С. И. СИВКОВ

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • 1968

УДК 551.501.721

Данные о радиационном режиме в настоящее время широко используются как в различных областях науки, так и для практических целей. Недостаток фактических данных во многих случаях приводит к необходимости получать требуемые характеристики радиационного режима путем расчета.

В книге систематизированы и обобщены современные методы расчета коротковолновых потоков солнечной радиации — прямой, рассеянной и суммарной. Особое внимание уделяется физическому обоснованию рекомендуемых методов и установлению общих закономерностей, связывающих характеристики радиационного режима друг с другом и с воздействующими на них метеорологическими факторами.

Книга рассчитана на научных работников и специалистов, пользующихся расчетными методами определения радиационных характеристик, в частности на метеорологов, климатологов, географов, биологов, медиков, строителей, гелиотехников.

Кроме того, она может быть использована в качестве дополнительного учебного пособия студентами высших учебных заведений и техникумов при изучении актинометрии и ее практических применений.

Radiation data are widely used at present both in pure and applied science. Lack of actual material makes it necessary in a number of cases to obtain radiation characteristics by computation.

In this publication up-to-date methods of computation of short-wave solar radiation — direct, scattered and global — are generalized and systematized. Much regard is paid to the physical grounds of the recommended methods and to determination of general principles which connect radiation characteristics with one another and with meteorological factors.

The monograph is intended for scientific workers and other specialists in the computation of radiation characteristics, for meteorologists, climatologists, geographers, biologists, medical workers, builders and engineers in solar energy technology. It can also be a manual for students of higher schools and special secondary schools (technicums) who study actinometry and its application.

$\frac{2-9-7}{65-67}$

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Применение расчетных методов в актинометрии

Задачей актинометрии является, по выражению А. И. Воейкова, «ведение приходо-расходной книги солнечного тепла», т. е. учет и исследование тех изменений и превращений, которым подвергается лучистая энергия Солнца в воздушной и водной оболочке земного шара и на поверхности земли. Превращение солнечной радиации в тепловую и химическую энергию обеспечивает возможность движения и жизни на Земле. Поэтому вполне естественно, что такие научные дисциплины, как метеорология, климатология, физическая география, физиология и экология растений и животных, на современном этапе своего развития все шире применяют данные актинометрии в исследованиях физических и биологических процессов, изучаемых этими науками. Различные характеристики радиационного режима используются также и для решения чисто практических вопросов медицины, агробиологии, гелиотехники, индустриального и жилищного строительства и других отраслей народного хозяйства. При этом предъявляются все более высокие требования к объему и качеству информации о радиационном режиме отдельных пунктов, районов, территорий, акваторий и в конечном счете всего земного шара.

За последние 50 лет актинометрия развивалась быстрыми темпами. Было выработано понятие о радиационном режиме и составляющих его элементах, созданы разнообразные методы и приборы для измерения всех видов радиации, собрано значительное количество данных, характеризующих радиационные условия в различных пунктах земного шара. Последние десятилетия отмечаются особенно интенсивным ростом числа пунктов, ведущих актинометрические наблюдения. И все же, несмотря на эти достижения, современная актинометрия не может полностью удовлетворить предъявляемые к ней требования материалами непосредственных наблюдений.

Расстояния между ближайшими станциями актинометрической сети обычно измеряются сотнями, а иногда и тысячами километров. Для многих очень обширных районов земного шара данные о радиационном режиме полностью отсутствуют. Программы наблюдений сетевых актинометрических станций в различных странах неодинаковы, и даже наиболее обширные из них предусматривают получение далеко не всех важнейших характеристик радиационного режима. Нередко оказывается, что в интересующем исследователя пункте или районе вообще не производилось актинометрических наблюдений или же не велись наблюдения за теми элементами, данные о которых становятся необходимыми.

В большинстве таких случаев требуемые данные о радиационном режиме все же могут быть получены с помощью расчетных методов. Применение этих методов оказывается возможным благодаря тому, что основные характеристики радиационного режима связаны как между собой, так и с важнейшими метеорологическими характеристиками. Причем для надежности результатов расчетов очень существенно то обстоятельство, что эти связи являются связями не корреляционного, а физического характера. Поэтому устанавливаемые количественные зависимости оказываются очень устойчивыми и могут быть обобщены для разнообразных климатических и погодных условий.

Существование таких зависимостей позволяет рассчитывать бóльшую часть отдельных характеристик радиационного режима или их совокупность по метеорологическим данным и некоторому минимальному количеству актинометрических данных. В случае необходимости расчет может быть произведен только по одним метеорологическим данным за счет некоторого снижения точности результатов.

Простейшие методы интерполяции дневного хода интенсивности и расчета сумм прямой солнечной радиации по данным гелиографа можно встретить уже в первых работах, посвященных обобщению результатов актинометрических наблюдений в отдельных пунктах. В дальнейшем разработка и совершенствование расчетных методов актинометрии велись параллельно с развитием актинометрических измерений. По мере того как программы наблюдений дополнялись измерениями рассеянной, суммарной и отраженной радиации и длинноволновых потоков, развивалась методика приближенного расчета и этих элементов. Необходимость иметь хотя бы приближенное представление о радиационных условиях больших территорий способствовала выработке общих методов расчета, применимых для пунктов с различными метеорологическими и климатическими условиями. В частности, для изучения географических закономерностей распределения радиационного и теплового баланса земной поверхности нужно было определить все составляющие радиационного баланса в отдельности для большого числа пунктов, что могло быть достигнуто только путем расчета.

С начала 20-х годов XX столетия до настоящего времени было предложено и применялось большое число различных методов, позволяющих рассчитывать отдельные характеристики радиационного режима. В СССР важнейшие результаты исследований в этом направлении представлены в работах С. И. Савинова, Н. Н. Калитина, Е. Е. Федорова, Л. А. Иванова, В. Н. Украинцева, Н. Г. Евфимова, Б. М. Гальперин, Л. Г. Махоткина, М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок, Н. А. Ефимовой, Н. И. Гойса и других советских исследователей. За рубежом методы расчета радиационных характеристик разрабатывали и применяли А. Онгстрем, Г. Кимболл, Ф. Альбрехт, Г. Перль, Д. Блек и другие авторы.

Существующая литература по актинометрии предоставляет в распоряжение исследователя большое число разнообразных методов расчета важнейших характеристик радиационного режима. Эти методы дают результаты различной точности и требуют неодинаковой затраты труда на вычисления. Выбор методики расчета, наиболее рациональной для поставленной задачи и имеющихся исходных данных, требует знакомства с обширной и не всегда доступной литературой. Поэтому представляется назревшей необходимость систематизации и критического анализа предложенных и применяющихся методов расчета с точки зрения их физической обоснованности, точности и трудоемкости.

До последнего времени расчетные методы актинометрии применялись преимущественно для получения климатических характеристик радиационного режима, соответствующих обычным, средним условиям данного пункта или района. Однако уже теперь нередко возникает необходимость в определении радиационных характеристик коротких конкретных периодов — месяцев, декад или даже отдельных дней определенного года. Можно думать, что в ближайшем будущем потребность в такого рода данных будет особенно возрастать в связи с намечающимся использованием характеристик радиационного поля для краткосрочных и долгосрочных прогнозов погоды. В современной синоптической метеорологии одной из основных проблем является проблема цикло- и антициклогенеза, для решения которой необходимо полное выяснение физических и энергетических основ этих процессов. Очевидно, что при этом становится необходимым синоптическое представление основных характеристик радиационного поля у поверхности земли и в атмосфере. Для такого представления современная густота актинометрической сети оказывается совершенно недостаточной. Отсутствие же разработанной методики синоптического использования актинометрических данных препятствует расширению сети, характеризующей радиационное поле. Выход из этого положения могло бы дать построение таких карт, которым можно было бы присвоить название актиносиноптических карт, с применением расчетных методов, позволяющих с достаточной для практических целей точностью получать нужные характеристики радиационного режима по данным метеорологической сети. Для корректирования результатов расчета при этом могут быть использованы непосредственные наблюдения сравнительно небольшого числа опорных актинометрических станций. В настоящее время такой путь наиболее удобно использовать для подтверждения целесообразности и для разработки методики применения радиационных характеристик в оперативной практике службы погоды. В случае удачного решения этих задач переход к повседневному использованию радиационных характеристик также мог бы быть наиболее просто осуществлен с помощью расчетных методов. Необходимая для оперативных целей быстрота расчета при современном уровне вычислительной техники может быть обеспечена без затруднений путем применения быстродействующих счетных машин. Таким образом, возможная область применения расчетных методов актинометрии значительно шире той, в которой эти методы применялись до сих пор.

Однако возможное расширение области применения методов расчета тесно связано с необходимостью их дальнейшего развития и совершенствования. Многие методы, успешно применяемые для вычисления климатических характеристик радиационного режима, становятся малопригодными при применении их к конкретным условиям для небольших промежутков времени. Это показывает, что использованные для расчетов количественные зависимости между вычисляемыми и исходными величинами слишком упрощают действительные соотношения и не учитывают факторов, которые могут оказывать существенное влияние при отклонении действительных условий от средних. Для уточнения результатов в некоторых случаях достаточно внести в методику расчета сравнительно небольшие изменения. В других случаях необходима разработка новых методов.

В дальнейшем рассматриваются принципиальные основания и конкретные особенности методики расчета важнейших характеристик радиационного режима.

§ 2. Основные характеристики радиационного режима

Радиационный режим любой поверхности, находящейся в естественных условиях, формируется в результате взаимодействия потоков лучистой энергии, имеющих различное происхождение и направление. Эти потоки являются составляющими элементами или характеристиками радиационного режима поверхности. Хотя реальные поверхности, подвергающиеся воздействиям радиации, могут иметь различный наклон к горизонтальной плоскости и различную ориентацию по отношению к плоскости меридиана, в актинометрии в первую очередь рассматриваются радиационные условия горизонтальной поверхности. Это соответствует естественным условиям земной поверхности в равнинной местности. Для поверхностей, отличающихся от горизонтальной наклоном и ориентацией, некоторые характеристики радиационного режима могут быть рассчитаны по характеристикам горизонтальной поверхности, другие же определяются путем организации эпизодических специальных измерений.

Основными характеристиками радиационного режима являются: прямая солнечная радиация S, поступающая на поверхность, перпендикулярную направлению солнечных лучей; ее вертикальная составляющая S', т. е. радиация на горизонтальную поверхность; рассеянная радиация D; суммарная радиация $Q=S'+D$; отраженная поверхностью коротковолновая радиация $R_к$ и длинноволновая радиация $R_д$; атмосферная радиация $E_А$ (называемая также противоизлучением или встречным излучением атмосферы); собственное излучение поверхности $E_З$. Если считать знаки потоков, приходящих к земной поверхности, положительными, а уходящих от нее — отрицательными, то алгебраическая сумма всех потоков B определится уравнением

$$B = S' + D + E_А - R_к - R_д - E_З. \tag{0.1}$$

Это уравнение называется уравнением радиационного баланса данной поверхности, а сама величина B — остаточной радиацией, или чаще радиационным балансом поверхности. Остаточная радиация представляет собой лучистую энергию, поглощенную поверхностью и переходящую на ней в другую форму — преимущественно в форму тепловой или химической энергии.

Все перечисленные выше потоки радиации являются интегральными, т. е. они составляются из лучей с различными длинами волн. В актинометрии длины волн измеряются в микронах (*мк*) или нанометрах (*нм*); 1 *мк*$=10^{-6}$ *м*, 1 *ммк*$=10^{-9}$ *м*.

Качественной характеристикой потока радиации являются верхняя и нижняя границы длин волн тех лучей, из которых составляется данный поток. Так, прямая солнечная, рассеянная и коротковолновая отраженная радиация характеризуется длинами волн в диапазоне 0,2—4,0 *мк*, длинноволновая радиация атмосферы и излучение земной поверхности в диапазоне 4—100 *мк*. Учитывая качественное различие потоков коротковолновой и длинноволновой радиации, уравнение радиационного баланса (0.1) можно представить в виде

$$B = B_к + B_д, \tag{0.2}$$

где $B_к$ и $B_д$ означают соответственно коротковолновый и длинноволновый баланс поверхности. При этом $B_к=S'+D-R_к$ и $B_д=E_А-R_д-E_З$. Величина $B_к$ всегда либо положительна, либо (при отрицательных высотах солнца) равна нулю.

Величина $B_д$ почти всегда отрицательна; при покрытии неба плотными облаками нижнего яруса длинноволновый баланс близок к нулю. В очень редких случаях (при значительных температурных инверсиях) он может быть даже положительным.

Поверхность, поглощающая радиацию B, называется деятельной или подстилающей. Обычно она представляет не геометрическую бесконечно тонкую поверхность, а некоторый слой большей или меньшей толщины, зависящей от того, на какую глубину может проникать радиация в этот слой. Для естественной поверхности при отсутствии растительного покрова толщина деятельного слоя может изменяться от долей миллиметра (уплотненная почва) до нескольких сантиметров (разрыхленная почва), десятков сантиметров (снег) и даже метров и десятков метров (вода). Покрывающий земную поверхность растительный покров также составляет деятельный слой, толщина которого определяется высотой растительности.

Количественной характеристикой потока радиации I служит его поверхностная плотность, т. е. количество переносимой потоком энергии, отнесенное к единице времени и единице площади поперечного сечения потока. Как синонимы поверхностной плотности в физической и светотехнической литературе применяются термины «энергетическая освещенность» поверхности или ее «облученность». В практической актинометрии (на сети станций СССР) до настоящего времени пользуются термином «интенсивность радиации». Так как энергия, отнесенная к единице времени, означает мощность, то интенсивность радиации может быть также определена как мощность, приходящаяся на единицу поверхности. В зависимости от выбора единиц энергии, мощности, времени и площади в актинометрии до сих пор применялись различные единицы интенсивности радиации. Наиболее часто энергия измерялась в тепловых единицах — калориях, а интенсивность радиации — в калориях на 1 $см^2$ в 1 *мин* ($кал \cdot см^{-2} мин^{-1}$).

В СССР с 1 января 1963 г. постепенно вводится Международная система единиц (сокращенно — СИ). В этой системе единицей энергии является джоуль (*дж*), мощности — ватт (*вт*), времени — секунда (*сек*) и площади — квадратный метр ($м^2$). Таким образом, в единицах СИ интенсивность радиации должна была бы выражаться в джоулях на 1 $м^2$ в секунду, т. е. в ваттах на 1 $м^2$ ($вт \cdot м^{-2}$). Так как эта единица очень мала ($1\ вт \cdot м^{-2} = 1433 \cdot 10^{-6}\ кал \cdot см^{-2} мин^{-1}$), комиссия по приборам и методам наблюдений Всемирной метеорологической организации (ВМО) рекомендовала для применения в 10 раз более крупную единицу — 1 милливатт на 1 $см^2$ ($1\ мвт \cdot см^{-2} = 1433 \cdot 10^{-5}\ кал \times см^{-2} мин^{-1}$). В этих единицах обычно наблюдаемые величины интенсивности, округленные до целых чисел, выражаются не более чем трехзначными числами ($1\ кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1} = 69{,}8\ мвт \times см^{-2}$).

В настоящее время, согласно ГОСТу 8550-61, калория и производные от нее единицы рассматриваются как внесистемные и применение их допускается в качестве временной меры. Полный переход на единицы СИ в актинометрии затрудняется очень большим количеством данных наблюдений, выраженных в старых единицах. Решение об обязательном введении единиц СИ пока не принято, и большинство материалов наблюдений мировой актинометрической сети все еще публикуется в старых единицах — калориях на 1 *см*^{2}.

Таблицы для перехода от *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ к *мвт*·*см*$^{-2}$ и от *кал*·*см*$^{-2}$ к *мвт*·*час*·*см*$^{-2}$ даются в приложении I.

Полной характеристикой интегрального потока радиации является спектральная интенсивность (или спектральная энергетическая освещенность, представляющая отношение интенсивности радиации в узком участке спектра к ширине этого участка, $i_\lambda = \frac{\Delta I}{\Delta \lambda}$).

Спектральная интенсивность радиации характеризует распределение монохроматической (т. е. соответствующей определенной длине волны λ) интенсивности I_λ в зависимости от λ. Измерение этого распределения представляет весьма трудную задачу и требует сложного оборудования. Поэтому данных о спектральном распределении интенсивности различных видов радиации при разных состояниях атмосферы имеется очень немного. Значительно легче может быть измерена радиация в отдельных сравнительно широких участках спектра: ультрафиолетовая радиация (0,22—0,40 *мк*), фотосинтетическая (0,38—0,71 *мк*), видимая (0,40—0,76 *мк*), инфракрасная (0,76—5,0 *мк*). Такие измерения представляют большой интерес для исследования процессов, связанных с избирательными (селективными) воздействиями радиации, о которых будет говориться далее.

Тепловое и биохимическое воздействие потока радиации на поглощающую поверхность за некоторый промежуток времени характеризуется энергетическим количеством освещения, которое в актинометрии чаще называется количеством или суммой радиации. Если в течение времени t интенсивность радиации I остается постоянной, то сумма радиации W за это время выразится величиной произведения $W = It$. Если же интенсивность меняется со временем и эта зависимость может быть выражена функцией $I = f(t)$, то сумма радиации определяется величиной интеграла

$$W = \int_0^t I\,dt = \int_0^t f(t)\,dt. \tag{0.3}$$

Непосредственно воздействуют на облучаемую поверхность суммы поглощенной радиации $W_а$. Они пропорциональны суммам радиации W, падающей на поверхность, а именно

$$W_а = (1 - A) W. \qquad (0.4)$$

В этой формуле A означает коэффициент отражения, или альбедо данной поверхности. В зависимости от длин волн падающей радиации альбедо может быть коротковолновым ($A_к$) или длинноволновым ($A_д$).

В естественных условиях величины $A_к$ могут меняться в широких пределах в зависимости от рода и физического состояния поверхности. Соответственно меняются и суммы поглощенной радиации $W_а$, которые, таким образом, при рассмотрении больших участков неоднородной поверхности характеризуют только микроклиматические ее особенности. Поэтому первичными макроклиматическими характеристиками радиационных воздействий являются суммы падающей радиации, чем и определяется их первостепенное значение в актинометрии.

Суммы любого вида радиации могут измеряться и вычисляться как для интегральных потоков, так и для отдельных спектральных интервалов.

Единица измерения сумм радиации имеет размерность интенсивности, умноженной на время. В зависимости от принятой единицы интенсивности сумма радиации за определенный промежуток времени может выражаться в *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$, *дж* $\cdot$ *см*$^{-2}$ (1 *дж* $\times$ $\times$ *см*$^{-2}$ = 0,239 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$) или *мвт* $\cdot$ *час* $\cdot$ *см*$^{-2}$ (1 *мвт* $\cdot$ *час* $\cdot$ *см*$^{-2}$ = = 0,861 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$).

Необходимо упомянуть, что до недавнего времени результаты измерений интенсивности и сумм радиации представлялись в единицах одной из двух пиргелиометрических шкал: европейской шкалы Онгстрема и американской шкалы Смитсонианского института. Хотя обе шкалы выражали интенсивность радиации в одних и тех же единицах (*кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$. *мин*$^{-1}$), расхождение между шкалами составляло около 3,5%. Это расхождение возникало за счет того, что эталонные приборы, на которых основывались обе шкалы (пиргелиометры Онгстрема и Аббота), имели систематические ошибки различного происхождения и противоположных знаков. После того как систематические ошибки эталонных приборов были исследованы, оценены и в результаты измерений стали вводить соответствующие поправки, обе шкалы почти совпали. Поэтому Всемирной метеорологической организацией по рекомендации Международной конференции по радиации, происходившей в сентябре 1956 г. в Давосе, была принята новая единая международная пиргелиометрическая шкала 1956 г. (МПШ). Эта шкала введена в действие с 1 января 1957 г., и в ее единицах в настоящее время выражаются результаты всех актинометрических измерений. Что же касается данных о радиации, опубликованных до 1957 г., то для приведения их к новой МПШ следует величины радиации, выраженные по американской шкале, уменьшать на 2%, а величины, выраженные по европейской шкале, увеличивать на 1,5%. Необходимость такого приведения нужно иметь в виду при сопоставлении данных наблюдений, выраженных в различных шкалах и опубликованных в разное время.

§ 3. Постановка задачи

В основе методов расчета, разработанных и применявшихся отдельными исследователями, лежат некоторые общие принципы, не всегда отчетливо сформулированные, но выявляющиеся при составлении и критическом анализе различных методов. Последовательное развитие этих основных принципов позволяет представить возникающую «расчетную актинометрию» не как сводку эмпирических приемов, основанных на чисто статистических сопоставлениях, а как некоторую систему функциональных связей, обоснованную физически. Такой подход помогает оценить существующие методы расчета, установить их точность и определить условия, при которых данный метод может дать наилучшие результаты. Вместе с тем облегчается разработка новых, ранее не применявшихся методов и усовершенствование существующих, что становится особенно необходимым в связи с повышением требований, предъявляемых к точности расчетов. Многие методы расчета, дающие вполне удовлетворительные результаты при вычислении климатических показателей, оказываются очень грубо приближенными и мало пригодными для расчета радиационных характеристик отдельных дней, декад или месяцев. Выявить возможности и наметить пути уточнения методики расчета можно только на основе исследования физических закономерностей, определяющих интенсивности и суммы каждого вида радиации.

Наиболее часто возникает потребность в расчете коротковолновых характеристик макроклиматического значения (прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации). Объясняется это тем, что в уравнении радиационного баланса (0.2) преобладающее значение имеет коротковолновый баланс $B_к$, величина которого подвержена наибольшим изменениям в суточном и годовом ходе. Таким образом, основными климато- и погодообразующими факторами являются именно коротковолновые потоки радиации. Они же оказывают влияние на биохимические и физиологические процессы в живых организмах. В связи с этим как методы непосредственного измерения, так и методы расчета коротковолновых характеристик радиационного режима оказываются наиболее разработанными.

Значительно сложнее обстоит дело с расчетами длинноволновых потоков радиации. Методы их непосредственного измерения все еще далеки от совершенства. Применяемые для измерений приборы — пиргеометры и балансомеры различных конструкций — имеют систематические ошибки различного происхождения, пока еще недостаточно исследованные. При таком положении нет полной уверенности в точности и сравнимости получаемых данных, а систематизация, обобщение и оценка методов расчета длинноволновых потоков представляются затруднительными. Поэтому в данной работе рассматриваются методы расчета только коротковолновых характеристик радиационного режима. Основное внимание при этом будет уделено методам расчета интегральных характеристик, которые имеют наибольшее значение для решения задач физики атмосферы и климатологии. Что же касается спектральных радиационных характеристик, то, несмотря на их важное значение для физики атмосферы и биологии, разработка методов их расчета пока затруднена вследствие недостаточного количества надежных исходных данных. Все же некоторые спектральные характеристики можно рассчитать по интегральным характеристикам или метеорологическим данным. Так, например, освещенность естественным светом можно с удовлетворительной точностью рассчитывать по данным об интенсивности прямой и рассеянной радиации или по продолжительности солнечного сияния s. Фотосинтетически активная радиация (ФАР) также может быть вычислена по прямой и рассеянной радиации S и D. Но разработка методики расчета большинства других спектральных характеристик является еще делом будущего.

Интенсивность и суммы всех видов радиации испытывают как периодические, так и непериодические изменения под влиянием ряда факторов, основными из которых являются высота солнца над горизонтом, длина дня, прозрачность атмосферы и облачность. Первые два фактора связаны точной функциональной зависимостью с широтой места, склонением солнца и временем дня. Это обстоятельство позволяет точно рассчитать условия облучения, независящие от каких-либо других факторов. Такой расчет характеризует приток солнечной радиации к земной поверхности в случае отсутствия атмосферы или ее абсолютной прозрачности. Несмотря на несоответствие реальным условиям, получаемые таким путем результаты нередко используются в актинометрии в качестве первого приближения для оценки влияния реальной атмосферы на радиацию и для расчетов суммарной радиации.

Переход к условиям реальной атмосферы очень осложняет расчет радиационного режима. Современная физическая метеорология рассматривает реальную земную атмосферу с точки зрения коллоидной химии как аэрозоль, т. е. как систему, состоящую из газообразной (дисперсионной среды), в которой во взвешенном состоянии присутствуют твердые и жидкие частицы (дисперсная фаза). Естественный атмосферный аэрозоль является гетерогенным, т. е. взвешенные в нем частицы имеют различное происхождение (облачные элементы в виде водяных капель и ледяных кристаллов, пыль, дым, мелкие частицы органического происхождения и т. п.). Частицы различного происхождения неодинаковы по размерам, т. е. атмосферный аэрозоль является также полидисперсным. Общее количество аэрозольных частиц в атмосфере над единицей поверхности, их вертикальное распределение по размерам могут меняться в очень широких пределах.

Газообразная дисперсионная среда, кроме постоянных газов, содержит водяной пар, общее количество которого также подвержено большим изменениям. Все эти изменения состояния атмосферного аэрозоля воздействуют на проходящие через атмосферу радиационные потоки, изменяя их в количественном и качественном отношении. Так как практически невозможно определить путем непосредственных измерений все физические характеристики атмосферного аэрозоля, которые требуются для точного учета его воздействий на радиацию, расчет радиационного режима может быть произведен только для некоторых наперед заданных состояний, т. е. для определенной радиационной модели атмосферы. Простейшей и часто используемой в актинометрии моделью является так называемая идеальная атмосфера, т. е. атмосфера, имеющая такой же газовый состав, как и реальная, но не содержащая водяного пара, пыли и продуктов конденсации. Идеальную атмосферу можно рассматривать как предельное состояние, к которому может приближаться реальная атмосфера при минимальном содержании водяного пара и аэрозольных частиц (т. е. при низкой температуре воздуха, малой абсолютной и относительной влажности и отсутствии запыления или задымления).

Введение понятия об идеальной атмосфере и расчет ее радиационных характеристик сыграли большую роль в развитии актинометрии, так как позволили сравнивать актинометрические характеристики реальной атмосферы при различных ее состояниях с аналогичными характеристиками атмосферы, обладающей вполне определенными и постоянными оптическими свойствами. Поэтому радиационные характеристики идеальной атмосферы представляют как теоретический, так и практический интерес. Их можно рассматривать как второе приближение к условиям реальной атмосферы.

Третье приближение дает расчет интенсивности радиации по некоторым наперед заданным значениям параметров, определяющих прозрачность атмосферы. Этот метод расчета имеет большое значение для установления количественных зависимостей между интенсивностью радиации и численными значениями расчетных параметров. Но так как сами эти значения в отдельных случаях обычно бывают неизвестны, такой расчет не может заменить непосредственное определение характеристик прозрачности путем измерения.

Таким образом, наиболее точные результаты может дать только вычисление интенсивности радиации по высоте солнца и характеристикам прозрачности, соответствующим конкретным условиям места и времени. В этом случае возможно рассчитать основные характеристики радиационного режима по результатам немногих отдельных измерений и с точностью, лишь незначительно уступающей точности непосредственного определения этих характеристик. Обоснование и изложение методики расчета радиационного режима при реальных условиях прозрачности, но в отсутствии облачности составляют поэтому одну из основных задач расчетной актинометрии.

Дальнейшая задача состоит в определении радиационных характеристик с учетом влияния облачности. Для этого могут быть использованы и используются различные качественные и количественные характеристики облачности. Критический анализ этих методов, оценка их точности и возможности дальнейшего усовершенствования также должны явиться предметом детального рассмотрения.

Приемы и методы расчета отдельных составляющих радиационного режима имеют свои особенности. Поэтому целесообразно рассматривать методы расчета каждой составляющей в отдельности.

Изложенные выше соображения определяют порядок и характер дальнейшего изложения основ расчетной актинометрии.

ЧАСТЬ I

ОСЛАБЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

Глава 1

ОБЩИЙ ЗАКОН ОСЛАБЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

§ 4. Физические процессы, вызывающие ослабление радиации в атмосфере

При прохождении потока лучистой энергии через атмосферу интенсивность радиации изменяется в результате взаимодействия с образующими атмосферу материальными частицами — атомами, молекулами и их комплексами. Для выяснения сущности этого взаимодействия современная физика пользуется представлениями квантовой механики, основы которой в начале текущего столетия были заложены работами М. Планка и А. Эйнштейна. Квантовая теория рассматривает лучистую энергию как поток световых квантов, или фотонов, испускаемых источником радиации и движущихся со скоростью света $c=3\cdot10^{10}$ *см·сек*$^{-1}$. Природа фотонов двойственна. При возникновении фотонов и их взаимодействии с материальными частицами — атомами, молекулами и состоящими из них телами — проявляются корпускулярные свойства фотонов как отдельных частиц. В других физических процессах, связанных с распространением потока радиации (интерференции, дифракции и поляризации), фотон проявляет себя как волна. Корпускулярные и волновые свойства потоков радиации с точки зрения классической физики представляются противоречивыми, но по существу они не противоречат, а лишь дополняют друг друга.

Каждый фотон обладает энергией $E_ф$ и количеством движения $P_ф$, величина которых определяется соотношениями, выражающими связь между корпускулярными и волновыми свойствами фотона (рис. 1):

$$E_ф = h\nu = \frac{hc}{\lambda}; \qquad (1.1)$$

$$P_ф = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \qquad (1.2)$$

В этих формулах $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг · сек* есть универсальная постоянная Планка, $\nu = \frac{c}{\lambda}$ — частота колебаний, λ — длина волны. Формулы показывают, что как энергия, так и количество движения фотона обратно пропорциональны длине волны λ. В монохроматическом потоке радиации все фотоны обладают одинаковой энергией. В спектральном промежутке λ_1—λ_2 энергия фотонов меняется в пределах E_{λ_1} — E_{λ_2} причем предельные значения E в этом промежутке определяются формулой (1.1) для предельных значений λ_1 и λ_2.

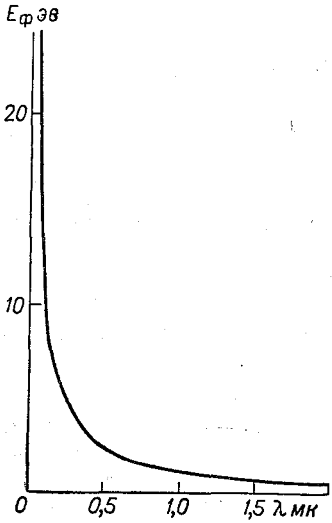

Рис. 1. Энергия фотона при различной длине волны.

С точки зрения квантовой теории интенсивность потока радиации есть суммарная энергия всех фотонов, проходящих в течение 1 *мин* через поперечное сечение 1 *см*². Для спектрального интервала λ_1—λ_2 интенсивность выражается формулой

$$I_{\lambda_1 - \lambda_2} = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} n_\lambda E_ф(\lambda), \qquad (1.3)$$

где n_λ — число фотонов, соответствующих длине волны λ и имеющих энергию E_λ. Изменение величины $I_\lambda = nE_ф(\lambda)$ в зависимости от λ характеризует спектральное распределение интенсивности в немонохроматическом потоке.

Фотоны возникают вследствие изменения внутренней энергии атомов, которая определяется взаимным расположением атомного ядра и окружающих его электронов. В нормальном состоянии внутреняя энергия атома E_0 минимальна и атом не излучает. Но каждый атом может находиться не только в нормальном, но и в так называемом возбужденном состоянии, при котором его внутренняя энергия E может превышать минимальную энергию E_0. Число возможных энергетических состояний E_0, E_1, E_2 ... и сами величины E для атомов различных элементов разные. В возбужденном состоянии E'' атом может находиться только очень короткое время (порядка 10^{-8} *сек*) и самостоятельно переходит снова в нормальное состояние E_0 или возбужденное состояние с меньшей внутренней энергией E'. При этом переходе освобождается количество энергии ΔE, которое излучается в виде фотона ($\Delta E = E'' - E' = h\nu$).

Возбуждение атомов может осуществляться различными путями. Наиболее часто атомы приходят в возбужденное состояние при столкновении с быстро движущимися частицами — электронами, атомами, нейтральными молекулами и ионами. При этом кинетическая энергия движущихся частиц переходит в энергию возбуждения атома, а затем в энергию возникающего при обратном переходе фотона. Именно таким путем возникает температурное излучение тел за счет энергии молекулярного движения.

Так как средняя кинетическая энергия молекулярного движения пропорциональна абсолютной температуре, с повышением температуры увеличивается вероятность столкновений частиц и их энергия, что вызывает увеличение числа возбужденных атомов и передаваемой им энергии ΔE. Соответственно увеличивается число испускаемых фотонов при обратных переходах атомов в нормальное или менее возбужденное состояние и возрастает их энергия. Этим объясняется увеличение общей интенсивности излучения тел с повышением их температуры и сдвиг максимальной интенсивности к коротковолновому концу спектра, количественно выражаемые законами Стефана—Больцмана, Вина и Планка.

Возбуждение атомов может быть вызвано и направленным потоком быстро летящих частиц. Примером может служить свечение разреженных газов под действием направленного потока электронов, проявляющееся в атмосфере в виде полярных сияний, свечение в электрической дуге и в электрической искре.

Источником энергии возбуждения атомов может быть и энергия, освобождающаяся при некоторых химических реакциях (явления хемилюминесценции).

Наконец, атомы могут приходить в состояние возбуждения и за счет энергии фотонов при встречах их с атомами.

Во всех рассмотренных случаях возбуждение атома может осуществиться только при условии, что получаемая атомом от источника возбуждения энергия не меньше, чем энергия $\Delta E = E_2 - E_1$, необходимая для перехода атома из состояния E_1 в состояние с большей внутренней энергией E_2.

В противоположном направлении протекают процессы превращения энергии, возникающие при встрече фотона с атомом или молекулой. При таком столкновении фотон как таковой прекращает свое существование, а его энергия передается встречной частице. При большом числе таких столкновений число фотонов в направленном потоке (каким является солнечная радиация) уменьшается, т. е. происходит ослабление интенсивности радиации. Энергия исчезнувших фотонов затрачивается на увеличение внутренней энергии атомов и молекул ослабляющей радиацию среды. В зависимости от путей, которыми осуществляется это увеличение внутренней энергии, действие потока радиации на материальную среду может вызывать в последней различные процессы.

1. За счет энергии фотонов может возрастать кинетическая энергия электронов, атомов и молекул, т. е. под действием радиации может происходить нагревание среды.

2. Энергия фотонов может затрачиваться на преодоление сил, удерживающих атомы в молекулах, т. е. на диссоциацию молекул. В верхних слоях атмосферы таким образом происходит диссоциация молекул азота, кислорода и озона. На поверхности земли важнейшее значение имеет разложение молекул углекислого газа при фотосинтезе. В подобных фотохимических процессах энергия фотонов переходит в химическую энергию диссоциированных атомов или молекул. На диссоциацию каждой молекулы должна быть затрачена определенная работа A. Поэтому для осуществления фотохимической реакции необходимо, чтобы энергия вызывающего реакцию кванта $E = \frac{hc}{\lambda}$ была не меньше энергии диссоциации A. Отсюда следует, что должна существовать длинноволновая граница фотохимического процесса: если длина волны $\lambda > \frac{hc}{A}$, то реакция произойти не может.

3. Энергия фотона может затрачиваться на преодоление сил, удерживающих электрон во внешней оболочке атома. После вырывания электрона атом становится ионизированным. Этот фотоэлектрический процесс, как и фотохимический, также имеет длинноволновую границу, соответствующую работе вырывания электрона (или потенциалу ионизации нейтрального атома). Для газов, образующих атмосферу, потенциалы ионизации значительно выше энергии квантов потока солнечной радиации, вследствие чего верхние слои атмосферы ионизируются в основном космическими лучами, приходящими к земле из мирового пространства. Однако для некоторых металлов потенциалы ионизации оказываются значительно более низкими, что используется в технике для преобразования лучистой энергии в электрическую с помощью фотоэлементов.

При всех перечисленных процессах в потоке радиации, проходящем через материальную среду, уменьшается число фотонов, т. е. интенсивность радиации. Это уменьшение интенсивности, вызываемое переходом лучистой энергии в другие формы, обычно рассматривается в физике и актинометрии как явление поглощения радиации средой или поверхностью.

Кроме поглощения, во всякой среде и на всякой реальной поверхности происходит рассеяние радиации. При рассеянии радиации лучистая энергия не переходит в другие формы и число фотонов в потоке не меняется, но меняется направление их движения. Процесс протекает так, как будто фотоны, сталкиваясь с атомами, рассеиваются ими в стороны. Однако в действительности процесс рассеяния более сложен и его можно рассматривать как процесс поглощения фотона, энергия которого затрачивается на возбуждение атома, с последующим возникновением нового фотона той же энергии при обратном переходе возбужденного атома в нормальное состояние. При этом вновь возникающий фотон имеет направление движения, в большинстве случаев отличающееся от направления, в котором двигался поглощенный фотон.

Таково общее — по необходимости очень схематизированное — представление физической сущности процессов поглощения и рассеяния радиации с точки зрения квантовой теории. Основные понятия этой теории могут оказаться полезными при дальнейшем рассмотрении закономерностей ослабления радиации в атмосфере.

Процессы поглощения и рассеяния радиации в атмосфере могут протекать различно в зависимости от свойств поглощающих и рассеивающих частиц, в совокупности образующих атмосферу. В этих процессах частицы, различные по химическому составу, структуре и физическому состоянию, играют различную роль, для уяснения которой необходимо рассмотреть условия поглощения и рассеяния в атмосфере более детально. Однако количественные изменения интенсивности в результате поглощения и рассеяния прямой солнечной радиации с удовлетворительной точностью описываются одним общим законом, который лежит в основе методики расчета характеристик радиационного режима.

§ 5. Закон Бугера—Ламберта

Исследование закономерностей, количественно определяющих изменение потока радиации при прохождении его через материальную среду, началось задолго до того, как была выяснена природа физических процессов, определяющих это изменение. Общий закон ослабления света при его прохождении через поглощающую и рассеивающую среду был установлен экспериментально еще в 1729 г. французским физиком П. Бугером [3]. Этот закон математически выражается формулой

$$I = I_0 p^m, \tag{1.4}$$

в которой I_0 — первоначальная интенсивность радиации; I — интенсивность после прохождения в данной среде расстояния m. Величина p при $m=1$ представляет отношение конечной интенсивности I к первоначальной I_0 и называется коэффициентом прозрачности данной среды.

Закон Бугера в 1760 г. был теоретически обоснован немецким физиком И. Г. Ламбертом [14]. Если ослабление радиации dI в плоском однородном слое вещества на пути dm выражается уравнением

$$dI = -aI\,dm, \tag{1.5}$$

то интегрирование этого уравнения дает

$$I = I_0 e^{-am}, \tag{1.6}$$

что после подстановки

$$e^{-a} = p \tag{1.7}$$

приводит к формуле Бугера.

Из (1.5) вытекает формулировка закона Бугера—Ламберта: ослабление радиации в однородном слое прямо пропорционально первоначальной интенсивности радиации и длине пути, пройденного лучом в этой среде.

Величина a в формуле (1.6) называется коэффициентом ослабления радиации в данной среде или коэффициентом экстинкции (натуральным). Из формулы (1.7) следует, что значению $a=1$ соответствует ослабление интенсивности радиации в $e=$ $=2{,}72$ раза.

Иногда для упрощения расчетов формула (1.6) записывается в виде

$$I = I_0 \cdot 10^{-km}. \tag{1.8}$$

В этом случае коэффициент k называется десятичным коэффициентом ослабления. Очевидно, $k = a \lg e = 0{,}434a$.

Как будет показано далее, закон Бугера для интегрального потока радиации в диапазоне длин волн солнечного спектра не вполне точен. Однако он оправдывается для монохроматического потока с длиной волны λ, а также для достаточно узких спектральных промежутков, ограниченных длинами волн λ_1 и λ_2.

Для прямой солнечной радиации S первоначальной интенсивностью является интенсивность радиации за пределами земной атмосферы S_0 (солнечная постоянная). Для монохроматических потоков радиации формулы (1.4) и (1.6) в этом случае принимают вид

$$S_{m,\lambda} = S_{0,\lambda} e^{-a_\lambda m} = S_{0,\lambda} p_\lambda^m. \tag{1.9}$$

В этих формулах a_λ и p_λ представляют собой монохроматические коэффициенты ослабления и прозрачности атмосферы, величины $S_{0,\lambda}$ характеризуют спектральное распределение интенсивности солнечной радиации вне земной атмосферы, а m означает длину пути солнечных лучей в атмосфере.

Интенсивность интегрального потока радиации получается из формулы (1.9) путем интегрирования по λ

$$S_m = \int_0^\infty S_{0,\lambda} p_\lambda^m \, d\lambda. \tag{1.10}$$

Эта формула является основой теоретического расчета интенсивности прямой солнечной радиации. Интегрирование может выполняться непосредственно, если $S_{0,\lambda}$ и p_λ могут быть представлены как интегрируемые функции λ. Однако вследствие затруднительности такого представления величина S_m чаще находится путем численного интегрирования уравнения (1.10).

Закон Бугера—Ламберта получен при условии, что ослабляющий радиацию слой физически однороден. В случае газовой среды это означает, что температура и давление газа во всем слое постоянны. В атмосфере это условие не выполняется. Чтобы подтвердить применимость закона Бугера к земной атмосфере, необходимо показать возможность перехода от реальной физически неоднородной атмосферы к условной однородной атмосфере. Следует также уточнить значения $S_{0,\lambda}$, количественно характеризующие поток солнечной радиации перед его вхождением в земную атмосферу. Для этого необходимо раскрыть физический смысл всех параметров, входящих в формулы (1.9) и (1.10).

Глава 2

СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ

§ 6. Спектральное распределение внеземной интенсивности радиации и солнечная постоянная

Солнечная постоянная S_0 является основной исходной величиной, определяющей все дальнейшие изменения интегрального потока радиации в атмосфере и их расчеты. Поэтому вполне естественно, что О. Д. Хвольсон [19], формулируя в начале 90-х годов XIX столетия основные задачи актинометрии, считал одной из этих задач определение величины солнечной постоянной.

Если известно распределение внеземной интенсивности солнечной радиации, характеризуемое величинами $S_{0,\lambda}$ для различных длин волн во всем диапазоне солнечного спектра, то интегральное значение S_0 определяется формулой

$$S_0 = \int_0^\infty S_{0,\lambda} \, d\lambda, \tag{2.1}$$

которая получается из формулы (1.10) при $p_\lambda = 1$, т. е. при условии, что атмосфера абсолютно прозрачна для всех длин волн солнечного спектра. Таким образом, для определения солнечной постоянной следует предварительно определить спектральное распределение величин $S_{0,\lambda}$.

Необходимость применения такого метода определения солнечной постоянной была впервые показана М. Радо [70], а сам метод — спектроболометрический метод определения солнечной постоянной — был разработан в начале 80-х годов XIX столетия С. Ланглеем [55]. Этот метод постепенно развивали и совершенствовали в астрофизической обсерватории Смитсонианского института в США преемники С. Ланглея — Ч. Аббот, Ф. Фоуль и

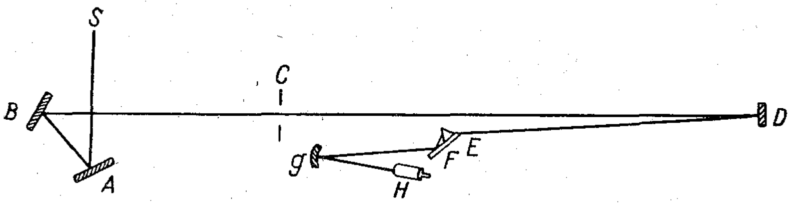

Рис. 2. Схема устройства спектроболографа.

SA — луч Солнца, *A* и *B* — зеркала целостата, *C* — щель, *D* — зеркало коллиматора, *E* — призма, *F* и *g* — зеркала, *H* — болометр.

Л. Олдрич. Сущность этого метода состоит в том, что спектральное распределение интенсивности солнечной радиации регистрируется при различной высоте солнца в течение дня особым прибором — спектроболографом (рис. 2). Прибор состоит из призматического монохроматора с большой разрешающей способностью, разлагающего поток солнечной радиации в спектр, интенсивность в различных частях которого регистрируется с помощью чувствительного платинового термометра сопротивления (болометра). Ординаты зарегистрированных кривых дают значения интенсивности в относительных единицах в пределах 0,346—2,42 *мк*, определяемых спектральной прозрачностью оптической системы монохроматора. В этих пределах длина спектра, развернутого монохроматором, составляет около 1 *м*. Площадь, ограниченная каждой кривой, представляет интенсивность интегрального потока радиации, также в относительных единицах. Форма каждой кривой несколько искажена вследствие различий в спектральной прозрачности и угловой дисперсии оптической системы монохроматора. (В результате различий в угловой дисперсии 1 *мм* записи по абсциссе соответствует в инфракрасной области спектральный промежуток $\Delta\lambda = 90 \cdot 10^{-4}$ *мк*, а в ультрафиолетовой — только $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ *мк*). С целью устранения ошибок для каждой зарегистрированной кривой строится по исправленным равноотстоящим ординатам (всего около 40 ординат) новая кривая; площадь, очерченная этой кривой, определяется планиметрированием. После введения в полученную величину поправок на не учитываемую спектроболографом ультрафиолетовую ($\lambda <$ $< 0{,}346$ *мк*) и инфракрасную ($\lambda > 2{,}42$ *мк*) радиацию, а также на радиацию, потерянную в полосах поглощения земной атмосферы, окончательный результат приравнивается интенсивности, измеренной пиргелиометром. Таким образом определяется цена единицы площади спектроболограммы в абсолютных единицах — $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. Для всех кривых одного и того же дня выводится средняя для данного дня цена единицы площади.

По ординатам, полученным при разных высотах солнца для определенной длины волны λ, находится интенсивность радиации $S_{0,\lambda}$, соответствующая этой длине волны у внешних пределов земной атмосферы. Для нахождения величины $S_{0,\lambda}$ применяется закон Бугера—Ламберта, справедливый для монохроматического потока радиации. По найденным таким путем 40 значениям $S_{0,\lambda}$ строится кривая спектрального распределения внеземной интенсивности; площадь, ограниченная этой кривой, планиметрируется и, наконец, путем умножения площади на определенную ранее цену единицы площади определяется внеземная интегральная интенсивность радиации S_0. Величина S_0 зависит не только от излучения Солнца, но и от расстояния между Землей и Солнцем. Так как это расстояние в течение года меняется, за солнечную постоянную принимается величина S_0, отнесенная к среднему расстоянию $R_0 = 149{,}5$ млн. *км*. Эта величина может быть названа астрономической или астрофизической солнечной постоянной, так как она определяется только излучением Солнца. Астрономическая солнечная постоянная S_0 связана с внеземной интенсивностью радиации $S_{0,R}$, измеренной при расстоянии R от Солнца, соотношением

$$S_0 = \frac{R^2}{R_0^2} S_{0,R}. \tag{2.2}$$

Аналогичное соотношение применяется для приведения к среднему расстоянию R_0 интенсивности радиации S_R, измеренной на расстоянии R. Такое приведение необходимо при всех расчетах, в которых используется величина солнечной постоянной. В этом случае формула (2.2) принимает вид

$$S_{m,R_0} = \frac{R^2}{R_0^2} S_{m,R}. \tag{2.3}$$

Практически вместо формулы (2.3) обычно применяются вычисляемые с помощью этой формулы поправки, которые придаются к измеренным интенсивностям S_R для получения приведенных величин S_{R_0}. Годовой ход этих поправок на 1-е число каждого месяца, выраженный в процентах от значений R, представлен графически на рис. 3.

При определении солнечной постоянной спектроболографическим методом наиболее уязвимым звеном описанной выше цепи операций оказывается определение ультрафиолетовой и инфракрасной поправок на радиацию концевых участков спектра, не измеряемую непосредственно спектроболометром. В зависимости от изменений в методике определения этих поправок спектральное распределение величин $S_{0,\lambda}$ и величины солнечной постоянной получались различными. Подробное описание применявшейся

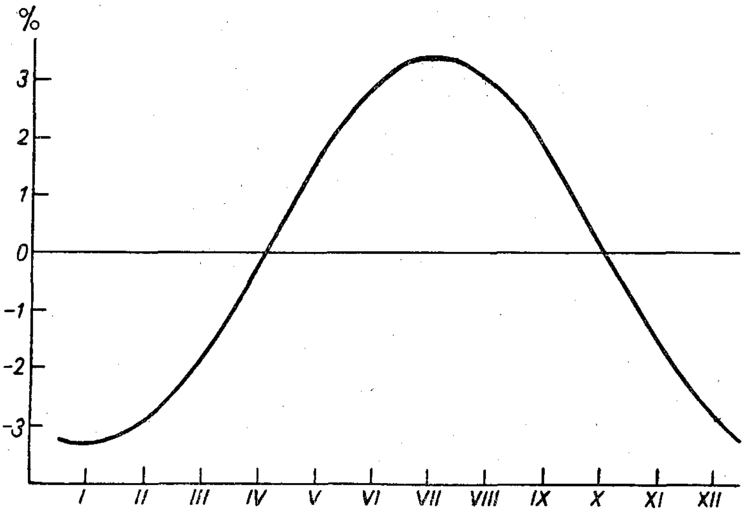

Рис. 3. Годовой ход поправок для приведения интенсивности радиации к среднему расстоянию от солнца.

методики и результаты, полученные за период 1900—1950 гг., приводятся в работах Ланглея, Аббота, Фоуля и Олдрича [25], Петтита [69], Линке [56], а также в общих курсах и монографиях по актинометрии [10, 40]. Можно только отметить, что до недавнего времени величина солнечной постоянной принималась равной 1,94 *кал* · $см^{-2}$ · $мин^{-1}$ в американской пиргелиометрической шкале Аббота или 1,88 *кал* · $см^{-2}$ · $мин^{-1}$ в европейской шкале Онгстрема. В единицах МПШ величина S_0 должна была бы составить 1,91 *кал* · $см^{-2}$ · $мин^{-1}$. Однако в течение последнего десятилетия выяснилась необходимость уточнить величины солнечной постоянной. В связи с развитием ракетных исследований верхних слоев атмосферы к 1950 г. были получены новые данные об ультрафиолетовой радиации Солнца. Оказалось, что внеземная интенсивность радиации в областях спектра, не измерявшихся спектроболометром, несколько выше, чем принималась ранее. В связи с этим должны были измениться величины ультрафиолетовой и инфракрасной поправок, а следовательно, и величина солнечной постоянной. Перерасчету этой величины с учетом новых данных посвящен ряд работ, опубликованных после 1950 г. В настоящее время наиболее обоснованными и точными признаются расчеты М. Николе [64, 65] и Ф. Джонсона [53], несколько различающиеся по методике определения внеземных интенсивностей $S_{0, \lambda}$, но приводящие к почти одинаковым окончательным результатам.

В работе Николе использовано то обстоятельство, что излучение центральной части солнечного диска для больших участков спектра оказывается очень близким к излучению абсолютно черного тела, рассчитанному по формуле Планка. Для всего спектра совпадения не получается, так как интенсивность радиации для $\lambda < 0,36$ *мк* в солнечном спектре убывает значительно быстрее, чем в спектре излучения абсолютно черного тела. Это различие объясняется неселективным поглощением коротковолновой радиации водородом солнечной атмосферы. Однако для отдельных участков спектров совпадение излучения Солнца и излучения черного тела очень хорошее. Только абсолютные температуры, по которым рассчитывается излучение черного тела, при таком совпадении должны приниматься различными для разных участков спектра.

Основываясь на результатах исследования Дж. Мульдерса [63], Николе принимает, что абсолютная интенсивность излучения центральной части солнечного диска $I_\lambda(0)$ соответствует в области 0,45—0,95 *мк* излучению абсолютно черного тела при температуре 7200°К, а при $\lambda < 0,37$ *мк* — при 5800°К. Так как излучение фотосферы ослабляется солнечной атмосферой сильнее у краев солнечного диска, чем в его центре, то для перехода от значений $I_\lambda(0)$ к осредненным для всего солнечного диска значениям интенсивности F_λ необходимо в значения $I_\lambda(0)$ внести соответствующие поправки. Для этого использовались величины отношения $F_\lambda/I_\lambda(0)$, определенные М. Миннертом [60].

Поглощение радиации солнечной атмосферой во фраунгоферовых линиях спектра учитывалось по данным Мишара [58]. Для длинноволнового конца спектра ($\lambda > 0,95$ *мк*) Николе принимает данные, определенные непосредственно для всего солнечного диска Абботом, Фоулем и Олдричем [30] по записям спектроболографа с призмой из каменной соли. Для ультрафиолетового конца спектра Николе использовал результаты измерений, полученные при подъемах ракет. Эти результаты представлены графически на рис. 4. Из графика видно, что интенсивность ультрафиолетовой радиации Солнца можно отождествить с излучением черного тела при температуре 5700—5800°К только для $\lambda > 0,29$ *мк*. Для меньших длин волн интенсивность радиации уменьшается значительно быстрее, чем излучение черного тела.

Из своих расчетов Николе получает спектральное распределение интенсивности солнечной радиации за пределами атмосферы в ваттах на квадратный метр по спектральным промежуткам 0,01 *мк* для диапазона 0,22—7,0 *мк* и определяет новое значение солнечной постоянной $S_0=1{,}98$ *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ в новой МПШ. При этом Николе считает, что точность определенного им значения S_0 не превышает $\pm 5\%$, так как распределение энергии для отдельных участков спектра определяется различными и не вполне точными методами.

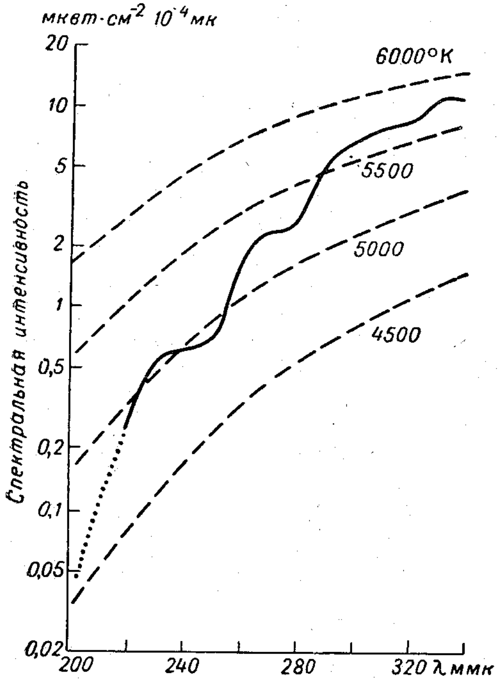

Рис. 4. Внеземная интенсивность ультрафиолетовой радиации по данным ракетных измерений.

В работе Джонсона [53] спектральное распределение радиации получено по новым измерениям, производившимся морской исследовательской лабораторией США. Величины $S_{0,\lambda}$ в промежутке 0,22—0,34 *мк* были получены Джонсоном и другими сотрудниками путем измерений, произведенных при подъемах ракет на большие высоты (рис. 4). Для области 0,30—0,68 *мк* были использованы измерения Данкельмана и Скольника [37], производившиеся на горе Маунт-Леммон в Аризоне (2800 *м* над ур. м.) посредством двойного монохроматора с большой разрешающей способностью. Для более длинных волн были приняты данные Муна, основанные главным образом на смитсонианских наблюдениях и опубликованные в «Смитсонианских физических таблицах» [78]. Для совмещения концов кривых распределения радиации на отдельных участках в точках соединения кривых (при 0,318 и 0,60 *мк*) в значения ординат кривых вводились дополнительные поправки. Величина солнечной постоянной определялась двумя методами: численным интегрированием функции распределения интенсивностей $I_{0,\lambda}$ по всему спектру и с помощью вновь определенных ультрафиолетовых (0,85 *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$) и инфракрасных (0,076 *кал*$\times$ $\times$*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$) поправок к внеземной интенсивности радиации, измеряемой смитсонианским спектрографом (1,841 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\times$ $\times$*мин*$^{-1}$). Обоими методами была получена одинаковая величина солнечной постоянной, равная 2,00$\pm$0,04 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$. Вероятную ошибку определения этой величины Джонсон оценивает в $\pm 2\%$.

Полученное Джонсоном спектральное распределение внеземной интенсивности солнечной радиации представлено в его работе в виде таблицы значений $S_{0,\lambda}$, выраженных в ваттах на квадратный сантиметр для спектральных промежутков в 1 *мк* для всего спектра от 0,22 до 7,0 *мк*. Кроме того, для каждого

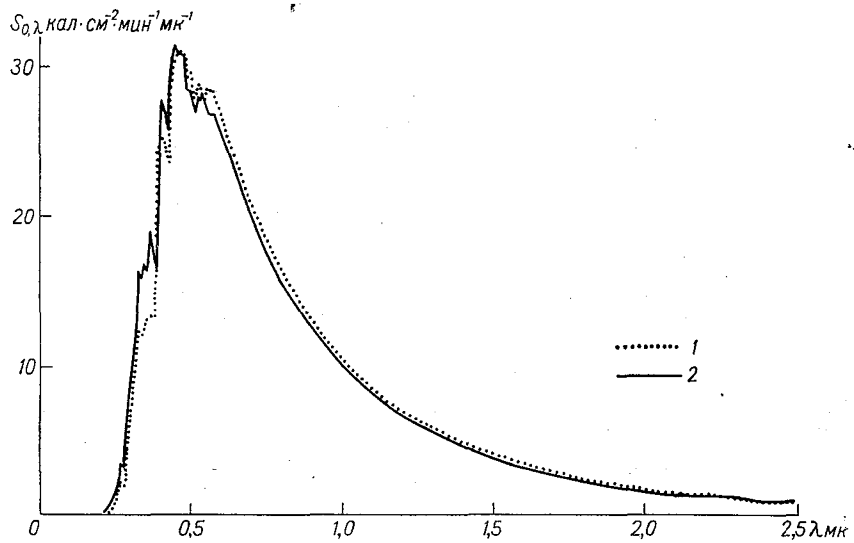

Рис. 5. Внеземное спектральное распределение солнечной радиации по Николе (*1*) и Джонсону (*2*).

значения λ в таблице указана относительная (в процентах от величины солнечной постоянной) интенсивность P_λ участка спектра от 0,22 *мк* до λ.

Числовые значения $S_{0,\lambda}$ по Николе и Джонсону, перерассчитанные в *мкал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ для спектральных интервалов в 0,01 *мк*, приведены в табл. 3. Из рис. 5 видно, что кривые Николе и Джонсона очень близки, а местами совпадают. Кривая Джонсона проходит несколько выше кривой Николе в коротковолновой области спектра при $\lambda<0{,}45$ *мк* и несколько ниже в длинноволновой. Поэтому при интегрировании по всему спектру значения солнечной постоянной S_0 получаются очень близкими, несмотря на то что исходные значения $S_{0,\lambda}$ получены различными методами. Расхождение между величинами S_0 по Николе и Джонсону составляет всего лишь 0,02 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, или около 1%, и лежит в пределах ошибок определения этих величин. Таким образом, вычисленные Николе и Джонсоном значения солнечной постоянной являются равноценными и практически безразлично, какое из этих значений принимается за основное. Для устранения неопределенности и обеспечения сравнимости результатов вычислений Международная комиссия по радиации на сессии в Торонто в 1957 г. приняла в качестве рекомендуемого при обработке наблюдений Международного геофизического года значение Николе, т. е. $S_0=1{,}98$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *мин*$^{-1}$. Это значение указывается также в международном инструктивном руководстве по измерениям радиации для МГГ [71]. До настоящего времени эта рекомендация не изменялась.

Кроме солнечной постоянной для интегрального потока радиации, Джонсоном определена также величина световой солнечной постоянной. Для ее определения по стандартной кривой видности v_λ, принятой Международной комиссией, были вычислены величины произведения $S_{0,\lambda}v_\lambda$. После интегрирования по всему спектру и перевода полученного результата в единицы освещенности (по механическому эквиваленту световой энергии 680 *лм* $\cdot$ *вт*$^{-1}$) Джонсон нашел величину световой солнечной постоянной, равной 13,67 *лм* $\cdot$ *см*$^{-2}$, или 136 700 *лк*. Этот результат лишь немного более чем на 1% отличается от полученного ранее В. В. Шароновым [20] значения 135 000 *лк*.

До разработки спектроболографического метода определения солнечной постоянной неоднократно делались попытки определить величину S_0 по результатам измерений интегрального потока радиации в одном пункте при различных высотах солнца или в близких пунктах, лежащих на различных высотах над уровнем моря. Эти попытки оказались неудачными, так как приводили к противоречивым результатам: величины солнечной постоянной получались различными — от 1,7 до 4 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *мин*$^{-1}$. Причины этих неудач и принципиальная сторона вопроса о вычислении постоянной по измерениям интегральной интенсивности радиации рассматриваются в § 21, посвященном определению метеорологической солнечной постоянной.

Глава 3

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

§ 7. Длина пути солнечных лучей в атмосфере

В формулы (1.4) и (1.6) общего закона ослабления радиации входит величина m, означающая длину пути, проходимую потоком фотонов в слое вещества, который ослабляет этот поток. Если проходимый слой физически однороден, то вероятность встречи фотона с атомом или молекулой вещества, образующего слой, можно считать пропорциональной геометрической длине пути фотона в этом слое. В таком случае длина пути является понятием вполне определенным и не требует разъяснения. Но в атмосфере с высотой изменяются основные характеристики ее физического состояния — давление и температура, а также меняется количество, состав и физическое состояние примесей — водяного пара и аэрозольных частиц. Таким образом, атмосфера является средой, физически неоднородной. Естественно встает вопрос о применимости закона Бугера—Ламберта, установленного для физически однородной среды, к неоднородной атмосфере. В частности, в случае неоднородной атмосферы становится неопределенным понятие толщины ослабляющего радиацию слоя и теряет смысл геометрическая длина пути луча, так как вероятность встречи фотона с частицей пропорциональна уже не геометрической длине пути фотона в слое, а числу частиц, встречаемых потоком. Но это число на одинаковых по длине участках, как правило, оказывается различным.

Применение закона Бугера—Ламберта для расчета ослабления радиации в атмосфере все же оказывается возможным, если ввести понятие об однородной атмосфере, а длину пути солнечных лучей в атмосфере измерять в относительных единицах. Однородная атмосфера определяется как условная атмосфера, в которой плотность воздуха ρ во всех точках одна и та же, т. е. не изменяется с высотой, а атмосферное давление b у поверхности земли такое же, как в реальной атмосфере. В отличие от реальной атмосферы, высота однородной атмосферы H представляет собой вполне определенную величину, удовлетворяющую формуле

$$H = \frac{b}{\rho g}. \tag{3.1}$$

Из этой формулы следует, что при постоянном значении ρ высота однородной атмосферы над данным уровнем зависит от величины давления b на этом уровне. Из многих возможных при различных b значений H за основное принимается высота нормальной однородной атмосферы H_0, для которой атмосферное давление $b_0 = 1000$ *мб* (10^6 *дин*$\cdot$*см*$^{-2}$), температура воздуха $t_0 = 0°$ С и ускорение силы тяжести $g_0 = 980{,}6$ *см*$\cdot$*сек*$^{-2}$ (т. е. соответствует уровню моря и широте 45°). При этих условиях плотность воздуха $\rho_0 = 1{,}276$ *г*$\cdot$*см*$^{-3}$ и высота $H_0 = 7994$ *м*. При вычислении радиационных характеристик с совершенно достаточной точностью можно принимать, что $H_0 = 8{,}0$ *км*.

Из формулы (3.1) следует, что высота однородной атмосферы H над уровнем, определяемым давлением b, и высота нормальной однородной атмосферы H_0 связаны соотношением

$$\frac{H}{H_0} = \frac{b}{b_0},$$

откуда

$$H = \frac{b}{b_0} H_0. \qquad (3.2)$$

Из определения однородной атмосферы следует, что эта атмосфера содержит в вертикальном столбе единичного сечения такую же массу воздуха, как и реальная атмосфера, а следовательно, и такое же числе газовых молекул. В вертикальном столбе воздуха сечением 1 $см^2$ и высотой H_0 содержится $2{,}18 \cdot 10^{25}$ молекул; это число, как и H_0, может характеризовать условия прохождения потока радиации через атмосферу. Поэтому вероятность встречи фотона с атомом или молекулой, а также ослабление потока радиации для однородной и реальной атмосферы одинаковы. Таким образом, замена реальной атмосферы условной однородной атмосферой не может вносить искажений в результаты расчетов характеристик радиационного режима у поверхности земли или на какой-либо высоте над этой поверхностью. В то же время к однородной атмосфере становится возможным применить закон Бугера—Ламберта, а результаты дальнейших расчетов освобождаются от подозрений в недостаточной обоснованности исходных предпосылок. Этим и определяется значение понятия об однородной атмосфере и целесообразность его применения в актинометрии.

Так как нормальное давление атмосферы b_0 на поверхность 1 $см^2$ численно равно весу столба атмосферы над этой поверхностью, а масса этого столба $M = \int\limits_0^\infty \rho dz$, то высота нормальной однородной атмосферы может быть выражена через распределение плотности по вертикали в реальной атмосфере:

$$H_0 = \frac{b_0}{\rho_0 g} = \frac{M}{\rho_0} = \frac{1}{\rho_0} \int\limits_0^\infty \rho \, dz \qquad (3.3)$$

или в общем случае на основании (3.2)

$$H = \frac{b}{b_0 \rho_0} \int\limits_z^\infty \rho \, dz, \qquad (3.4)$$

где $z = H_0 - H$ означает высоту над уровнем моря, которой соответствует давление b.

Введение понятия об однородной атмосфере дает возможность выражать длину пути солнечных лучей в атмосфере в абсолютных единицах длины — сантиметрах, метрах или километрах. Однако наиболее часто в актинометрии длина пути измеряется в относительных единицах — числом так называемых оптических масс атмосферы m. При этом за единицу оптической массы принимается путь от верхних пределов атмосферы до данного уровня, отсчитываемый в вертикальном направлении, т. е. при положении солнца в зените. Длина пути лучей через атмосферу в любом другом направлении может быть выражена через эту единицу с удовлетворительной точностью путем ряда последовательных приближений.

Первым приближением является случай, когда рассматривается плоский слой атмосферы, бесконечно простирающийся

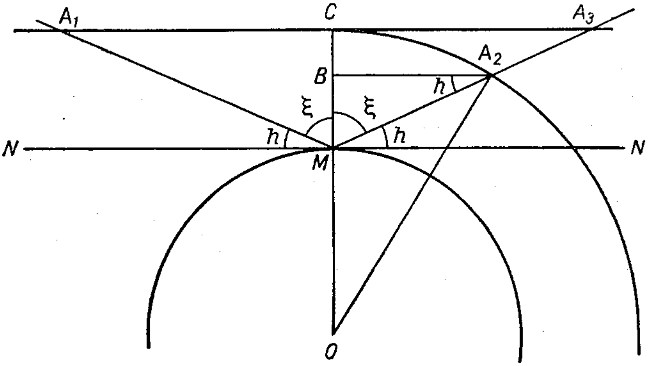

Рис. 6. Длина пути солнечного луча в плоском и сферическом слое однородной атмосферы.

во все стороны. При этом не учитывается кривизна земной поверхности и искривление траектории лучей вследствие рефракции. Но возникающие геометрические соотношения оказываются наиболее простыми, а результаты — достаточно точными для многих применений.

Очевидно, что длина пути лучей в атмосфере зависит от их направления. В астрономии направление лучей при их падении на горизонтальную поверхность характеризуется зенитным расстоянием источника радиации (в данном случае солнца), т. е. углом ξ, который образуется падающим лучом с перпендикуляром, восстановленным к поверхности в точке падения. В актинометрии чаще применяется угловая высота солнца над горизонтом, т. е. угол h, составленный падающим лучом и его проекцией на горизонтальную плоскость. Углы ξ и h являются дополнительными, т. е. $\xi+h=90°$.

На рис. 6 представлен путь солнечного луча в плоском и сферическом слое однородной атмосферы. Точка O — центр земного шара, M — место наблюдения на земной поверхности, $MC=H$ — высота однородной атмосферы, принимаемая за единицу длины пути луча, NN — линия горизонта. Солнечный луч проходит атмосферу в направлении A_1M, составляя с горизонтальной поверхностью угол h и образуя зенитный угол ξ.

Для плоского слоя атмосферы длина пути

$$A_1M = m' = f(h) = \frac{H}{\sin h} = H \sec \xi. \tag{3.5}$$

Если $H=1$, то $m' = \frac{1}{\sin h}$. В этом случае вычисление m' для различных значений h оказывается очень простым:

$h°$	90	30	0
m'	1	2	∞

В сферической однородной атмосфере длина пути луча представляется отрезком MA_2. Непосредственно из рисунка видно, что этот путь короче, чем путь в плоской атмосфере, и что разность этих путей (отрезок A_3A_2) тем меньше, чем больше высота солнца h или чем меньше его зенитное расстояние ξ. Абсолютная длина пути MA_2 может быть выражена через длину земного радиуса $MO=r$ и высоту однородной атмосферы H. Из тупоугольного треугольника OMA_2 со сторонами $OM=r$ и $OA_2=r+H$, принимая во внимание, что $MB=MA_2 \sin h$, получаем формулу, впервые выведенную Ламбертом,

$$m'' = \frac{MA_2}{H} = \frac{1}{H}\left(\sqrt{r^2 \sin^2 h + 2rH + H^2} - r \sin h\right). \tag{3.6}$$

Так как отношения $\frac{H}{r} = \frac{8}{6367} = 0{,}001257$ и $\frac{r}{H} = 796$, то

$$m'' = 796\left(\sqrt{\sin^2 h + 0{,}002514} - \sin h\right). \tag{3.7}$$

При $h=0°$ эта формула дает $m''=39{,}9$ тогда как для плоской атмосферы $m'=\infty$. Но в очень широком диапазоне значений h величины m' и m'' получаются близкими. Так, при $h>20°$ величины m' и m'' отличаются друг от друга менее чем на 0,5%. При $10° < h < 20°$ расхождение возрастает до 2% и быстро увеличивается с дальнейшим уменьшением высоты солнца. Таким образом, при малых углах ($h < 20°$) учет кривизны земной поверхности становится необходимым.

Формула (3.6) выведена на основании чисто геометрических соотношений и не учитывает изменений формы траектории луча, вызываемых рефракцией. Таким образом, третье приближение к действительным условиям в атмосфере должно состоять в учете влияния рефракции.

Влияние рефракции проявляется в том, что в реальной атмосфере путь луча искривляется вследствие преломления в слоях воздуха с постепенно возрастающей плотносотью. Луч, идущий от солнца прямолинейно в направлении SM (рис. 7), в преломляющей атмосфере отклоняется от этого направления и идет по пути SM_1, не попадая в точку M. Чтобы луч попал в эту точку, он должен идти по криволинейному пути S_1M. При этом видимая высота солнца h' равна углу, составленному горизонтальной плоскостью и касательной MS_2 к кривой S_1M в точке M. Отклонение луча от первоначального направления определяется углом S_2MS, называемым астрономической рефракцией (Refr.). Величина астрономической рефракции зависит от истинной высоты

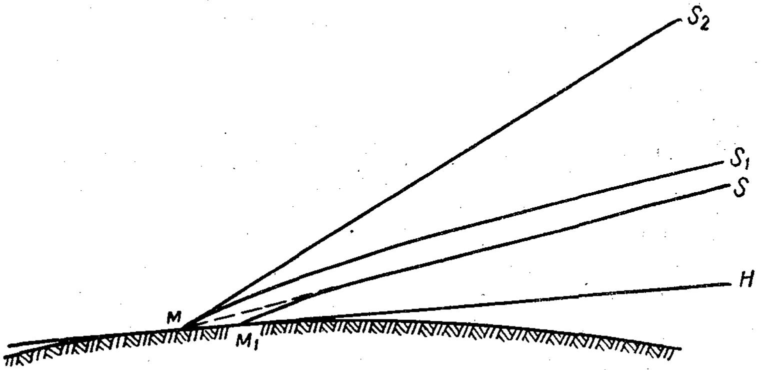

Рис. 7. Путь луча в атмосфере при наличии рефракции.

солнца над горизонтом h. Эта зависимость (для уровня моря) представлена следующей таблицей:

$h°$	90	60	30	20	10	5	2
Refr′	0,0	0,6	1,7	2,6	5,3	9,8	18,2

Величина рефракции зависит от показателя преломления воздуха n, который в свою очередь определяется плотностью воздуха. Таким образом, для всего пути луча в атмосфере длина пути находится в зависимости от вертикального распределения плотности воздуха, которое может изменяться как во времени, так и в пространстве. Приведенные выше данные относятся к средним условиям распределения плотности.

Расчет числа оптических масс $m=f(h)$ с учетом рефракции был произведен А. Бемпорадом [31]. В основу расчетов Бемпорада положено допущение, что вертикальное распределение плотности воздуха в тропосфере выражается уравнением

$$\rho=\rho_0\cdot 0{,}9^z, \tag{3.8}$$

где ρ_0 — плотность воздуха при нормальных температуре и давлении, а z — высота над уровнем моря в километрах, на которой плотность воздуха равна ρ.

Формула (3.8) соответствует вертикальному градиенту температуры 6,1°/*км*. Кроме того, принято, что показатель преломления воздуха n пропорционален его плотности

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\rho}{\rho_0}.$$

При этих допущениях формула для расчета m принимает вид

$$m = \frac{1}{H} \int_0^\infty \frac{(r+z)\, 0{,}9^z\, dz}{\sqrt{(r+z)^2 - r^2 \cos^2 h\, [1 + 2a\,(1 - 0{,}9^z)]}}, \qquad (3.9)$$

где $a = h_0 - 1$.

Интеграл формулы (3.9) может быть вычислен лишь приближенно методом численного интегрирования. Для стратосферы ($h > 10$ *км*) принимается $\rho = \rho_{10} \cdot 0{,}4^{z-10}$, где ρ_{10} означает плотность воздуха на высоте 10 *км*. При таком изменении исходного допущения формула все же сохраняет вид, аналогичный виду формулы (3.9).

Числовые результаты расчетов Бемпорада до настоящего времени признаются наиболее точными и широко применяются в актинометрии. Для высот солнца $h > 30°$ число оптических масс по таблице Бемпорада практически (с точностью до второго десятичного знака) совпадает с величиной cosec h. Для меньших высот солнца получаются расхождения, быстро возрастающие с уменьшением высоты h.

Таблица 1

Число оптических масс атмосферы при различных высотах солнца для воздуха (m, m', m''), водяного пара (m_w) и озона ($m_{оз}$)

Истинная высота солнца, град.	$m' = \operatorname{cosec} h$	m'' по формуле (3.7)	m по Бемпораду	m_w	$m_{оз}$
30	2,00	2,00	2,00	2,00	
25	2,37	2,36	2,36	2,36	2,33
20	2,92	2,91	2,90	2,92	2,86
18	3,24	3,22	3,21	3,23	3,15
16	3,63	3,61	3,59	3,62	3,50
14	4,13	4,11	4,08	4,12	3,94
12	4,81	4,76	4,72	4,78	4,51
10	5,76	5,65	5,60	5,71	5,28
8	7,18	6,96	6,88	7,09	6,31
6	9,57	9,07	8,90	9,35	7,69
5	11,5	10,7	10,4	11,1	8,56
4	14,3	12,8	12,4	13,7	9,69
3	19,1	16,0	15,4	17,6	10,8
2	28,7	20,1	19,8	24,5	12,1
1	57,3	27,5	27,0	38,6	13,1
0		39,9	39,7	75,1	

В табл. 1 сопоставлены числа масс m, получаемые при $h<$ $<30°$, при рассмотренных выше трех последовательных приближениях, т. е. по формулам (3.5), (3.6) и расчетам Бемпорада (см. также рис. 8).

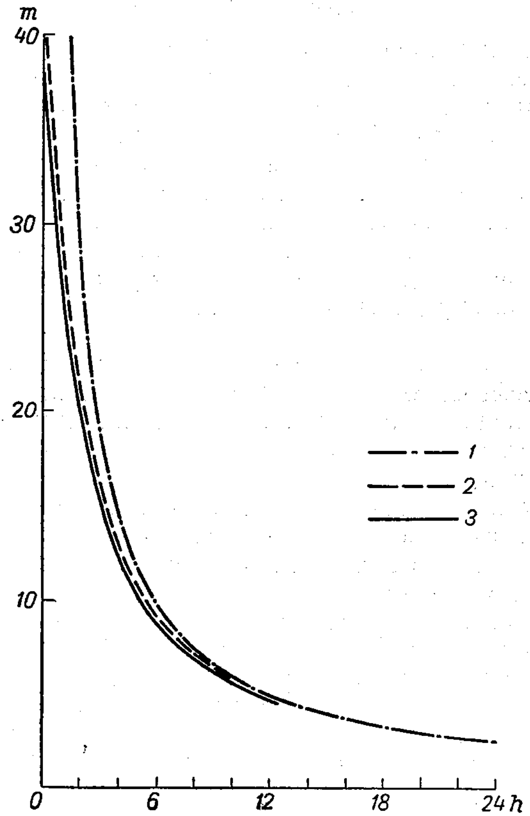

Рис. 8. Соотношение между числом оптических масс и высотой солнца по Бугеру (*1*), Ламберту (*2*) и Бемпораду (*3*).

Как показывает таблица, число масс по Бемпораду наименьшее. Но обращает на себя внимание то обстоятельство, что формула Ламберта (3.7) дает значения m'', очень близкие к величинам Бемпорада, и расхождения между обеими формулами не обнаруживают систематического роста с возрастанием величины m''. Это означает, что учет кривизны земной поверхности (второе приближение) уже дает точность, практически вполне достаточную для расчетов радиационного режима. Влияние же рефракции имеет второстепенное значение и может быть признано пренебрежимо малым. Такое утверждение высказывается также в работах В. В. Россова [75] и Л. Г. Махоткина [15], который, исходя из формулы Ламберта (3.6) и принимая $H = 10$ *км*, получил для функции Бемпорада аналитическое выражение

$$m = \frac{2}{\sqrt{\sin^2 h + 0{,}003147} + \sin h}. \tag{3.10}$$

4) Четвертое приближение к действительным условиям заключается во введении поправок в данные таблицы Бемпорада, учитывающих отклонение действительного распределения температуры воздуха с высотой от среднего, принятого Бемпорадом. Расчеты этих поправок для различных условий, произведенные самим Бемпорадом и позже Н. М. Штауде [23], показали, что введение поправок имеет смысл только при высотах солнца, меньших 5°, и только в тех случаях, когда требуется определить значение m с точностью до 0,1. При расчетах радиационного режима такая точность определения больших значений m является излишней.

Расчеты числа оптических масс по формуле Бемпорада относятся к атмосфере, состоящей из чистого воздуха и не содержательным выяснить, какое влияние на длину пути лучей может оказывать наличие в атмосфере водяного пара, а также твердых и жидких частиц.

щей водяного пара и аэрозольных частиц. Представляется жела-

Очевидно, что такое влияние в случае водяного пара может обнаружиться только при учете рефракции вследствие различий в вертикальном распределении плотности водяного пара по сравнению с распределением плотности чистого и сухого воздуха. В среднем можно считать, что половина общей массы воздуха в атмосфере заключается в нижнем слое до высоты 5 *км*, водяного пара — в слое от поверхности земли до 2 *км* и твердых частиц — в слое до 1 *км*. Вычисление длины пути луча для атмосферы, состоящей из водяного пара, было произведено Ф. Шнайдтом [76]. Исходя из средних данных о вертикальном распределении абсолютной влажности и температуры и учитывая зависимость поглощения радиации водяным паром от давления, Шнайдт для вычисления числа оптических масс в атмосфере, состоящей из водяного пара, получил формулу

$$m_w(h) = \frac{\bar{\rho}_0}{\bar{w}} \int_0^H \frac{10^{-az - bz^2}\, dz}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r+z}\right)^2 \frac{n_0^2}{n^2} \cos^2 h}}. \tag{3.11}$$

В этой формуле $\bar{w}$ — общее количество водяного пара в вертикальном столбе («эффективная масса»), определяемое интегралом

$$\bar{w} = \bar{\rho}_0 \int_0^H 10^{-az - bz^2}\, dz, \tag{3.12}$$

ρ_0 — плотность водяного пара при $z=0$, n — показатель преломления, $a=158\cdot10^{-3}$, $b=911\cdot10^{-5}$. Интегрирование производится до $H=36$ *км* приближенно, по формуле Симпсона. Результаты вычислений Шнайдта приведены в табл. 1. Как показывают данные этой таблицы, величины m_w больше, чем величины m или близкие к ним значения m'' для сухого воздуха, однако они меньше величин $m'=\operatorname{cosec} h$ для плоской однородной атмосферы ($m<m_w<m'$).

Расхождение с бемпорадовскими значениями m становится существенным только при высотах солнца, меньших 6°. Необходимо, однако, принять во внимание, что величины m_w вычислены для атмосферы, состоящей исключительно из водяного пара; в реальной же атмосфере, даже в самом нижнем ее слое, число молекул водяного пара в единице объема невелико по сравнению с числом молекул воздуха. Поэтому можно считать, что и в атмосфере, содержащей водяной пар, число оптических масс с достаточной точностью определяется таблицей Бемпорада.

Но при специальных исследованиях поглощения радиации какого-либо внеземного источника водяным паром атмосферы величины m_w Шнайдта можно считать более близкими к действительным, чем величины Бемпорада m.

Вследствие уменьшения плотности с высотой (более быстрого для водяного пара, чем для сухого воздуха) величины m_w превышают величины m и приближаются к величинам $m'=\operatorname{cosec} h$. Можно думать, что число оптических масс атмосферы, состоящей из аэрозольных частиц (m_d), должно быть еще ближе к величинам m', так как число этих частиц в единице объема уменьшается с высотой обычно еще быстрее, чем число молекул водяного пара. Такое заключение подтверждается расчетами Г. Петцольда [68]. Для расчета величин m_d Петцольд пользуется формулой

$$m_d=\frac{1}{a_{d_0}H_d}\int_0^\infty a_d(z)\,dz, \tag{3.13}$$

в которой H_d — высота однородной атмосферы из аэрозольных частиц, $a_d(z)$ — коэффициент ослабления радиации аэрозольными частицами на уровне z. Результаты вычисления Петцольда для различных толщ однородной аэрозольной атмосферы H_d представлены в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что величины m_d тем ближе к $m'=\operatorname{cosec} h$, чем в более низком слое атмосферы сосредоточены аэрозольные частицы. Отклонения от бемпорадовских величин m становятся особенно заметными при высотах солнца $h\leqslant5°$. Учитывая соотношение числа частиц и числа молекул воздуха в единице объема, можно считать, что и при наличии аэрозольного помутнения число оптических масс в реальной атмосфере удовлетворительно представляется таблицей Бемпорада. При сильной замутненности атмосферы и малых высотах солнца таблица Бемпорада может дать несколько заниженные значения m.

Таблица 2

Число оптических масс для атмосферы из аэрозольных частиц

Высота солнца, град.	m по Бемпораду	$m' = \operatorname{cosec} h$	m_d при высоте H_d *км*		
			1	2	4
11,3	5,0	5,1	5,1	5,1	5,0
5,2	10,0	10,9	10,8	10,7	10,6
2,0	20,0	28,7	27,9	26,7	24,7
0,7	30,0	82,0	65,0	54,0	44,0

Необходимо особо рассмотреть случай, когда интенсивное ослабление радиации происходит в тонком слое атмосферы, расположенном на значительной высоте над поверхностью земли. Такой случай имеет место при учете поглощения коротковолновой ультрафиолетовой радиации озоном, содержащимся в стратосфере. Длина пути луча в слое озона измеряется в так называемых озонных оптических массах ($m_{оз}$), причем за единицу принимается толщина слоя атмосферного озона, приведенная к нормальному давлению и температуре.

В практике озонометрии для вычисления величин $m_{оз}$ обычно применяется приближенная формула, легко выводимая из геометрических соотношений в сферической атмосфере:

$$m_{оз} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r}{r+z}\cos^2 h}}. \qquad (3.14)$$

В этой формуле z означает среднюю высоту озонного слоя ($z = 23$ *км*). Значения озонных масс для различных высот солнца приведены в табл. 1. Число озонных масс до высот солнца 15° практически равно числу оптических масс сухого воздуха; для меньших высот $m_{оз} < m$, причем разность $m - m_{оз}$ быстро возрастает с уменьшением высоты солнца. Применение озонных масс необходимо для расчетов интенсивности ультрафиолетовой радиации. Для интегральных потоков у земной поверхности, как будет показано далее, применение величин $m_{оз}$ не является обязательным, так как не дает заметного повышения точности расчетов.

Рассмотренные выше варианты определения длины пути лучей в атмосфере позволяют сделать заключение, что для расчетов радиационного режима (в особенности интегральных потоков) в огромном большинстве случаев можно пользоваться величинами m из таблицы Бемпорада.

Число оптических масс m является относительной мерой длины пути лучей в атмосфере. За единицу длины при этом принимается толщина однородной атмосферы H, расположенной над местом наблюдения. Если толщина H выражена в километрах, то и длина пути l может быть выражена в абсолютных единицах длины ($l=Hm$ *км*). Так как на различных высотах над уровнем моря и при изменениях атмосферного давления на одной и той же высоте величина H может меняться в широких пределах, при одном и том же значении m абсолютная длина пути лучей в однородной атмосфере также является величиной переменной. Так как по формуле (3.2) высоты $H=\frac{b}{b_0}H_0$, то $l=\frac{b}{b_0}H_0m$ или $l=H_0M$. Величина

$$M=\frac{b}{b_0}m \tag{3.15}$$

называется абсолютным числом оптических масс или просто абсолютной массой (оптической). Применение абсолютных оптических масс становится необходимым при сопоставлении интенсивностей радиации, измеренных на разных уровнях, если целью сопоставления является определение количества водяного пара и аэрозольных частиц на пути луча. Чтобы исключить влияние изменений числа молекул воздуха, необходимо сравнивать результаты измерений при одной и той же физической длине пути луча в воздухе, т. е. при одинаковых значениях M. Число масс m, определяемое только высотой солнца, называется относительным числом оптических масс или относительной оптической массой. Если давление атмосферы на уровне станции мало отличается от нормального давления 1000 *мб*, то абсолютное число оптических масс можно считать равным относительному.

§ 8. Поглощение солнечной радиации в атмосфере

Радиация в атмосфере поглощается молекулами атмосферных газов — кислорода O_2, озона O_3, азота N_2, водяного пара H_2O и углекислого газа CO_2. Поглощенная этими газами энергия идет на перестройку молекул или увеличение их внутренней энергии.

Молекулы атмосферных газов состоят из двух или трех атомов, ядра которых располагаются на некотором равновесном расстоянии друг от друга. Каждый атом удерживает электроны своих внутренних оболочек, тогда как внешние электроны всех атомов образуют общую электронную оболочку молекулы. Внутренняя энергия E каждой молекулы складывается из энергии электронов E_e, энергии колебания ядер около положения равновесия E_v и энергии вращения E_r молекулы около оси, проходящей через ее центр тяжести:

$$E=E_e+E_v+E_r. \tag{3.16}$$

По требованиям квантовой теории изменение энергии молекулы не может происходить непрерывно; оно должно соответствовать разности возможных для данной молекулы энергетических уровней (термов). Поэтому поглощаться молекулой может только фотон, энергия которого соответствует условию

$$h\nu = \Delta E = E' - E'', \tag{3.17}$$

где E' и E'' обозначают суммарную энергию молекулы в двух различных квантовых состояниях.

В результате поглощения фотонов в спектре газа появляется темная линия, положение которой определяется условием (3.17). Так как число возможных энергетических состояний молекулы может быть большим, то и в молекулярном спектре поглощения газа наблюдается большое число линий. Наименьшая энергия (порядка сотых долей электрон-вольта) требуется для изменения энергии вращения молекулы. Поэтому соответствующие ей линии располагаются в наиболее далекой инфракрасной области спектра, образуя так называемый вращательный спектр молекулы. На порядок выше энергией должны обладать фотоны, поглощение которых может вызвать изменение колебательной энергии молекулы E_v. Соответствующие этой энергии линии поглощения лежат уже в более близкой инфракрасной части спектра (колебательный спектр). Еще на порядок выше (1—10 *эв*) должна быть энергия фотонов, которые могут вызвать изменение состояния электронной оболочки молекулы. При этом возникает электронный спектр, располагающийся обычно в видимой и ультрафиолетовой областях.

Так как газом могут поглощаться фотоны различных энергий, молекулярный спектр поглощения газа состоит из совокупности полос, каждая из которых состоит из большого числа отдельных линий. Поэтому молекулярные спектры называются линейчато-полосатыми. Коэффициент поглощения в полосах электронного спектра достигает максимума в середине полосы и убывает в обе стороны. Кроме главного максимума, положение которого определяется электронным термом E_e, в полосе возникают вторичные максимумы, обусловленные колебательными и вращательными термами. В спектре газов линии оказываются расширенными вследствие взаимодействия молекул и изменения их энергии при столкновениях. Близкие расширенные линии полосы сливаются в широкие полосы. Все это приводит к тому, что молекулярные спектры поглощения атмосферных газов оказываются очень сложными.

Некоторое упрощение процессов получается для газов, молекула которых состоит из двух одинаковых атомов, как, например, для азота N_2 и кислорода O_2. Молекулы этих газов являются неполярными, т. е. центры масс положительных и отрицательных зарядов их ядер и электронных оболочек совпадают. Изменение внутренней энергии таких молекул может происходить только за счет изменения энергии их электронной оболочки; колебательные и вращательные движения их ядер не меняют внутренней энергии молекулы.

О диссоциации молекул в результате поглощения фотонов большой энергии было сказано в § 4.

Как следует из сказанного выше, поглощение радиации газами атмосферы происходит в определенных полосах и линиях солнечного спектра, т. е. является селективным. Влияние отдельных газов на поток солнечной радиации определяется особенностями их спектров поглощения, обусловленными структурой их молекул. Распространенность данного газа, или доля его объема по отношению к общему объему атмосферы, имеет при этом второстепенное значение.

Если представить однородную атмосферу как совокупность слоев отдельных газов, то из общей толщины 8 *км* на слой азота, преобладающего в атмосфере, приходится около 6,2 *км*, кислорода — 1,7 *км*, аргона — около 74 *м*, неона — 14 *см*, криптона — 9 *см*, ксенона — 7 *см*, гелия — 3 *см*, углекислого газа — около 2,5 *м* и озона — в среднем всего лишь около 3 *мм*. Толщина слоя водяного пара в атмосфере меняется в очень широких пределах: при нормальных температуре и давлении она может составлять от нескольких десятков сантиметров до 250—300 *м*. Но в общем поглощении солнечной радиации атмосферой основная доля приходится на газы, содержащиеся в воздухе в небольших количествах, — водяной пар, озон и углекислый газ.

Преобладающий в атмосфере газ азот имеет интенсивную полосу поглощения в крайней ультрафиолетовой части спектра — около 0,1 *мк* — и слабые полосы между 0,23 и 0,34 *мк* (полосы Вегарда—Каплана). Поглощение радиации азотом в этих участках спектра практически не отражается на интенсивности интегрального потока радиации, но в верхних слоях атмосферы поглощаемые фотоны больших энергий вызывают диссоциацию молекул азота на атомы, чем и объясняется наличие атомарного азота в верхних слоях атмосферы (от 300 *км* и выше).

Кислород имеет интенсивные полосы поглощения в ультрафиолетовой области при $\lambda < 0{,}1$ *мк* (полоса Рунге), между 0,12 и 0,20 *мк* (полоса Шумана) и между 0,20—0,26 *мк* (полоса Херцберга). Коэффициент поглощения в полосе Шумана (десятичный) достигает максимума ($k = 200$ $см^{-1}$) при длине волны $\lambda = 0{,}15$ *мк* (рис. 9). Согласно формуле (1.8), это означает, что интенсивность радиации уменьшается в 10 раз при прохождении слоя кислорода толщиной всего лишь в $\frac{1}{200}$ *см*, т. е. в 50 *мк* (при нормальных температуре и давлении). Учитывая массу поглощающего вещества, можно сказать, что кислород ослабляет коротковолновую ультрафиолетовую радиацию сильнее, чем металлы ослабляют радиацию видимой части спектра. Поглощаемая радиация вызывает диссоциацию молекул кислорода на атомы или возбуждение обоих атомов молекулы согласно уравнениям

$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O^* \tag{3.18}$$

или

$$O_2 + h\nu \rightarrow O_2^*, \tag{3.19}$$

где O^* — возбужденный атом кислорода.

Эти реакции являются исходными для образования атмосферного озона. Реакция (3.18) служит также основным источником образования атомарного кислорода в верхних слоях атмосферы на высотах, превышающих 100 *км*.

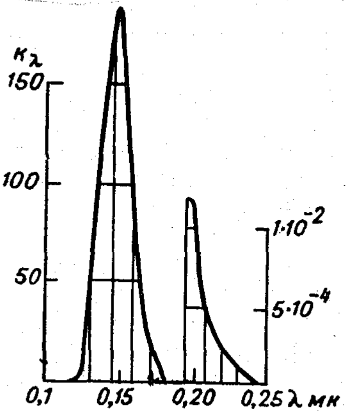

Рис. 9. Десятичные коэффициенты поглощения кислорода.

Кроме поглощения в ультрафиолетовой области, кислород поглощает радиацию в видимой части спектра, в полосах A (0,76—0,80 *мк*) и B (около 0,69 *мк*). По данным Аббота и Олдрича [25], в полосе A поглощается всего около 9% общей интенсивности радиации этого спектрального промежутка. Полос поглощения в инфракрасной области кислород не имеет как газ с двухатомными неполярными молекулами.

Озон, как и кислород, очень сильно поглощает радиацию в ультрафиолетовой части спектра в промежутке 0,18—0,34 *мк* (полоса Хартли). Коэффициент поглощения в этой полосе достигает максимума ($k = 145$ $см^{-1}$) при $\lambda = 0{,}25$ *мк*, т. е. при этой длине волны радиация ослабляется в 10 раз слоем озона в $^1/_{145}$ *см*, или в 70 *мк*. Значительно слабее поглощается радиация в промежутке 0,30—0,36 *мк* (полоса Хеггинса) и еще слабее в видимой области спектра 0,44—0,78 *мк* (полоса Шаппюи). Кроме этих полос, озон как трехатомный газ имеет полосы чисто вращательного происхождения в инфракрасной части спектра при λ, равном 4,8, 9,6 и 14,2 *мк*. Поглощение этих полос играет заметную роль в длинноволновом радиационном балансе атмосферы, но не имеет значения для расчетов солнечной радиации, интенсивность которой в этих участках спектра ничтожно мала.

Вследствие небольшой интенсивности коротковолновой ультрафиолетовой радиации солнца (т. е. сравнительно небольшого числа фотонов больших энергий в общем потоке) влияние поглощения озоном на интегральную интенсивность радиации невелико. Поглощенная озоном радиация составляет всего лишь около 2,5% первоначальной интенсивности интегрального потока (солнечной постоянной). Но это поглощение оказывает огромное влияние на качественный состав солнечной радиации, доходящей до земной поверхности, и определяет ее коротковолновую границу. Вследствие поглощения озоном в полосе Хартли (а также поглощения азотом и кислородом) уже в очень высоких слоях атмосферы из общего потока, излучаемого солнцем, исключаются фотоны наиболее высоких энергий, способные вызывать фотохимические и фотоэлектрические процессы и вследствие этого разрушительно действующие на живые клетки. До земной поверхности не доходит солнечная радиация с длинами волн короче 0,29 *мк*, а ультрафиолетовая радиация в области 0,29—0,35 *мк* (бактерицидная и эритемная) доходит очень ослабленной. Так как и эта ослабленная радиация оказывает очень большое влияние на биохимические и физиологические процессы в животных и растительных организмах, то умение измерять и рассчитывать ультрафиолетовую радиацию имеет важное значение не только для физики атмосферы, но и для биологии. Для такого расчета необходимы достаточно точные данные как о спектре поглощения озона, так и об общем количестве его, содержащемся в атмосфере.

Измерение коэффициентов поглощения озона производится в лабораторных условиях, для чего исследуемый объем озона помещается в кварцевую камеру при определенных условиях температуры и давления. Камера с озоном устанавливается между источником радиации и входной щелью прибора — спектрофотометра или спектрографа, измеряющего спектральную интенсивность радиации. Коэффициент поглощения озона k_λ определяется по формуле (1.8) по величинам интенсивности $I_{0,\lambda}$ и I_λ, измеренным до и после прохождения радиации через камеру с озоном.

До недавнего времени для расчетов использовались данные о величинах k_λ, полученные в 1932 г. Наем и Чунгом [66]. В 1953 г. лабораторные исследования поглощения озона были выполнены вновь Э. Вигру [81] и независимо от него Инном и Танака [51]. Эти новые измерения были произведены с учетом основных источников ошибок, влияющих на результаты. Коэффициенты поглощения озона, полученные Вигру, оказались значительно меньше коэффициентов, полученных Наем и Чунгом (при $\lambda=0{,}25$ *мк* на 15%, а при $\lambda=0{,}32$ *мк* более чем на 30%). Эти результаты были подтверждены измерениями Инна и Танака, а несколько позже измерениями Хирна, Уолшоу и Уормелла [46]. Поэтому в 1957 г. решением Международной комиссии по атмосферному озону коэффициенты поглощения Вигру были рекомендованы для применения вместо завышенных коэффициентов Ная и Чунга. Спектральный ход коэффициентов поглощения озона (сглаженный) по старым и новым данным для полос Хартли, Хеггинса и Шаппюи представлен на рис. 10, на котором нанесены также величины k_λ для кислородных полос Шумана—Рунге и Херцберга. При исследованиях Вигру была определена также зависимость коэффициента поглощения радиации озоном от температуры и подтверждена возможность применения закона Бугера—Ламберта в коротковолновых полосах поглощения озона для достаточно узких спектральных интервалов.

Общее содержание озона в атмосфере и закономерности его изменения во времени и в пространстве определяются соотношением процессов образования и разрушения озона. Объяснение

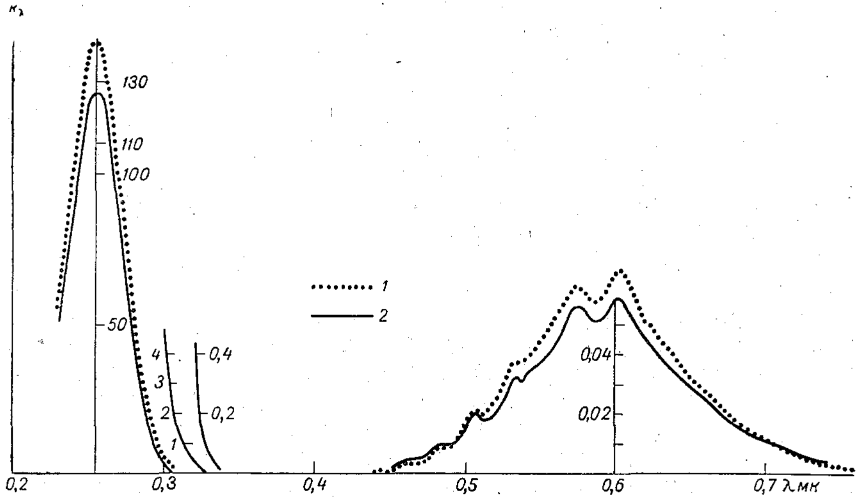

Рис. 10. Десятичные коэффициенты поглощения озона.
1 — по Наю и Гунсу, 2 — по Вигру.

этим процессам дает фотохимическая теория, разработанная в конце 20-х годов XX столетия С. Чепменом [36] и дополненная впоследствии Дютчем [38], Петцольдом [67] и другими исследователями.

Образование озона происходит при взаимодействии молекул кислорода с его возбужденными атомами, возникающими в результате реакций (3.18) и (3.19) при поглощении фотонов в полосах Шумана—Рунге.

Возбужденный атом кислорода при тройном соударении с нейтральной молекулой O_2 и третьей частицей M (которой может быть любой атом или молекула) образует молекулу озона

$$O^* + O_2 + M \rightarrow O_3 + M. \qquad (3.20)$$

Участие в реакции третьей частицы M необходимо по законам сохранения энергии и импульса.

Образование озона может происходить и в результате соударения возбужденной и невозбужденной молекул кислорода

$$O_2^* + O_2 \rightarrow O_3 + O. \qquad (3.21)$$

Путем реакций (3.20) и (3.21) озон образуется в стратосфере на высотах 20—70 *км*.

Наряду с образованием озона непрерывно происходит и его разрушение прежде всего за счет энергии фотонов, поглощаемых в полосе Хартли,

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O^*. \qquad (3.22)$$

Возбужденный атом кислорода, взаимодействуя с молекулой O_3, также разлагает ее, отнимая атом кислорода и образовывая две невозбужденные молекулы кислорода

$$O^* + O_3 = 2\dot{O}_2. \qquad (3.23)$$

Наконец, при соударении двух молекул озона может происходить перегруппировка атомов в молекулах с образованием трех молекул кислорода

$$O_3 + O_3 = 3O_2. \qquad (3.24)$$

Процессы образования озона протекают главным образом в слое стратосферы на высотах 20—70 *км*. Энергия фотонов, затраченная на фотохимические процессы в молекулах кислорода, озона и азота, при обращении этих процессов переходит большей частью в форму тепловой энергии, чем и объясняется повышение температуры воздуха с высотой от 200—220° K на 25 *км* до 280—300° K на 50—60 *км*. При дальнейшем поднятии температура воздуха снова начинает понижаться.

Общее количество озона в атмосфере ω измеряется обычно выраженной в сантиметрах толщиной слоя озона, приведенного к нормальным температуре и давлению (NTP). По обобщенным Г. П. Гущиным [5] измерениям пока еще недостаточно густой сети озонометрических станций общее содержание озона в среднем для всего северного полушария составляет 0,297 *см*. Оно подвергается как периодическим изменениям в течение года (достигая максимума в весенние месяцы и снижаясь до минимальных значений осенью), так и непериодическим — в результате изменений в ходе процессов, определяющих содержание озона, и в связи с перемещениями воздушных масс. В южном полушарии среднее содержание озона для 0—50° ю. ш. на 10% больше, а для 50—90° ю. ш. несколько меньше, чем в северном полушарии.

Отклонения действительного содержания озона от среднего значения $\omega = 0{,}3$ *см* имеют существенное значение для специальных расчетов ультрафиолетовой радиации, но не оказывают заметного воздействия на результаты расчетов интенсивности интегрального потока. Для расчета последнего допустимо поэтому пользоваться обобщенным значением $\omega = 0{,}3$ *см*.

Углекислый газ CO_2 имеет полосы поглощения только в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. В первой из них при $\lambda < 0{,}2$ *мк* радиация солнца ничтожно мала и не доходит до земной поверхности. Полосы поглощения в инфракрасной области представлены схематически на рис. 11 по измерениям Шефера и Филипса [21]. Вследствие слабого поглощения в полосах, расположенных в промежутке 1—2 *мк*, и ничтожной интенсивности радиации более длинных волн поглощение солнечной радиации углекислым газом на интенсивность интегрального потока оказывает очень незначительное действие. В более далеких полосах с центрами при 4,3 и 15 мк радиация поглощается углекислым газом почти полностью, но это поглощение имеет значение только для формирования длинноволнового радиационного баланса атмосферы.

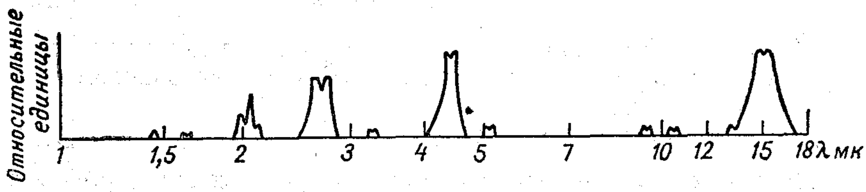

Рис. 11. Полосы поглощения углекислого газа.

Поглощение радиации углекислым газом происходит преимущественно в нижнем слое атмосферы.

В физике атмосферы играет большую роль поглощение радиации водяным паром. Поглощенная энергия частично переходит в тепловую, повышая таким образом температуру свободной атмосферы. Другая часть поглощенной энергии затрачивается на возбуждение атомов водорода и кислорода, входящих в состав молекулы H_2O, и при обратном переходе этих атомов в нормальное состояние излучается в виде длинноволновой атмосферной радиации. Насколько велика роль атмосферной радиации в формировании теплового режима можно видеть из того, что в общем притоке радиации к земной поверхности доля атмосферной радиации составляет около $^2/_3$ и таким образом вдвое превосходит приток коротковолновой солнечной радиации (прямой и рассеянной).

Так как молекулы водяного пара могут иметь большое число энергетических уровней, спектр поглощения водяного пара оказывается очень сложным и состоит из большого числа отдельных линий, частично перекрывающих друг друга и сливающихся в широкие полосы. Линии и полосы поглощения, вызываемые электронными переходами, лежат в области очень малых длин волн ультрафиолетовой части спектра, а также в видимой области (0,57—0,70 *мк*). Поглощение в этих линиях настолько незначительно, что его можно не принимать во внимание при учете общего поглощения радиации водяным паром. Зато первостепенное значение имеет поглощение в широких полосах, расположенных в инфракрасной области колебательно-вращательного и вращательного спектров. Эти полосы, по предложению Фоуля, обозначаются буквами греческого алфавита: полоса $\rho\delta\tau$ (0,87—0,99 *мк*, центр при λ=0,94 *мк*), полоса Φ (1,08—1,21 *мк*, центр при 1,1 *мк*), полоса Ψ (1,25—1,54 *мк*, центр при 1,38 *мк*), полоса Ω (1,70—2,08 *мк*, центр при 1,87 *мк*), полоса χ (2,27—2,98 *мк*, центр при 2,7 *мк*) и примыкающая к последней полоса 2,98—3,57 *мк* с центром при 3,2 *мк* (рис. 12). Полосы, расположенные в более далекой инфракрасной области спектра, уже не имеют значения для расчетов коротковолновых потоков солнечной и

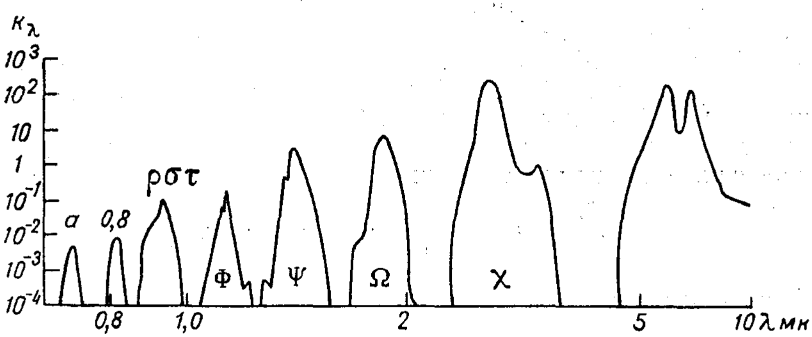

Рис. 12. Полосы поглощения водяного пара.

рассеянной радиации, хотя роль этих полос (особенно очень широкой полосы 4,9—8,7 *мк* с центром при 6,3 *мк*) в приходе и расходе длинноволновой радиации в атмосфере очень велика.

Для расчета ослабления радиации водяным паром атмосферы должны быть определены коэффициенты поглощения радиации в важнейших полосах. Экспериментальное определение этих коэффициентов представляет далеко не простую задачу. Даже в отдельной линии поглощение неодинаково по всей ширине линии: оно достигает максимума около середины линии и уменьшается к ее краям. Обобщенный для всей линии коэффициент поглощения A_L в этом случае выражается формулой

$$A_L = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A_\lambda \, d\lambda, \tag{3.25}$$

в которой A_λ — действительный коэффициент поглощения, зависящий от длины волны, а λ_1 и λ_2 — длины волн, ограничивающие линию.

Еще более сложный характер имеет изменение действительных коэффициентов поглощения в полосах. При неравномерном распределении линий в полосе, различной ширине отдельных линий в различном виде функций A_λ интегрирование уравнения (3.25) оказывается практически невозможным, а закон Бугера—Ламберта — неприменимым. Поэтому расчет поглощения радиации производится по обобщенным для данной полосы («генерализированным») коэффициентам A_u, которые принимаются постоянными по всей ширине полосы и вычисление по которым дает поглощение радиации в полосе, равное действительному. Обобщенные коэффициенты могут быть вычислены по сравнительно простым формулам, вид которых и числовые значения входящих в них постоянных параметров определяются по лабораторным измерениям поглощения радиации. Такие измерения впервые были произведены Фоулем [41], а позже — рядом других исследователей. Наиболее точными в настоящее время можно считать результаты, полученные Ямамото и Ониши [83], Гавардом и Чепменом [48] и в особенности новые измерения Говарда, Берча и Виллиамса [49]. В последней из перечисленных работ для вычисления обобщенных коэффициентов поглощения A_u в широких полосах предложены эмпирические формулы двух видов: для полос с интенсивным поглощением

$$A_u = \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \, d\nu = C + D \lg w + K \lg (b + e) \tag{3.26}$$

и для слабых полос

$$A_u = \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \, d\nu = c w^{\frac{1}{2}} (b + e)^k. \tag{3.27}$$

В этих формулах ν_1 и ν_2 — частоты границ полосы в *см*$^{-1}$, b — давление воздуха в миллиметрах, e — парциальное давление водяного пара, C, D и K — постоянные, значения которых определены экспериментально, w — толщина слоя водяного пара, проходимого потоком радиации.

Для измерения w употребляется особая единица — 1 *см* слоя «осажденной воды», т. е. такое количество водяного пара в столбе воздуха с поперечным сечением s, которое при полном осаждении на площадь s образует на ней слой воды толщиной в 1 *см*. Авторы производили измерения при различных значениях w (наибольшее $w = 2{,}0$ *см*) и различном давлении (от 2 до 700 *мм*).

Формулы (3.26) и (3.27) дают значения $\int A_v d\nu$, выраженные в обратных сантиметрах. Величины обобщенных безразмерных коэффициентов (средних функций поглощения) для данной полосы вычисляются по формуле

$$\overline{A}_u = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu \, d\nu. \tag{3.28}$$

Кроме экспериментального метода определения коэффициентов поглощения, может быть применен и теоретический метод их вычисления, исходя из строения молекулы водяного пара и ее колебательных и вращательных характеристик. В недавно опубликованной работе Виэтта, Сталла и Плесса [82] описывается методика такого расчета, а результаты его представлены в виде подробной таблицы спектральных коэффициентов пропускания водяного пара при давлении 1 атм. и температуре 300° К. Коэффициенты пропускания в таблице даны для количества водяного пара на пути потока радиации w от 0,001 до 50 *см* и для волновых чисел $\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ соответственно от 1050 до 10 000 обратных

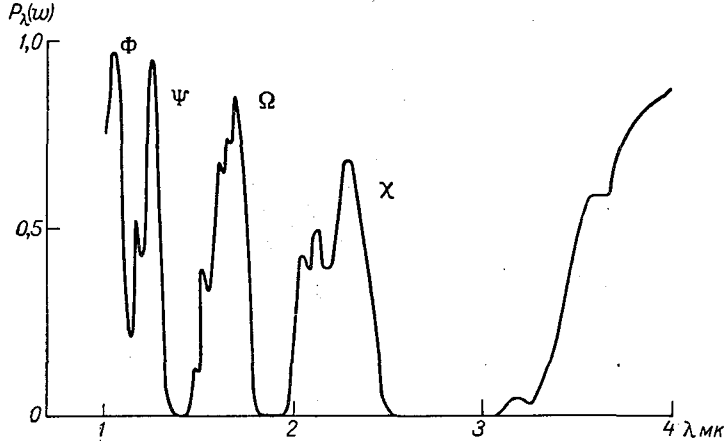

Рис. 13. Коэффициенты прозрачности водяного пара в области 1,0—4,0 *мк* (при $w=1$ *см*).

сантиметров (или от 1 до 9,5 *мк*). Данные таблицы для $w=1$ *см* представлены на рис. 13.

Результаты расчета находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными Говарда, Берча и Виллиамса, как это можно видеть по рис. 14, на котором сопоставлены теоретическая и экспериментальная кривые для полосы поглощения Ω (1,87 *мк*).

Нередко требуется определить общее поглощение радиации, без подразделения по длинам волн или отдельным полосам. В таких случаях более удобно пользоваться формулами, представляющими общую потерю радиации вследствие ее поглощения водяным паром как функцию его количества на пути луча. Если количество осажденной воды в вертикальном столбе атмосферы (запас воды в атмосфере) составляет w *см*, то на пути луча, проходящего m оптических масс, будет находиться количество водяного пара, эквивалентное mw *см* слоя «осажденной воды». Для выражения зависимости поглощения A от mw еще в 1907 г. К. Онгстремом [29] была предложена формула вида

$$A = c\,(wm)^n. \tag{3.29}$$

Входящие в формулу параметры неоднократно определялись по данным экспериментальных измерений. Так, Мюгге и Меллер [62] представили результаты измерений Фоуля формулой

$$A = 0{,}172\,(wm)^{0{,}30}. \tag{3.30}$$

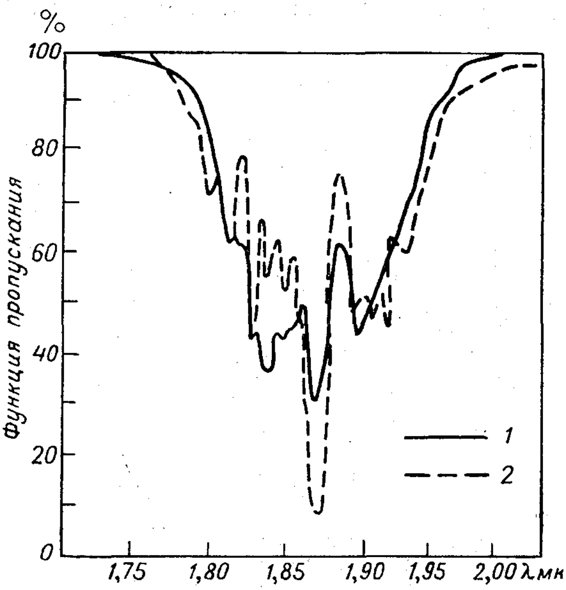

Рис. 14. Сопоставление результатов экспериментального (1) и теоретического (2) определения коэффициентов прозрачности водяного пара в полосе Ω.

Несколько меньшие величины поглощения дает формула, полученная В. Г. Кастровым [9],

$$A = 0{,}156\,(wm)^{0{,}294} \tag{3.31}$$

и очень близкая к ней формула Макдональда [57]

$$A = 0{,}149\,(wm)^{0{,}30}. \tag{3.32}$$

В новой работе А. Онгстрема [27] подтверждается удовлетворительная точность формулы Макдональда и отмечается недостаток формул вида (3.29), заключающийся в том, что они не учитывают рассеяния радиации в спектральных промежутках, соответствующих полосам поглощения водяного пара. Так как радиация может рассеиваться еще до того, как она могла бы быть поглощена, то общее поглощение, вычисляемое без учета рассеяния, получается преувеличенным. Для учета рассеяния А. Онгстрем предлагает пользоваться формулой

$$A = 0{,}149\,(wm)^{0{,}30} \cdot 0{,}81^{\beta m}, \qquad (3.33)$$

в которой β — средний коэффициент рассеяния (как молекулами воздуха, так и аэрозольными частицами) для длин волн, соответствующих важнейшим полосам поглощения водяного пара.

Для расчета поглощения радиации водяным паром атмосферы должно быть известно его общее количество, т. е. запас воды в атмосфере w. Определить его можно по распределению упругости водяного пара ρ_w с высотой над поверхностью земли z

$$w = \int_0^\infty \rho_w\,dz = \frac{1}{g}\int_0^b q\,db, \qquad (3.34)$$

где g — ускорение силы тяжести, q — удельная влажность, b — давление у поверхности земли.

Обычно вычисление w производится путем численного интегрирования по интервалам $\Delta b = 100$ *мб*, причем за q принимается среднее значение удельной влажности в этом интервале. Величина w определяется по этому методу приближенно вследствие недостаточной точности измерения влажности при аэрологических подъемах радиозондов.

Кроме описанного аэрологического метода, может быть применен актинометрический метод определения w по уменьшению интенсивности солнечной радиации в полосах поглощения $\rho\sigma\tau$ или Φ, или по интегральному поглощению A. В этом последнем случае величина A должна быть определена возможно более точно, на что недавно обратил внимание А. Онгстрем [27]. Действительно, из формулы (3.33) следует, что

$$\frac{dw}{w} = 3{,}33\,\frac{dA}{A}, \qquad (3.35)$$

т. е. относительная ошибка определения величины w в $3^1/_3$ раза превышает относительную ошибку определения A. Таким образом, если A определяется с точностью около 5%, то запас воды в атмосфере будет определен с точностью, не превышающей 15%. Зато при вычислении поглощения по не вполне точному значению w ошибка определения уменьшается в $3^1/_3$ раза по отношению к ошибке определения w.

Для определения запаса воды в атмосфере в конкретных условиях места и времени как аэрологический, так и актинометрический метод может быть применен лишь в редких случаях. Поэтому обычно приходится довольствоваться приближенным определением величины w по упругости водяного пара у поверхности земли e_0. Соотношение между величинами e_0 и w может быть выражено приближенной эмпирической формулой вида

$$w = ce_0^n. \qquad (3.36)$$

По исследованиям Ганна [45], Гемфриса [50] и Фоуля [42] показатель n в формуле (3.36) может быть принят равным единице, а коэффициент c меняется в узких пределах, от 2,0 до 2,3 (если e_0 и w измеряются в миллиметрах). Однако в действительности связь, по-видимому, оказывается более сложной. Так, С. И. Сивков [17] по наблюдениям в Карадаге за 70 дней с малой аэрозольной мутностью получил среднее значение $n=\frac{2}{3}$ и $c=3{,}8$ (для величин w и e_0, выраженных в миллиметрах), т. е. связь между w и e_0 получилась нелинейной. Формула (3.36) проверялась К. Я. Кондратьевым и Г. Н. Гаевской [11] по данным аэрологических зондирований в Павловске, Москве и Ростове, причем нелинейность связи подтвердилась (величины n во всех случаях оказались меньше единицы). Однако значения c и n в разных пунктах оказались различными.

Следует отметить, что формулы различного вида дают близкие значения w при больших значениях e_0, соответствующих условиям теплого периода. При малых значениях e_0 и $n=1$ формулы обычно дают заниженные значения w, особенно при наличии температурных инверсий. Объясняется это тем, что зимой абсолютная влажность у земной поверхности вследствие выхолаживания нижнего слоя атмосферы оказывается аномально пониженной по сравнению с более высокими слоями и вертикальное распределение водяного пара в этих случаях может значительно отличаться от обычного. Если этот факт имеет место, то при малых значениях e_0 коэффициенты c должны получаться выше, чем при больших, что и приводит к нелинейной зависимости между w и e_0, причем характер этой зависимости в различных условиях климата и погоды может получаться различным.

Помимо селективного поглощения радиации газами атмосферы, ослабление потока солнечной радиации может происходить вследствие поглощения ее твердыми аэрозольными частицами пыли или дыма. Такое поглощение можно считать неселективным. Влияние его оказывается заметным в случаях загрязнения воздуха пылью естественного происхождения или индустриальными дымами.

Поглощение радиации взвешенными в атмосфере водяными капельками или ледяными кристаллами при отсутствии облачности на интенсивность интегрального потока радиации существенного влияния не оказывает.

§ 9. Рассеяние солнечной радиации

Как было отмечено в § 4, рассеяние радиации является результатом возбуждения атомов рассеивающей среды фотонами рассеиваемого потока с очень быстрым возвращением атомов в нормальное состояние. Этот процесс не вызывает изменений строения рассеивающих молекул или их внутренней энергии. Поэтому теория рассеяния могла быть разработана значительно ранее квантовой теории на основе представлений электромагнитной теории света Максвелла.

Теория рассеяния света малыми частицами (т. е. частицами, размеры которых малы по сравнению с длиной волны рассеиваемого света) была развита Релеем в работах, опубликованных в 1881 и 1899 гг. [72, 73]. Так как размеры газовых молекул в сотни раз меньше длин волн солнечного спектра, то теория Релея полностью применима к рассеянию радиации в любой газовой среде и, в частности, в атмосфере.

Согласно этой теории, дополненной Ж. Кабанном [34, 35], коэффициент ослабления радиации в газовой среде, не поглощающей радиацию (т. е. коэффициент рассеяния), при толщине рассеивающего слоя H может быть выражен в зависимости от длины волны формулой

$$a_\lambda = \alpha_\lambda H = \frac{32\pi^3 (n-1)^2}{3N\lambda^4} \frac{6+3\eta}{6-7\eta} H. \tag{3.37}$$

В этой формуле, примененной к рассеянию радиации в атмосфере, α_λ — коэффициент рассеяния радиации единичным объемом ($см^3$) воздуха на уровне измерения, H — высота однородной атмосферы над этим уровнем в *см*, N — число молекул воздуха в 1 $см^3$ (число Лошмидта), n — показатель преломления. Для нормальной однородной атмосферы α_λ, N и n относятся к воздуху, находящемуся при нормальных условиях температуры и давления. Величина η означает коэффициент оптической анизотропии молекул и характеризует отклонение формы рассеивающих молекул от сферической. Необходимость учета оптической анизотропии молекул в теории рассеяния света была впервые установлена Релеем-младшим в 1918 г. [74]. Общая теория рассеяния света с учетом оптической анизотропии была развита Ж. Кабанном и И. И. Тихановским [18, 80]. Формула (3.37) без коэффициента $\frac{6+3\eta}{6-7\eta}$ справедлива только для рассеяния на очень малых сферических частицах и дает для величин α_λ и a_λ значения, заниженные на 6—7%.

Как следует из формулы (3.37), при релеевском или молекулярном рассеянии коэффициент рассеяния обратно пропорционален четвертой степени длины волны рассеиваемого света. Поэтому в интегральном потоке радиации рассеивается главным образом его коротковолновая часть. С точки зрения квантовой механики, эта особенность молекулярного рассеяния объясняется тем, что электронные переходы, вызывающие рассеяние, могут осуществляться только фотонами с достаточно большой энергией, вследствие чего вероятность переходов должна возрастать с уменьшением длины волны. Вероятность рассеяния в различных направлениях неодинакова и распределение интенсивности рассеянной радиации по направлениям в зависимости от угла φ, образованного направлением рассеянной радиации и первоначальным направлением, характеризуется функцией $\Gamma(\varphi)$, которая называется индикатриссой рассеяния частицы. При релеевском рассеянии $\Gamma(\varphi)=1+\cos^2\varphi$. Как показывает это уравнение, рассеяние происходит наиболее интенсивно вперед ($\varphi=0°$) и назад ($\varphi=180°$) и вдвое менее интенсивно в перпендикулярном направлении, где оно достигает минимума.

Так как поглощение радиации постоянными газами атмосферы невелико по сравнению с рассеянием, то теория Релея очень хорошо представляет ослабление радиации в чистой и сухой (т. е. идеальной) атмосфере. В реальной атмосфере ослабление возрастает вследствие дополнительного рассеяния на крупных по сравнению с длинами волн твердых и жидких частицах атмосферного аэрозоля.

Теоретическое исследование рассеяния радиации на крупных частицах было начато работами Г. Ми [59] в 1908 г. и получило дальнейшее развитие в работах Ганса [43], Блумера [32, 33], Стреттона и Хоутона [79], Фойцика [39] и других авторов. В СССР важные результаты теоретического характера были получены В. В. Шулейкиным [24], В. Г. Кастровым [7, 8], А. Н. Гордовым [4] и К. С. Шифриным [22].

Кроме теоретических работ, было выполнено также большое число работ экспериментального характера. Основные результаты этих исследований сводятся к тому, что рассеяние на крупных по сравнению с длиной волны частицах зависит от размеров формы и природы частиц. Объемный коэффициент ослабления радиации в монодисперсном аэрозоле пропорционален квадрату радиуса частиц, а в полидисперсном зависит от вида функции распределения частиц по размерам. Результаты расчетов показывают, что рассеяние радиации на крупных аэрозольных частицах значительно превосходит релеевское рассеяние на молекулах воздуха, даже при небольшом числе аэрозольных частиц в единице объема. Индикатриссы рассеяния радиации крупными частицами оказываются асимметричными и вытянутыми в направлении падающего потока тем больше, чем крупнее размеры частиц. В реальной атмосфере, как показал А. Онгстрем [26], коэффициент аэрозольного рассеяния может быть представлен в виде

$$a_\lambda(d)=\beta\lambda^{-n}. \qquad (3.38)$$

В этой формуле показатель степени n является обобщенной характеристикой распределения рассеивающих частиц по размерам и может принимать значения от $n=4$ для частиц молекулярных размеров до $n=0$ для крупных капелек диаметром в несколько микрон. Онгстрем нашел, что при средних условиях прозрачности величина n оказывается довольно устойчивой и близка к 1,3. Коэффициент β может рассматриваться как мера общего количества аэрозольных частиц, содержащихся в слое атмосферы над данным уровнем. Поэтому он был назван Онгстремом коэффициентом мутности. Как следует из формулы (3.38), он численно равен коэффициенту аэрозольного ослабления для длины волны $\lambda=1$ *мк*. Чтобы найти величины β и n в отдельности, необходимо определить из наблюдений значения коэффициентов аэрозольного ослабления для двух различных участков спектра, не содержащих полос поглощения водяного пара. Этому условию удовлетворяют, например, области 0,525—0,630 и 0,630—700 *мк*, в которых интенсивность радиации может быть измерена актинометрами или пиргелиометрами, снабженными стандартными стеклянными фильтрами Шотта марок OG_1, RG_2 и RG_8. Если же для расчетов по формуле (3.38) значение показателя принять постоянным, то вычисление коэффициента мутности становится возможным и по интегральной интенсивности радиации.

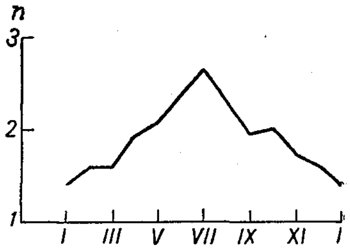

Рис. 15. Годовой ход средних величин показателя n. Потсдам, 1932—1936 гг.

Необходимо отметить, что в этом случае величина β определяется только грубо приближенно. Об этом свидетельствуют результаты новой работы Онгстрема [28], в которой используются данные большого числа измерений со стандартными фильтрами, произведенных О. Гельпером в Потсдаме. По этим данным величина показателя n меняется в значительно более широких пределах, чем это считалось ранее. Так, в Потсдаме она имеет резко выраженный годовой ход со средним максимумом $n=2,7$ в июле и минимумом $n=1,3$ в январе (рис. 15). В течение года наиболее часто повторяются значения n, близкие к 1,9 (от $n=$ $=1,5$ до $n=2,7$), и только вторичный максимум повторяемости приходится на значения n в интервале 1,1—1,3 (рис. 16). Эти особенности годового хода и повторяемости величин n могут быть объяснены преобладанием в холодное время года сравнительно крупных рассеивающих частиц, состоящих из водяных капелек. В теплый период в атмосферном аэрозоле возрастает число очень мелких твердых частиц мглы и уменьшаются размеры водяных частиц, образующих слабую дымку. Величины коэффициента мутности β в Потсдаме в течение года колеблются в пределах 0,050—0,100 с минимумом весной (в апреле) и максимумом осенью (в сентябре). Такой годовой ход обусловлен совместным влиянием изменений в течение года количества, размеров и происхождения преобладающих аэрозольных частиц.

Как показал Х. Юнге [54], эмпирическая формула (3.37) правильно представляет спектральное распределение аэрозольного ослабления при условии, что распределение аэрозольных частиц по размерам выражается формулой

$$dN = -\frac{k}{r^{\gamma}}\,dr, \tag{3.39}$$

где dN — число частиц в промежутке dr радиуса r, а k — постоянная, зависящая от вещества и структуры частиц и от их общей массы.

В настоящее время в большинстве работ для атмосферного аэрозоля принимается юнговское распределение частиц по размерам и, следовательно, признается справедливость формулы Онгстрема (3.38).

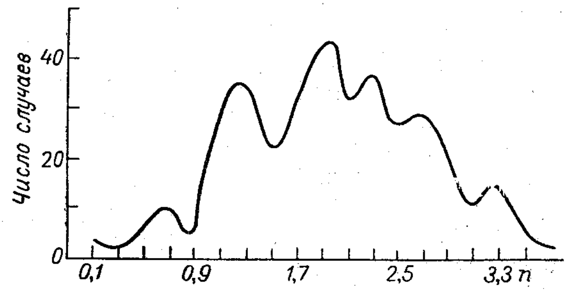

Рис. 16. Повторяемость значений показателя n в течение года. Потсдам, 1932—1936 гг.

В современных работах по рассеянию радиации в реальной атмосфере коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния обычно рассматриваются совместно. Их сумма τ_λ обозначается как «оптическая толщина» атмосферы или ее «оптическая плотность». Оба эти термина нельзя признать удачными, так как безразмерной величине τ присваиваются наименования, в привычном представлении связанные с размерностью длины или плотности. Особенно нежелательно применять первый термин, который дает повод смешивать «оптическую толщину» атмосферы τ с оптической массой m, хотя эти величины не имеют ничего общего. Физически «оптическая толщина» атмосферы определяется формулой

$$\tau_z(\lambda) = \int\limits_z^{\infty} \sigma(z, \lambda)\,dz,$$

в которой $\sigma(z, \lambda)$ — коэффициент рассеяния частицами любой величины и любого происхождения на уровне z при длине волны λ. На уровне моря $\tau_0(\lambda)$ представляет монохроматический коэффициент рассеяния радиации всей толщей атмосферы.

В аэрозольном рассеянии радиации основное значение имеет рассеяние на водяных и ледяных частицах (капельках и кристаллах), образующихся в атмосфере в результате конденсации или кристаллизации водяного пара из воздуха. Вследствие небольших размеров эти частицы могут долгое время находиться во взвешенном состоянии и почти всегда в большем или меньшем количестве присутствуют в тех слоях атмосферы, где по условиям температуры и влажности водяной пар приближается к состоянию насыщения и где имеются ядра конденсации. Если число таких частиц в единице объема воздуха не очень велико, то при визуальном наблюдении на небе не замечается каких-либо облачных образований. Наличие такого конденсационного помутнения обнаруживается только по белесоватому цвету неба. Но уменьшение интенсивности радиации вследствие рассеяния в таких случаях может становиться очень заметным. Размеры частиц конденсационного происхождения во много раз превышают размеры молекул и могут меняться от десятых долей микрона до нескольких микронов, т. е. до обычных размеров облачных элементов.

§ 10. Комплексные характеристики прозрачности атмосферы

Характеристиками прозрачности атмосферы в формулах Бугера (1.4) и Ламберта (1.6) являются коэффициент прозрачности p и коэффициент ослабления a. Эти коэффициенты могут быть монохроматическими, характеризующими прозрачность атмосферы для радиации с длиной волны λ, или интегральными, представляющими характеристики прозрачности, обобщенные для всех длин волн солнечного спектра.

Из всего сказанного в § 8 и 9 следует, что коэффициенты a и p являются сложными (комплексными) характеристиками прозрачности атмосферы и обобщают влияние многих факторов, воздействующих на интенсивность прямой солнечной радиации. Монохроматический комплексный коэффициент ослабления a_λ может быть представлен как сумма частных коэффициентов, определяющих ослабление радиации молекулами воздуха $a_\lambda(\text{в})$, озона $a_\lambda(\text{оз})$, кислорода $a_\lambda(O_2)$, углекислого газа $a_\lambda(CO_2)$, водяного пара $a_\lambda(w)$ и аэрозольными частицами $a_\lambda(d)$:

$$a_\lambda = a_\lambda(\text{в}) + a_\lambda(\text{оз}) + a_\lambda(O_2) + a_\lambda(CO_2) + a_\lambda(w) + a_\lambda(d). \qquad (3.40)$$

Аналогично спектральный комплексный коэффициент прозрачности p_λ представляет, очевидно, произведение частных коэффициентов прозрачности:

$$p_\lambda = p_\lambda(\text{в}) \cdot p_\lambda(\text{оз}) \cdot p_\lambda(O_2) \cdot p_\lambda(CO_2) \cdot p_\lambda(w) \cdot p_\lambda(d), \qquad (3.41)$$

причем каждый частный коэффициент прозрачности связан с соответствующим коэффициентом ослабления соотношением (1.7).

Коэффициенты ослабления солнечной радиации углекислым газом и кислородом очень малы и в первом приближении ими можно пренебречь. При более точных расчетах их влияние может быть учтено введением поправок к рассчитанной интенсивности радиации. Поэтому основное значение при расчетах прямой солнечной радиации имеют коэффициенты ослабления радиации для чистого воздуха, озона, водяного пара и аэрозольных частиц, взвешенных в воздухе.

Наиболее ясным представляется физический смысл коэффициента ослабления радиации чистым воздухом, не содержащим озона и не поглощающим радиацию селективно. В этом случае коэффициент ослабления радиации является коэффициентом молекулярного релеевского рассеяния.

Как было показано в § 9, теория рассеяния Релея—Кабанна позволяет вычислить монохроматический коэффициент ослабления прямой радиации единичным объемом чистого воздуха, находящегося при определенных условиях температуры и плотности. Этот коэффициент α_λ соответственно формуле (3.37) имеет размерность *см*$^{-1}$. Безразмерный коэффициент a_λ ослабления радиации слоем такого воздуха получается путем умножения объемного коэффициента α_λ на толщину рассеивающего слоя H. Для потока солнечной радиации через атмосферу за условия, определяющие величину α_λ, в актинометрии принимают обычно $t=0°$ C и плотность воздуха $\rho_0=1{,}276\cdot10^{-3}$ *г см*$^{-3}$, соответствующую давлению воздуха 1000 *мб*. За толщину слоя в этом случае, очевидно, следует принять высоту нормальной однородной атмосферы над уровнем, для которого измеряется или рассчитывается радиация. Эту высоту можно выразить через формулу (3.2), и, следовательно,

$$a_\lambda=\alpha_\lambda H_0\frac{b}{b_0}, \tag{3.42}$$

где b и b_0 — соответственно давление на данном уровне и давление, принимаемое за нормальное.

Из формулы (3.42) следует, что, несмотря на безразмерность величины a_λ, ее численное значение зависит от толщины слоя однородной атмосферы, для которого это значение вычисляется. Толщина слоя всегда входит неявно в величину a_λ, и без указания этой толщины значение коэффициента ослабления радиации, как и коэффициента прозрачности, нельзя считать определенным. При нормальном атмосферном давлении коэффициенты ослабления радиации относятся к 8-километровой толщине слоя нормальной однородной атмосферы, коэффициенты, измеренные при другом давлении b *мб*, — к толщине слоя $0{,}008b$ *км*. В горизонтальном слое атмосферы (при измерениях видимости) коэффициенты ослабления относятся к расстоянию 1 *км*.

Очевидно, что сравнивать между собой можно только коэффициенты ослабления, относящиеся к одинаковой толщине слоя. К сожалению, из того факта, что коэффициенты a и p — величины безразмерные, нередко делается ошибочный вывод о их независимости от выбора единиц, вследствие чего числовые значения этих коэффициентов приводятся без указания, в каких единицах измерялась толщина слоя.

Показатель степени в формуле Ламберта представлен произведением коэффициента ослабления a на число оптических масс m, пройденных лучом. Так как коэффициент ослабления рассчитывается на единичную оптическую массу, то произведение am характеризует ослабление радиации на всем пути луча в слое нормальной однородной атмосферы. Соответственно формуле (3.2)

$$am = \alpha H m = \alpha H_0 \frac{b}{b_0} m. \tag{3.43}$$

В этой формуле коэффициент ослабления $a_н = \alpha H_0$, относящийся к слою нормальной однородной атмосферы H_0, может быть назван нормализованным коэффициентом ослабления. Но можно принимать за коэффициент ослабления и произведение $a_д = \alpha H_0 \frac{b}{b_0}$, которое в этом случае будет относиться к действительной толщине слоя однородной атмосферы над уровнем с атмосферным давлением b и может быть назван «действительным». Очевидно, $a_д = a_н \frac{b}{b_0}$

Этим коэффициентам будут соответствовать нормализованный и действительный коэффициенты прозрачности, причем в силу свойства коммутативности умножения множитель $\frac{b}{b_0}$, по существу относящийся к высоте нормальной однородной атмосферы H_0, может быть объединен с числом оптических масс m. Так как произведение $\frac{b}{b_0} m$ означает число абсолютных оптических масс M, то формула (3.43) может быть представлена в двух вариантах

$$am = a_н M = a_д m, \tag{3.44}$$

т. е. ослабление радиации на всем пути солнечного луча в атмосфере может быть представлено либо как произведение нормализованного коэффициента ослабления на абсолютное число оптических масс, либо как произведение действительного коэффициента ослабления на относительное число оптических масс.

Для расчета интенсивности радиации оба эти представления можно считать тождественными, так как в обоих случаях произведение am остается одинаковым. Но характеристики прозрачности, вычисляемые по относительному и абсолютному числу оптических масс, существенно различны и это различие необходимо иметь в виду при количественной оценке и сопоставлении условий прозрачности реальной атмосферы.

Единица толщины ослабляющего слоя, в которой относятся коэффициенты a и p для чистого воздуха, должна быть принята и для всех других составляющих общего ослабления радиации. Такое требование следует из того, что в формуле (3.40) все слагаемые должны выражаться в одних и тех же единицах. Этому не противоречит то обстоятельство, что, например, коэффициенты ослабления радиации водяным паром могут относиться к 1 *см* слоя осажденной воды, а запас воды в атмосфере выражаться толщиной этого слоя в сантиметрах, тогда как аэрозольное ослабление может измеряться коэффициентом ослабления радиации аэрозольными частицами, содержащимися в единице объема на данном уровне, и высотой однородной аэрозольной атмосферы. Для любой составляющей общего ослабления произведение объемного коэффициента ослабления на толщину слоя дает безразмерный коэффициент. Но этот коэффициент должен относиться к толщине слоя нормальной однородной атмосферы над тем уровнем, для которого вычисляется общий коэффициент ослабления радиации.

Так, например, интенсивность радиации, измеренная на уровне $b=500$ *мб* при высоте солнца 30°, соответствует числу относительных оптических масс $m=\frac{1}{\sin h}=2$. При тех же условиях число абсолютных оптических масс будет равно $M=m\frac{b}{b_0}=2\cdot 0{,}5=1$. В соответствии со сказанным выше, вычисляя для этого случая коэффициент ослабления или коэффициент прозрачности по относительному числу оптических масс $m=2$, мы получим значения действительных коэффициентов $a_д$ и $p_д$, относящиеся к толщине слоя однородной атмосферы $H=H_0\frac{b}{b_0}=4$ *км*, в действительности находящейся над уровнем измерения. Вычисление по абсолютному числу оптических масс даст нормализованные значения коэффициентов $a_н$ и $p_н$, относящиеся к стандартной толщине слоя $H=H_0=8$ *км*.

Очевидно, что для сравнения характеристик прозрачности, полученных при различных значениях атмосферного давления (т. е. на различных высотах над уровнем моря), нельзя пользоваться действительными значениями этих характеристик, так как все они относятся к различным толщинам слоя однородной атмосферы H. Для этой цели необходимо использовать только нормализованные значения характеристик прозрачности, вычисленные по абсолютному числу оптических масс или по формулам, связывающим действительные значения коэффициентов ослабления и прозрачности с их нормализованными значениями:

$$a_{\text{н}} = a_{\text{д}} \frac{b_0}{b} \tag{3.45}$$

и

$$p_{\text{н}} = e^{-a_{\text{н}}} = p_{\text{д}}^{\frac{b}{b_0}}. \tag{3.46}$$

Полученные таким путем нормализированные значения характеристик прозрачности могут относиться к различному числу оптических масс и на них может сказываться искажающее влияние эффекта Форбса. Наилучший путь выявления влияния этого эффекта — сравнение характеристик прозрачности, вычисленных по измерениям интенсивности при одном и том же числе абсолютных оптических масс M. За такое стандартное значение может быть принято $M=1$ или $M=2$, при котором могут непосредственно производиться измерения в течение большей части года. Высота солнца, при которой число абсолютных оптических масс $M=2$, равна той высоте солнца, которой соответствует число относительных масс по таблице Бемпорада $m_{\text{Б}}$, определяемой формулой $M = m_{\text{Б}} \frac{b}{b_0} = 2$, откуда

$$m_{\text{Б}} = \frac{2000}{b}. \tag{3.47}$$

Например, при $b=500$ *мб* $m_{\text{Б}}=4$ и, следовательно, абсолютная масса $M=2$ соответствует $m_{\text{Б}}=4$, т. е. высоте солнца $h=14{,}3°$.

ЧАСТЬ II

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ОТСУТСТВИИ ОБЛАЧНОСТИ

Глава 4

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИАЦИИ В ИДЕАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

§ 11. Метод расчета и выбор исходных числовых значений расчетных параметров

В идеальной атмосфере факторами, ослабляющими прямую радиацию, являются молекулярное рассеяние и селективное поглощение радиации озоном, кислородом и углекислым газом. В этом случае интенсивность радиации при числе оптических масс m может быть выражена формулой

$$S_{i,m} = \int_0^\infty S_{0,\lambda}\, p_\lambda^m(\text{оз})\, p_\lambda^m(\text{в})\, d\lambda - f_3(m). \qquad (4.1)$$

В этой формуле $S_{0,\lambda}$ — интенсивность радиации за пределами атмосферы при длине волны λ, $p_\lambda(\text{оз})$ — коэффициент прозрачности озона, $p_\lambda(\text{в})$ — коэффициент прозрачности воздуха, не содержащего озона, $f_3(m)$ — поправочный член, учитывающий поглощение радиации кислородом и углекислым газом. Поглощение озоном ранее учитывалось также введением поправочных членов $f_1(m)$ и $f_2(m)$, характеризующих поглощение в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. В более новых работах предпочитают вводить коэффициент $p_\lambda(\text{оз})$ в подынтегральную функцию формулы (4.1). При этом произведение $S_{0,\lambda}p_\lambda(\text{оз}) = S_{\text{по},\lambda}$ представляет так называемую «подозонную» интенсивность радиации длины волны λ. Такой способ учета поглощения озоном является принципиально более правильным, так как радиация прежде всего поглощается озоном в стратосфере на таких высотах, где рассеяние можно считать пренебрежимо малым вследствие разреженности воздуха. Только после этого радиация подвергается рассеянию в более низких слоях атмосферы. Применение же поправок $f_1(m)$ и $f_2(m)$ означает учет в первую очередь рассеяния и лишь после этого — поглощения озоном.

Монохроматический коэффициент прозрачности озона при общем содержании его ω *см* NTP и десятичном коэффициенте поглощения k_λ, отнесенном к слою озона толщиной в 1 *см*, вычисляется по формуле

$$p_\lambda(\text{оз}) = 10^{-k_\lambda \omega}. \tag{4.2}$$

Коэффициент $p_\lambda(\text{в})$ связан с релеевским коэффициентом рассеяния чистого воздуха $a_\lambda(\text{в})$ соотношением

$$p_\lambda(\text{в}) = e^{-a_\lambda(\text{в})} = e^{-\alpha_\lambda H}. \tag{4.3}$$

Расчет интенсивности по формуле (4.1) можно произвести в том случае, когда спектральное распределение величин $S_{0\lambda}$, $p_\lambda(\text{оз})$ и $p_\lambda(\text{в})$ может быть представлено аналитически как функция λ. Если же распределение этих величин в зависимости от λ задается в табличной форме, то вместо формулы (4.1) применяется формула

$$S_{i,m} = \sum_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_n} \overline{S}_{0,\Delta\lambda}\, \overline{p}_\lambda^m(\text{оз})\, \overline{p}_\lambda^m(\text{в}) - f_3(m). \tag{4.4}$$

В этой формуле $\overline{S}_{0,\Delta\lambda}$, $\overline{p}_\lambda(\text{оз})$ и $\overline{p}_\lambda(\text{в})$ — средние значения $S_{0,\lambda}$, $p_\lambda(\text{оз})$ и $p_\lambda(\text{в})$ для спектрального промежутка $\Delta\lambda$. Для суммирования весь диапазон длин волн солнечного спектра разбивается на n промежутков, достаточно узких для того, чтобы к ним мог быть применен закон Бугера—Ламберта.

Расчеты интегральной интенсивности солнечной радиации в идеальной атмосфере производились многими исследователями.

До недавнего времени наиболее обоснованными и точными признавались почти совпадающие результаты расчетов В. Г. Кастрова [25, 82], К. Фейсснера и П. Дюбуа [73]. Однако после 1950 г. в связи с уточнением данных о внеземном распределении солнечной радиации по спектру и о спектральной прозрачности озона возникла необходимость в пересмотре ранее полученных результатов. В СССР новые расчеты для идеальной атмосферы были опубликованы В. Г. Кастровым [28], О. Авасте, Х. Молдау и К. С. Шифриным [1] и М. С. Аверкиевым и Л. А. Рязановой [9]. Результаты этих расчетов расходятся между собой, хотя и незначительно. Основная причина этих расхождений заключается в различии числовых значений параметров, принимаемых за исходные при расчетах по формуле (4.4). Поэтому представляется желательным проведение нового расчета, при котором было бы уделено особое внимание обоснованию выбора значений исходных параметров, которые в настоящее время можно считать наиболее близкими к действительным.

Новое вычисление интенсивности радиации в идеальной атмосфере для атмосферного давления 1000 *мб* произведено по формуле (4.4) для коротковолновой и видимой радиации (до 0,80 *мк*) по спектральным промежуткам 0,02 *мк*. В длинноволновой области ($\lambda > 0{,}80$ *мк*), где интенсивность радиации убывает медленно и монотонно, промежутки приняты более широкими: 0,05 *мк* для области $0{,}80 < \lambda < 1{,}00$ *мк* и 0,5 *мк* для $\lambda > 1{,}00$ *мк*.

Для внеземной интенсивности солнечной радиации $S_{0,\lambda}$ приняты данные, полученные в упоминавшейся выше работе Джонсона [1.53] и перевычисленные для принимаемого в настоящее время значения солнечной постоянной $S_0 = 1{,}98$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$.

Спектральные коэффициенты прозрачности озона p_λ(оз) вычислялись по формуле (4.2) и значениям k_λ, полученным Вигру (см. § 8). Величины k_λ и p_λ(оз) определялись для значения λ, соответствующего середине каждого спектрального промежутка. При расчете общее содержание озона в атмосфере было принято постоянным и равным 0,3 *см* NTP. Так как величины коэффициентов k_λ зависят от температуры, то они в соответствии с существующими рекомендациями приводились к температуре $t = -44°$, близкой к средней температуре стратосферного слоя озона.

Для учета ослабления радиации чистым воздухом использованы величины релеевского объемного коэффициента рассеяния α_λ, рассчитанные Р. Пенндорфом [86] по формуле (3.37). При этом для числа Лошмидта N_0 (при $t = 0°$ С) принято значение $2{,}687 \cdot 10^{19}$ *см*$^{-3}$, для коэффициента оптической анизотропии молекул воздуха — значение $\eta = 0{,}035$.

Таким образом, величина множителя $\dfrac{6+3\eta}{6-7\eta} = 1{,}061$, зависимость коэффициента преломления воздуха n_λ от длины волны при $t = 15°$ С учитывалась по формуле Эдлена [72]

$$(n_\lambda - 1) \cdot 10^8 = 6432{,}8 + \frac{2\,949\,810}{146 - \nu^2} + \frac{25\,540}{41 - \nu^2}, \qquad (4.5)$$

где $\nu = \dfrac{1}{\lambda}$ — волновое число в *мк*$^{-1}$. Для температур, отличных от 15° С, величина n_λ определялась по формуле

$$n_t - 1 = (n_{15°} - 1)\left(\frac{1 + 15\alpha}{1 + \alpha t}\right). \qquad (4.6)$$

Высоту слоя однородной атмосферы H_0 Пенндорф принимает равной 7996 *м*. Эта толщина слоя соответствует числу $2{,}15 \cdot 10^{25}$ молекул в вертикальном столбе воздуха сечением в 1 *см*^{2}.

Коэффициенты ослабления радиации, полученные Пенндорфом для атмосферного давления $b_0 = 1013$ *мб* (760 *мм*), приведены к нормальному давлению 1000 *мб* по формуле

$$a_{1000} = a_{1013} \cdot \frac{1000}{1013} = 0{,}987 a_{1013}. \qquad (4.7)$$

По этим значениям a и формуле (4.3) вычислялись коэффициенты прозрачности чистого сухого воздуха q_λ(в).

Дальнейшее вычисление интенсивности радиации производилось по отдельным спектральным промежуткам соответственно формуле (4.4). Ширина промежутков для области 0,22—0,80 *мк* принималась равной 0,02 *мк*. В длинноволновой области ($\lambda >$ $> 0,80$ *мк*), где изменение коэффициентов ослабления и прозрачности происходит более медленно, ширина спектральных промежутков соответственно увеличивалась. Интенсивности радиации вычислялись для числа оптических масс m, равным 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8 и 10. Для получения интегральных интенсивностей S_m значения $S_{\lambda, m}$ суммировались. В эти суммы вносились поправки $f_3(m)$ на селективное поглощение радиации кислородом и углекислым газом, определенные В. Г. Кастровым. Результаты расчета приводятся в табл. 3.

Для оценки точности результатов расчета необходимо иметь в виду, что точность определения исходных величин $S_{0, \lambda}$, p_λ(оз) и p_λ(в) не превышает 5%. Значения интенсивностей S_λ в таблице даются все же до третьей значащей цифры. Такая несколько преувеличенная точность расчета вызывается необходимостью сопоставления близких по величине значений S_λ для различных спектральных промежутков и различного числа оптических масс атмосферы.

Сопоставление интегральных величин S_m табл. 3 с опубликованными ранее результатами аналогичных расчетов дано в табл. 4. Все входящие в эту таблицу величины S_λ приведены к МПШ. В расчетах 1928—1939 гг. солнечная постоянная S_0 принималась равной 1,940 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, что соответствует значению $S_0=1{,}90$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ МПШ. В новых работах 1956—1964 гг. все приведенные значения относятся к современному значению солнечной постоянной $S_0=1{,}98$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, для приведения к которой в результаты Кастрова, Шифрина и Авасте внесены соответствующие поправки. Таким образом, расхождение между результатами расчетов в каждой группе может вызываться только различием исходных значений $S_{0, \lambda}$, p_λ(оз) и p_λ(в), а для расчетов разных групп еще и принятым значением S_0.

Как свидетельствуют данные табл. 4, расчеты по различным методам дают очень сходные результаты. Это сходство особенно заметно в результатах новых расчетов, выполненных в СССР. Величины S_m, полученные Линке, а также Аверкиевым и Рязановой, несколько преувеличены, по-видимому, вследствие использования величин коэффициентов прозрачности чистого воздуха p_λ(в), вычисленных без учета оптической анизотропии молекул и поэтому завышенных приблизительно на 1%. В расчетах Шифрина и др. [1] использованы старые данные о спектральной прозрачности озона и об общем содержании его в атмосфере (ω). В соответствии с новыми исследованиями (см. § 8) следует

Таблица 3

Расчет интенсивности прямой солнечной радиации в идеальной атмосфере, *мкал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$
($S_0 = 1{,}98$ *кал*, $b_0 = 1000$ *мб*)

Спектральные промежутки, *мк*	$S_{0,\lambda}$		$q_{оз}(\lambda)$	$S_{по}(\lambda)$	$q_{в}(\lambda)$	Число оптических масс							
	% солнечной постоянной	*мкал*×*см*$^{-2}$×*мин*$^{-1}$				1	2	3	4	5	6	8	10
<0,22	0,02	0,4	—	—	—								
0,22—0,24	0,07	1,4	—	—	—								
0,24—0,26	0,11	2,2	—	—	—								
0,26—0,28	0,31	6,1	—	—	—								
0,28—0,30	0,72	14,3	0,007	0,1	0,249								
0,30—0,32	1,03	20,4	0,524	10,7	0,351	3,8	0,7	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,32—0,34	1,54	30,5	0,905	27,6	0,448	12,4	5,0	2,0	0,8	0,3	0,1	0,0	0,0
0,34—0,36	1,67	33,1	0,997	33,0	0,534	17,6	9,3	5,0	2,7	1,4	0,7	0,2	0,1
0,36—0,38	1,82	36,0	1,000	36,0	0,609	21,9	13,3	8,1	4,9	3,0	1,8	0,7	0,2
0,38—0,40	1,74	34,5	1,000	34,5	0,671	23,1	15,5	10,4	7,0	4,7	3,2	1,4	0,6
0,22—0,40	9,03	178,9		141,9		78,8	43,8	25,6	15,4	9,4	5,8	2,3	0,9
0,40—0,42	2,67	52,9	1,000	52,9	0,723	38,2	27,6	20,0	14,5	10,5	7,6	4,0	2,1
0,42—0,44	2,7	53,5	1,000	53,5	0,767	41,0	31,4	24,1	18,5	14,2	10,9	6,4	3,8
0,44—0,46	3,1	61,4	0,998	61,3	0,803	49,2	39,4	31,6	25,3	20,3	16,3	10,5	6,7
0,46—0,48	3,1	61,4	0,996	61,2	0,833	51,0	42,3	35,1	29,2	24,2	20,1	13,8	9,5
0,48—0,50	2,9	57,4	0,993	57,0	0,857	48,8	41,6	35,4	30,2	25,7	21,9	15,9	11,5
0,50—0,52	2,8	55,4	0,988	54,7	0,877	48,0	41,6	36,0	31,2	27,0	23,4	17,6	13,2
0,52—0,54	2,7	53,5	0,980	52,4	0,893	46,8	41,0	35,9	31,4	27,5	24,1	18,5	14,2
0,54—0,56	2,8	55,4	0,975	54,0	0,908	49,0	43,4	38,4	34,0	30,1	26,6	20,8	16,3
0,56—0,58	2,7	53,5	0,964	51,6	0,919	47,4	42,0	37,2	33,0	29,2	25,9	20,3	15,9
0,58—0,60	2,7	53,5	0,966	51,7	0,930	48,1	43,2	38,8	34,9	31,3	28,1	22,6	18,2
0,60—0,62	2,5	49,5	0,964	47,7	0,938	44,7	40,4	36,5	33,0	29,8	26,9	22,0	18,0
0,62—0,64	2,4	47,5	0,973	46,2	0,947	43,8	40,4	37,2	34,3	31,6	29,1	24,7	20,9
0,64—0,66	2,4	47,5	0,980	46,6	0,951	44,3	41,3	38,5	35,9	33,5	31,2	27,1	23,5

0,66—0,68	2,2	43,6	0,986	43,0
0,68—0,70	2,1	41,6	0,991	41,2
0,40—0,70		787,6		775,0
0,70—0,72	2,0	39,6	0,993	39,3
0,72—0,74	1,9	37,6	0,995	37,4
0,74—0,76	1,8	35,6	1,000	35,6
0,76—0,78	1,7	33,7	1,000	33,7
0,78—0,80	1,7	33,7	1,000	33,7
0,40—0,80	48,9	967,8		954,7
0,80—0,85	3,8	75,2	1,000	75,2
0,85—0,90	3,4	67,3	1,000	67,3
0,90—0,95	3,0	59,4	1,000	59,4
0,95—1,00	2,8	55,4	1,000	55,4
0,0—1,5	16,7	330,7	1,000	330,7
1,5—2,0	6,27	124,1	1,000	124,1
2,0—2,5	2,70	53,5	1,000	53,5
2,5—3,0	1,33	26,3	1,000	26,3
3,0—3,5	0,73	14,5	1,000	14,5
3,5—4,0	0,42	8,3	1,000	8,3
4,0—5,0	0,45	8,9	1,000	8,9
5,0—6,0	0,23	4,6	1,000	4,6
6,0—7,0	0,12	2,4	1,000	2,4
$>7,0$	0,14	2,8	1,000	2,8
0,80—∞	42,12	833,4		833,4
0,22—∞	100,02	1980,1		1930,0

Поглощение перманентными газами

Интенсивность радиации на уровне 1000 *мб*

0,958	41,2	38,9	36,8	34,8	32,9	31,1	27,8	24,8
0,962	39,6	37,7	36,0	34,3	32,7	31,2	28,3	25,7
	681,1	592,3	517,5	454,5	400,5	354,4	280,3	224,3
0,965	37,9	36,3	34,7	33,3	31,9	30,6	28,1	25,8
0,970	36,3	35,0	33,8	32,6	31,5	30,4	28,3	26,3
0,973	34,6	33,7	32,8	31,9	31,0	30,2	28,6	27,1
0,975	32,9	32,1	31,3	30,5	29,7	29,0	27,6	26,2
0,977	32,9	32,1	31,4	30,7	30,0	29,3	28,0	26,7
	855,7	761,5	681,5	613,5	554,6	503,9	420,9	356,4
0,981	73,8	72,4	71,0	69,7	68,4	67,1	64,6	62,1
0,985	66,3	65,3	64,3	63,3	62,4	61,5	59,7	57,9
0,988	58,7	58,0	57,3	56,6	55,9	55,2	53,9	52,6
0,990	54,8	54,3	53,8	53,3	52,8	52,3	51,3	50,3
0,996	329,4	328,1	326,8	325,5	324,2	322,9	320,3	317,7
0,999	124,0	123,9	123,8	123,6	123,8	123,5	123,2	123,0
1,000	53,5	53,5	53,5	53,5	53,5	53,5	53,5	53,5
1,000	26,3	26,3	26,3	26,3	26,3	26,3	26,3	26,3
1,000	14,5	14,5	14,5	14,5	14,5	14,5	14,5	14,5
1,000	8,3	8,3	8,3	8,3	8,3	8,3	8,3	8,3
1,000	8,9	8,9	8,9	8,9	8,9	8,9	8,9	8,9
1,000	4,6	4,6	4,6	4,6	4,6	4,6	4,6	4,6
1,000	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4
1,000	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8
	828,3	823,3	818,3	813,4	808,6	803,8	794,3	784,9
	1762,8	1628,6	1525,4	1442,3	1372,6	1313,5	1217,5	1142,2
	10,0	12,0	13,0	14,0	15,0	16,0	18,0	19,0
	1752,8	1616,6	1512,4	1428,3	1357,6	1297,5	1199,5	1123,2

Таблица 4

Интенсивность радиации в идеальной атмосфере по расчетам с различными исходными данными, *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$

Автор	Год	Подозон	Число оптических масс					
			1	2	3	4	6	8
Линке [84]	1922	—	1,67	1,51	1,40	1,29	1,13	1,02
Кастров [82]	1928	—	1,73	1,60	1,50	1,41	1,28	1,18
Фейсснер и Дюбуа [73]	1930	—	1,72	1,59	1,49	1,40	1,27	1,18
Шнейдер [I. 77]	1937	—	1,74	1,62	1,53	1,46	1,33	1,24
Линке [I. 56]	1939	—	1,74	1,63	1,53	1,46	1,34	1,25
Кастров [28]	1956	1,94	1,75	1,61	1,51	1,43	1,30	—
Авасте, Молдау, Шифрин [1]	1960	1,93	1,76	1,62	1,52	1,44	1,31	—
Аверкиев и Рязанова [9]	1964	—	1,78	1,65	—	—	—	—
По табл. 3	1964	1,93	1,75	1,62	1,51	1,43	1,30	1,20

считать более высокими как коэффициенты прозрачности озона, так и величину ω. Эти изменения исходных данных оказывают на интенсивность радиации влияния противоположных знаков, близкие по абсолютной величине, чем и объясняется незначительное расхождение окончательных результатов.

§ 12. Основные закономерности ослабления радиации в идеальной атмосфере

Спектральный состав солнечной радиации в идеальной атмосфере и его изменения. Данные табл. 3 характеризуют спектральный состав солнечной радиации и его изменения в зависимости от числа оптических масс, проходимых солнечным лучом в идеальной атмосфере. Эти изменения вызываются зависимостью внеземной интенсивности $S_{0,\lambda}$ и монохроматического коэффициента ослабления a_λ от длины волны. Зависимость коэффициентов a_λ и p_λ от λ представлена графически на рис. 17. Величины a_λ очень быстро уменьшаются в области 0,3—0,5 *мк* и становятся близкими к нулю при $\lambda > 1$ *мк*. Величины коэффициентов прозрачности p_λ меняются в противоположном направлении. Для $\lambda > 0{,}5$ *мк* соотношение между величинами a_λ и p_λ с удовлетворительной точностью выражается приближенным равенством $p_\lambda \approx 1 - a_\lambda$, которое получается при разложении в ряд степенной функции e^{-a_λ}

$$p_\lambda = e^{-a_\lambda} = 1 - a_\lambda + \frac{a_\lambda^2}{2!} - \frac{a_\lambda^3}{3!} + \ldots \qquad (4.8)$$

если ограничиться первыми двумя членами разложения.

Так как коэффициент прозрачности идеальной атмосферы монотонно возрастает с длиной волны, при быстром его изменении (в области 0,4—0,7 *мк*) влияние увеличения прозрачности, особенно при большом числе оптических масс, оказывается более существенным, чем влияние уменьшения интенсивности $S_{0,\lambda}$.

Поэтому с увеличением m максимальная интенсивность радиации в солнечном спектре постепенно смещается в сторону

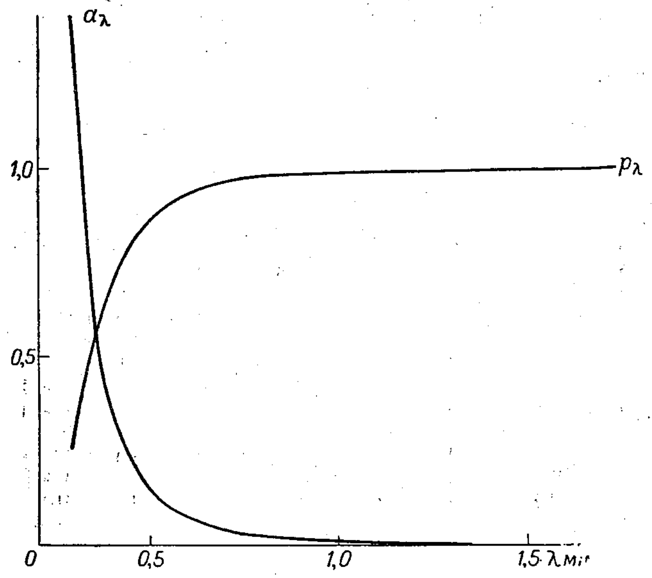

Рис. 17. Изменение спектральных коэффициентов ослабления (a_λ) и прозрачности (p_λ) в зависимости от длины волны.

длинных волн. Так, во внеземном спектре и в идеальной атмосфере при $m=1$ наибольшая интенсивность наблюдается в спектральном промежутке 0,44—0,48 *мк*, т. е. в голубой части спектра. При $m=3$ максимум интенсивности смещается на участок 0,56—0,60 *мк*, в желтую часть спектра, а при $m=5$ — на участок 0,64—0,68 *мк*, лежащий уже в красной части спектра.

Изменения спектрального состава радиации по более широким интервалам $\Delta\lambda$ (для $\lambda<1$ *мк*, $\Delta\lambda=0,1$ *мк*) представлены в табл. 5 и на рис. 18. В табл. 5 особенный интерес представляют относительные изменения спектрального состава, выраженные в процентах интегральной интенсивности. Коротковолновая радиация очень быстро уменьшается с возрастанием m, и при высотах солнца, меньших 10° ($m>5$), в общем потоке солнечной радиации ультрафиолетовая радиация практически отсутствует. Радиация с длиной волны короче 0,7 *мк* во внеземном солнечном спектре составляет около 49%, в идеальной атмосфере при $m=1$ — около 43%. При $m=5$ ее доля в общем потоке уменьшается до 30%, а при $m=10$ ($h=5{,}2°$) до 20%. Интенсивность длинноволновой радиации при $\lambda>0{,}7$ *мк* мало меняется с изменением m, а при $\lambda>1{,}5$ *мк* практически не зависит от m, т. е. идеальная атмосфера ее не ослабляет.

Таблица 5

Спектральный состав солнечной радиации в идеальной атмосфере

Спектральные промежутки, *мк*	Число оптических масс								
	0	1	2	3	4	5	6	8	10
	Интенсивность радиации, *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$								
<0,30	0,024	0	0	0	0	0	0	0	0
0,30—0,40	0,154	0,079	0,044	0,026	0,015	0,009	0,006	0,002	0,001
0,40—0,50	0,287	0,228	0,182	0,146	0,118	0,095	0,077	0,051	0,034
0,50—0,60	0,271	0,239	0,211	0,186	0,164	0,145	0,128	0,100	0,078
0,60—0,70	0,230	0,214	0,199	0,185	0,172	0,160	0,150	0,130	0,113
0,70—0,80	0,180	0,175	0,169	0,164	0,159	0,154	0,150	0,141	0,132
0,80—0,90	0,142	0,140	0,138	0,135	0,133	0,131	0,129	0,124	0,120
0,90—1,00	0,115	0,114	0,112	0,111	0,110	0,109	0,108	0,105	0,103
1,00—1,50	0,331	0,329	0,328	0,327	0,326	0,324	0,323	0,320	0,318
1,50—2,00	0,124	0,124	0,124	0,124	0,124	0,124	0,124	0,123	0,123
2,00—3,00	0,080	0,080	0,080	0,080	0,080	0,080	0,080	0,080	0,080
3,00—4,00	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023	0,023
>4,00	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019	0,019
0,30—4,00	1,98	1,76	1,63	1,53	1,44	1,37	1,31	1,22	1,14
	Относительная интенсивность, %								
<0,30	1,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,30—0,40	7,8	4,5	2,7	1,7	1,1	0,7	0,5	0,2	0,1
0,40—0,50	14,5	12,9	11,2	9,6	8,2	6,9	5,9	4,2	3,0
0,50—0,60	13,7	13,6	13,0	12,2	11,4	10,6	9,8	8,2	6,8
0,60—0,70	11,6	12,1	12,2	12,1	11,9	11,7	11,4	10,7	9,9
0,70—0,80	9,1	9,9	10,4	10,8	11,0	11,3	11,4	11,6	11,6
0,80—0,90	7,2	7,9	8,5	8,9	9,2	9,6	9,8	10,2	10,5
0,90—1,00	5,8	6,4	6,9	7,3	7,6	8,0	8,3	8,6	9,0
1,00—1,50	16,7	18,7	20,1	21,4	22,6	23,6	24,7	26,2	27,9
1,50—2,00	6,3	7,0	7,6	8,1	8,6	9,1	9,5	10,1	10,7
2,00—3,00	4,0	4,5	4,9	5,2	5,6	5,8	6,1	6,6	7,0
3,00—4,00	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0
>4,00	0,9	1,1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7

Поглощение солнечной радиации озоном. Спектральный ход коэффициента прозрачности озона представлен на рис. 19. В области 0,29—0,35 *мк* коэффициент прозрачности слоя озона толщиной 0,30 *см* чрезвычайно быстро и почти прямолинейно возрастает от нуля до единицы. В видимой области спектра, в полосе Шаппюи, коэффициент прозрачности медленно уменьшается

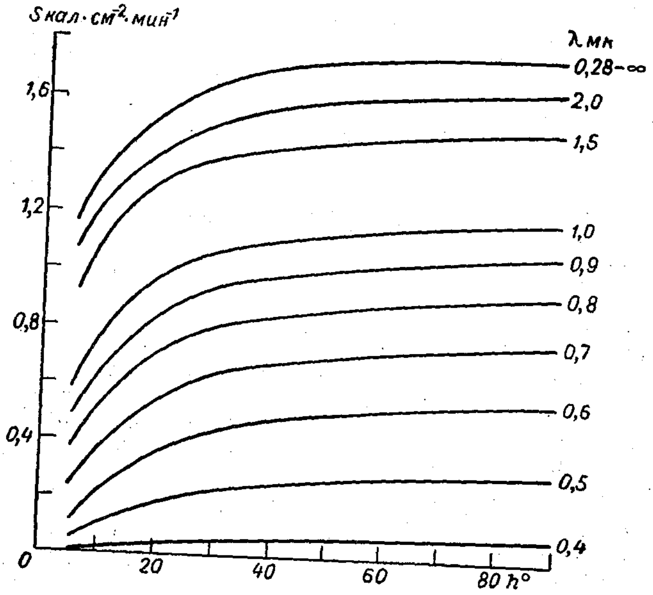

Рис. 18. Спектральный состав прямой солнечной радиации в идеальной атмосфере.

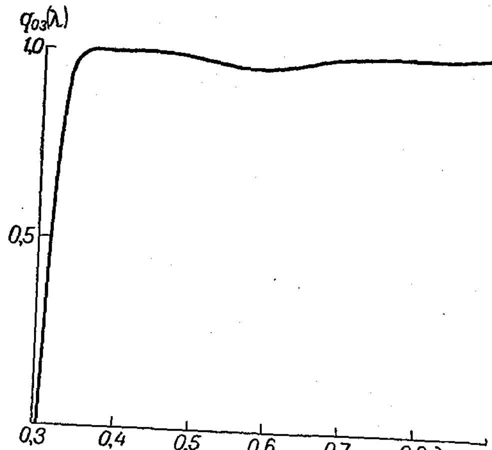

Рис. 19. Спектральные коэффициенты прозрачности атмосферного озона ($\omega=0{,}3$ *см* NTP).

в промежутке 0,46—0,60 *мк* и снова возрастает до единицы при $\lambda=0,74$ *мк*. Наименьшее значение коэффициента прозрачности при $\lambda=0,60$ *мк* составляет 0,965, т. е. остается близким к единице. Так как интегральная интенсивность ультрафиолетовой солнечной радиации невелика, а в видимой области спектра незначительно поглощение, то полное ослабление радиации озоном при $m=1$ составляет всего лишь 0,05 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$, т. е. 2,5% солнечной постоянной. При этом в ультрафиолетовой области спектра поглощается 0,037, а в видимой 0,013 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. С увеличением длины пути солнечных лучей в слое озона поглощение увеличивается и при $m=5$ составляет 0,12, а при $m=10$ уже 0,18 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. При $m>4$ большая часть энергии поглощается уже в видимой части спектра.

В связи с возрастанием поглощения по мере увеличения числа оптических масс «подозонная» интенсивность радиации также зависит от числа m. Вследствие этого было бы практически неудобно применять «подозонную» интенсивность радиации вместо солнечной постоянной при вычислении характеристик прозрачности атмосферы.

Все полученные здесь количественные данные о поглощении озона рассчитаны для общего содержания озона $\omega=0,3$ *см*. Между тем общее содержание озона в суточном и годовом ходе, а также при непериодических изменениях может варьировать в пределах 0,2—0,5 *см*. Естественно, возникает вопрос, каково может быть влияние этих изменений на интегральную интенсивность радиации в идеальной атмосфере.

Для выяснения этого вопроса расчет «подозонной» интенсивности радиации был произведен также для значений ω, равных 0,2, 0,4 и 0,5 *см* NTP. Как следует из формулы (2.2), коэффициент прозрачности озона при общем содержании его ω *см* может быть выражен через коэффициент прозрачности, вычисленный для общего содержания ω_0 *см*, по формуле

$$p_{\lambda, \omega}=p_{\lambda, \omega_0}^{\frac{\omega}{\omega_0}}, \tag{4.9}$$

где $p_{\lambda, \omega}$ и p_{λ, ω_0} — соответственно коэффициенты прозрачности озона при его общем содержании ω и ω_0 *см*.

Сопоставление значений «подозонной» интенсивности радиации, вычисленных для различных значений ω, с внеземной интенсивностью $S_{0, \lambda}$ соответствующих участков спектра позволяет найти общее поглощение радиации слоем озона различной толщины. Для $m=1$ получаются значения общего содержания озона, приведенные в табл. 5 а.

Таким образом, возможные изменения общего содержания озона в атмосфере могут вызывать лишь очень незначительные изменения «подозонной» интенсивности интегрального потока радиации. Общее поглощение озоном изменяется при этом в преде-

Таблица 5а

Спектральные промежутки, *мк*	ω *см*			
	0,2	0,3	0,4	0,5
<0,28	10,1	10,1	10,1	10,1
0,28—0,40	22,9	26,9	30,0	32,6
0,44—0,74	8,9	13,1	17,4	21,8
Общее поглощение, *мкал*$\times$ $\times$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$	41,9	50,1	57,5	64,5

лах 0,04—0,06 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, т. е. наибольшее отклонение от среднего значения, соответствующего общему содержанию $\omega_0 = 0{,}3$ *см*, составляет немногим более 0,5% величины $S_{\text{по}}$. Принимая во внимание точность определения исходных величин $S_{0,\lambda}$ и стандартных коэффициентов прозрачности озона, можно считать, что такие отклонения лежат в пределах точности расчетов интегральной интенсивности радиации. Отсюда следует, что при таких расчетах можно не принимать во внимание изменений общего содержания озона и считать озон постоянным газом атмосферы.

Интегральные характеристики прозрачности идеальной атмосферы и эффект Форбса. По величинам интенсивности интегрального потока солнечной радиации при различном числе оптических масс m могут быть вычислены интегральные характеристики прозрачности идеальной атмосферы — коэффициент ослабления радиации a_i и коэффициент прозрачности p_i. При этом принимается, что формула Бугера—Ламберта применима для интегрального потока радиации. Тогда интегральные характеристики прозрачности могут быть вычислены по формулам:

$$p_i = \sqrt[m]{\frac{S_m}{S_0}} \tag{4.10}$$

и

$$a_i \doteq -\ln p_i = -2{,}30 \lg p_i. \tag{4.11}$$

Вычисленные по этим формулам и значениям S_m из табл. 3 величины p_i и a_i представлены в табл. 6. В эту таблицу внесены также интегральные значения «подозонной» интенсивности $S_{\text{по}}$, по которым можно вычислить интегральные коэффициенты ослабления и прозрачности озонного слоя $a_{\text{оз}}$ и $p_{\text{оз}}$:

$$p_{\text{оз}} = \sqrt[m]{\frac{S_{\text{по}}}{S_0}}\,; \tag{4.12}$$

$$a_{\text{оз}} = -\ln p_{\text{оз}} = -2{,}30 \lg p_{\text{оз}} = -\frac{2{,}30}{m}(\lg S_{\text{по}} - \lg S_0). \tag{4.13}$$

Таблица 6

Интегральные характеристики прозрачности идеальной атмосферы

	Число оптических масс							
	1	2	3	4	5	6	8	10
$S_{по}$	1,93	1,91	1,89	1,88	1,86	1,85	1,82	1,80
S_m	1,75	1,62	1,51	1,43	1,36	1,30	1,20	1,12
S_m/S_0	0,884	0,818	0,763	0,722	0,687	0,657	0,606	0,566
$S_m/S_{по}$	0,907	0,848	0,799	0,761	0,731	0,703	0,659	0,622
p_i	0,884	0,904	0,914	0,922	0,927	0,932	0,939	0,945
a_i	0,123	0,101	0,090	0,081	0,076	0,070	0,063	0,057
$p_{оз}=\sqrt[m]{\frac{S_{по}}{S_0}}$	0,975	0,982	0,985	0,987	0,988	0,989	0,990	0,991
$a_{оз}$	0,025	0,018	0,015	0,013	0,012	0,011	0,010	0,009
$p_в$	0,907	0,921	0,928	0,934	0,939	0,943	0,949	0,954
$a_в$	0,098	0,082	0,075	0,068	0,063	0,059	0,052	0,048

Аналогично вычисляются интегральные коэффициенты ослабления радиации и прозрачности для чистого воздуха, не содержащего озона:

$$p_в=\sqrt[m]{\frac{S_m}{S_{по}}}\,; \tag{4.14}$$

$$a_в=-2{,}30\lg p_в=-\frac{2{,}30}{m}(\lg S_m-\lg S_{по}). \tag{4.15}$$

Коэффициенты ослабления радиации и прозрачности для озона, чистого воздуха и идеальной атмосферы связаны соотношениями:

$$a_i=a_{оз}+a_в \tag{4.16}$$

и

$$p_i=p_{оз}p_в. \tag{4.17}$$

В табл. 6 прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что значения интегральных характеристик прозрачности p и a для различного числа оптических масс получаются различными. Коэффициенты прозрачности как для чистого воздуха, так и для озона с возрастанием m увеличиваются, а коэффициенты ослабления радиации, наоборот, уменьшаются. Так как действительная прозрачность идеальной атмосферы, очевидно, должна быть постоянной, то полученные изменения a и p в зависимости от m не могут рассматриваться как действительные изменения прозрачности атмосферы. Это изменение характеристик прозрачности в зависимости от m (или высоты солнца) в актинометрической литературе называют виртуальным ходом прозрачности, или эффектом Форбса, по имени английского актинометриста Дж. Форбса (1809—1868 гг.), впервые обнаружившего и объяснившего этот эффект [74]. Эффект Форбса является следствием неправильно сделанного при получении формул (4.10) и (4.11) допущения о применимости формулы Бугера—Ламберта для интегрального потока радиации. Это допущение соответствовало бы действительности, если бы значения коэффициентов прозрачности были независимы от длины волны λ. Действительно, только в этом случае может быть справедливо равенство

$$p^m = \frac{S_m}{S_0} = \frac{\int\limits_0^\infty S_{0,\lambda}\, p_\lambda^m \, d\lambda}{\int\limits_0^\infty S_{0,\lambda}\, d\lambda} . \qquad (4.18)$$

Отсюда следует, что чем сильнее меняется величина p в каком-либо спектральном промежутке, тем более резко должен быть выражен в этом промежутке эффект Форбса. Этот вывод подтверждается результатами расчета по формуле Бугера коэффициентов прозрачности для ультрафиолетового (0,30—0,40 *мк*), видимого (0,40—0,70 *мк*) и инфракрасного (0,70—4,0 *мк*) участков спектра (табл. 7).

Таблица 7

Эффект Форбса в идеальной атмосфере (коэффициент прозрачности при различном числе m)

Спектральные промежутки, *мк*	Число оптических масс								$\frac{p_6}{p_1}$
	1	2	3	4	5	6	8	10	
0,30—0,40	0,510	0,532	0,549	0,562	0,571	0,578	0,591	0,597	1,13
0,40—0,70	0,865	0,867	0,869	0,871	0,873	0,875	0,879	0,882	1,02
0,70—4,00	0,989	0,989	0,990	0,990	0,990	0,990	0,990	0,990	1,00

Влияние эффекта Форбса на изменение коэффициентов прозрачности характеризуется в таблице величиной отношения коэффициентов p_6 (при $m=6$) и p_1 (при $m=1$). Это отношение наиболее велико в ультрафиолетовой части спектра, в которой спектральные коэффициенты прозрачности $p_\lambda = p_\lambda(\text{оз}) \cdot p_\lambda(\text{в})$ меняются с длиной волны наиболее быстро. В видимой части спектра эффект Форбса выражен слабо, в инфракрасной части практически отсутствует.

Качественное объяснение этого эффекта было дано самим Форбсом. Рассматривая результаты своих измерений, Форбс заключил, что «коэффициент прозрачности меняется в течение дня вследствие неодинакового поглощения лучей, принадлежащих различным участкам спектра. Действительно, потоки радиации, по мере того как они проходят все большее и большее число масс воздуха, лишаются наиболее легко поглощаемых лучей и становятся более богатыми проникающими лучами, так что поглощение возрастает менее быстро, чем это можно было бы ожидать, если бы коэффициент прозрачности оставался постоянным» [I,70]. Это объяснение было подтверждено количественными расчетами Ланглея [I.55, 42], показавшего, что для потока радиации с меняющимися спектральными характеристиками прозрачности интегральная прозрачность должна возрастать с увеличением длины пути лучей.

Так как изменение коэффициентов прозрачности с длиной волны происходит и в воздухе, содержащем водяной пар и аэрозольные частицы, то эффект Форбса имеет место и в реальной атмосфере. При этом значительное уменьшение прозрачности в полосах поглощения водяного пара приводит к тому, что влияние этого эффекта обнаруживается и в инфракрасной части спектра, где становится тем более заметным, чем больше оказывается запас воды в атмосфере.

Несмотря на достаточную ясность этого вопроса, в старой метеорологической литературе можно встретить попытки объяснить эффект Форбса в реальной атмосфере действительным уменьшением прозрачности в середине дня (при малых значениях m), увеличением запыленности воздуха и количества водяного пара в атмосфере вследствие увеличения скорости ветра, возрастания испарения и усиления вертикального перемешивания воздуха, способствующего проникновению водяного пара и пыли в более высокие слои атмосферы.

Вследствие эффекта Форбса формула Бугера—Ламберта применительно к интегральному потоку солнечной радиации может давать результаты, недостаточно определенные или даже ошибочные.

Так, значения коэффициентов прозрачности p или ослабления радиации a, вычисляемые по этой формуле и измеренным величинам интенсивности S_m, определяются не только состоянием прозрачности атмосферы, но зависят также от числа m или высоты солнца. Для исключения этой зависимости приходится или приводить вычисленные значения p и a к определенной высоте солнца, или же использовать другие характеристики прозрачности атмосферы, свободные от влияния эффекта Форбса.

По этой же причине формула Бугера—Ламберта не может быть использована для расчета дневного хода интенсивности радиации даже при неизменной в течение дня прозрачности. При этом условии для получения действительных значений S_m необходимо подставлять в формулу значения p, возрастающие с увеличением m. Если же при расчете пользоваться каким-либо одним значением p_{m_1}, определенным по интенсивности S_1 при массе m_1, то для другого числа масс m_2 вычисленные значения интенсивности S_2 получатся преувеличенными, если $m_2 < m_1$, и преуменьшенными, если $m_2 > m_1$. Это различие в дневном ходе вычисленной и измеренной интенсивности представлено на рис. 20, где кривая 2 соответствует значениям, рассчитанным по формуле Бугера для «нормальной» прозрачности (табл. 18), характеризуемой значением $p = 0{,}914$ при $m = 3$.

Эффективная и медианная длина волны. Так как спектральные коэффициенты прозрачности p_λ с возрастанием длины волны увеличиваются от нуля до единицы, для некоторой длины волны спектральный коэффициент p_λ равен интегральному коэффициенту p. Длина волны λ_0, при которой достигается такое равенство, может быть названа эффективной. Сопоставление интегральных и спектральных коэффициентов табл. 3 и 6 показывает, что для чистого воздуха эффективная длина волны $\lambda_0 = 0{,}55$ *мк* при $m = 1$.

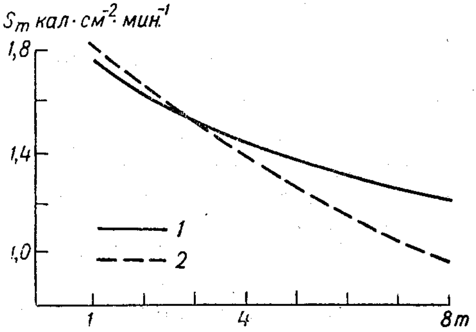

Рис. 20. Интенсивность прямой радиации S_m при различных m по наблюдениям (1) и по формуле Бугера (2).

Из формулы (3.37) следует, что:

$$a_\lambda = a_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4 ; \tag{4.19}$$

$$p_\lambda = p_{\lambda_0}^{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4} , \tag{4.20}$$

т. е. спектральные коэффициенты для любой длины волны λ могут быть выражены аналитически через спектральные коэффициенты, соответствующие эффективной длине волны λ_0.

Для озона интегральный коэффициент прозрачности, рассчитанный по формуле (4.12), также оказывается равным спектральному при $\lambda = 0{,}55$ *мк*. Но в этом случае формулы вида (4.19) и (4.20) уже неприменимы для расчета спектральных коэффициентов для других длин волн, так как коэффициенты ослабления и прозрачности озона не являются непрерывными функциями длины волны. Общий коэффициент прозрачности чистого воздуха и озона по этой причине также уже не следует в точности экспоненциальному закону (4.20).

Для спектральных промежутков 0,30—0,40, 0,40—0,70 и 0,70—4,0 *мк* эффективные длины волн равны соответственно 0,35, 0,51 и 0,95 *мк*.

Кроме эффективной длины волны, представляет интерес длина волны, при которой интегральный поток радиации делится на две равные части. Эта длина волны может быть названа медианной. Вследствие смещения максимальной интенсивности радиации к длинноволновой границе спектра медианная длина волны также должна возрастать с увеличением числа оптических масс. Это подтверждают и данные, приведенные ниже:

S *кал·см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$	S_0	$S_{по}$	S_1	S_2	S_3	S_5	S_{10}
$\lambda_{мед}$ *мк*	0,71	0,73	0,77	0,80	0,84	0,89	0,99

Уточнение понятия «идеальная атмосфера». Полученные результаты расчета радиации в слое чистого воздуха и озона приводят к необходимости уточнения самого понятия идеальной атмосферы.

В существующей актинометрической литературе можно встретить два определения этого понятия. В одних случаях идеальная атмосфера определяется как атмосфера, состоящая только из постоянных газов и, следовательно, не содержащая ни водяных паров, ни аэрозольных частиц, т. е. сухая и чистая. В других случаях под идеальной атмосферой понимается «релеевская атмосфера», т. е. атмосфера, ослабляющая радиацию только путем молекулярного рассеяния. Обычно термины «идеальная атмосфера» и «релеевская атмосфера» считаются синонимами [62], однако два упомянутых определения далеко не идентичны, так как атмосфера из постоянных газов не только рассеивает радиацию, но и селективно поглощает ее. Расхождение в величинах коэффициентов ослабления и прозрачности поглощающей и релеевской атмосферы становится особенно заметным, если к числу постоянных газов атмосферы отнести озон. Как было показано выше, при расчетах интегральных потоков радиации это может считаться вполне оправданным. Реальное существование поглощающего озонного слоя, лежащего над слоем рассеивающей атмосферы, способствовало тому, что во всех перечисленных выше расчетах ослабления радиации идеальной атмосферой поглощение озоном включалось в расчеты. При всех измерениях радиации на уровнях ниже 25 *км* приходится иметь дело с потоками, прошедшими через слой озона. В соответствии с этими соображениями в дальнейшем изложении под идеальной атмосферой будет подразумеваться газовая атмосфера, по составу тождественная с реальной, но не содержащая водяного пара и аэрозольных частиц.

Оптическая плотность идеальной атмосферы. В соответствии с принятым определением идеальной атмосферы за ее оптическую плотность следует принимать сумму коэффициентов ослабления радиации озоном и чистым воздухом. Тогда оптическая плотность идеальной атмосферы $\tau = a_i = 0{,}123$. Оптическая плотность 8-километрового слоя чистого воздуха близка к значению $a_в \approx 0{,}1$. Оптическая плотность слоя озона, несмотря на незначительное ослабление им интегрального потока, все же составляет около одной четвертой части оптической плотности чистого воздуха. Все приведенные числовые значения соответствуют числу оптических масс атмосферы $m=1$. С увеличением числа m оптические плотности для интегрального потока уменьшаются вследствие влияния эффекта Форбса.

Интенсивность радиации в идеальной атмосфере на различных уровнях. При идеальной прозрачности атмосферы нетрудно рассчитать интенсивность солнечной радиации на любом уровне, высота которого характеризуется атмосферным давлением b *мб*. Для расчета спектрального распределения интенсивности нужно только перевычислить спектральные значения коэффициентов ослабления, уменьшив их в отношении $\frac{b}{b_0}=b\cdot 10^{-3}$. Коэффициенты прозрачности $p_в$ при этом возрастут соответственно формуле

$$p_в=e^{-\frac{b}{b_0}a_0}=p_0^{\frac{b}{b_0}}. \tag{4.21}$$

В тех случаях, когда необходимо определить только интегральную интенсивность радиации, вместо детального расчета по спектральным промежуткам можно воспользоваться приближенной формулой

$$S_{m,\,p}(i)=S_0\left[1{,}04-0{,}160\sqrt{m\left(0{,}949\frac{b}{b_0}+0{,}051\right)}\right], \tag{4.22}$$

полученной В. Г. Кастровым [28] и вполне удовлетворительно представляющей результаты более точных расчетов.

Тогда при $b=b_0$ (на уровне моря) формула (4.22) принимает вид

$$S_m(i)=S_0\left(1{,}04-0{,}160\sqrt{m}\right), \tag{4.23}$$

т. е. интенсивность радиации в идеальной атмосфере выражается убывающей линейной функцией квадратного корня из числа оптических масс (закон квадратного корня). Возможность применения этого закона в качестве удовлетворительно точного приближения к изменениям радиации в идеальной и реальной атмосфере была показана Л. Г. Махоткиным [31]. Формула (4.23) при $S_0=1{,}98$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ и m в пределах 1—5 дает отклонения от значений $S_m(i)$ табл. 3, не превышающие 0,01 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$. Однако эту формулу нельзя применять для экстраполяции при малых значениях m, так как при $m=0$ она дает значения S, превышающие величину солнечной постоянной.

На различных уровнях в тропосфере, характеризуемых величиной отношения $\frac{b}{b_0}$, формула (4.22) дает значения интенсивности, представленные в табл. 8.

Таблица 8

Интенсивность прямой солнечной радиации в идеальной атмосфере на различных уровнях, *кал* · $см^{-2}$ · $мин^{-1}$

Величина отношения $\frac{b}{b_0}$	Число оптических масс				
	1	2	3	4	6
0,00	1,93	1,91	1,90	1,89	1,88
0,25	1,88	1,82	1,77	1,73	1,65
0,50	1,83	1,74	1,66	1,60	1,49
0,75	1,78	1,67	1,58	1,51	1,38
1,00	1,75	1,61	1,51	1,43	1,29

Примечание. Величины этой таблицы приведены к значению солнечной постоянной $S_0=1{,}98$ *кал* · $см^{-2}$ · $мин^{-1}$. Первая строчка таблицы дает «подозонные» значения интенсивности.

§ 13. Рассеянная и суммарная радиация в идеальной атмосфере

Современная теория рассеяния света в атмосфере позволяет вычислить интенсивность рассеянной радиации, исходящей из каждой точки безоблачного неба. Эта величина зависит от высоты солнца над горизонтом, высоты и азимута данной точки, прозрачности атмосферы, формы индикатриссы рассеяния, длины волны и альбедо земной поверхности. По этим аргументам может быть вычислена радиация, исходящая из горизонтальной круговой зоны шириной $d\theta$, расположенной на угловом расстоянии θ от зенита. Для определения потока рассеянной радиации на горизонтальную поверхность необходимо просуммировать зональную радиацию по всем зонам небесного свода, а для получения интегральной интенсивности — по всем длинам волн солнечного спектра. В случае идеальной атмосферы расчетные формулы упрощаются вследствие того, что прозрачность идеальной атмосферы является постоянной, форма индикатриссы рассеяния определяется наиболее простым уравнением $\Gamma = 1 + \cos^2\varphi$ (см. § 9) и отпадает необходимость учитывать поглощение. Все же и при этих упрощениях расчетные формулы остаются очень сложными. Общий обзор теоретических исследований этого вопроса можно найти в монографии К. Я. Кондратьева [I.10].

В настоящем параграфе будут рассмотрены лишь некоторые результаты теоретических расчетов.

В 1954 г. Д. Дейрменджан и З. Секера [70] опубликовали результаты расчета интенсивности радиации в идеальной атмосфере для четырех высот солнца: 1,2; 5,7; 36,9 и 90° и для трех значений альбедо подстилающей поверхности: $A=0{,}00$ (неотражающая поверхность), $A=0{,}25$ (ландшафт «желтого» и «зеленого» типа, без снежного покрова) и $A=0,80$ (сплошной снежный покров). Расчет произведен по теории радиационного переноса, разработанной Чандрасекаром для плоскопараллельной модели земной атмосферы. Теория учитывает рассеяние всех порядков. Исходные значения внеземной интенсивности солнечной радиации взяты по расчету Николе. Солнечная постоянная принята равной 1,99 *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$.

Интегральные значения интенсивности (в пределах 0,29—4,00 *мк*) представлены в табл. 9.

Таблица 9

Интенсивность рассеянной радиации в идеальной атмосфере, *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$

Альбедо поверхности	Высота солнца, *град*			
	1,2	5,7	36,9	90
0,00	0,011	0,034	0,073	0,082
0,25	0,011	0,037	0,090	0,112
0,80	0,012	0,041	0,135	0,193

В 1959 г. Л. Г. Махоткин [34] показал, что удовлетворительное согласие с расчетами Дейрменджана и Секера получается при вычислении интенсивности рассеянной радиации D_i по очень простой формуле, предложенной Берлаге [68],

$$D_i = \frac{1}{2}(S_0 - S_i)\sin h. \qquad (4.24)$$

В этой формуле S_0 — солнечная постоянная, S_i — интенсивность прямой радиации при высоте солнца h. Формулу можно применять как для расчета D_i в отдельных спектральных промежутках, так и для интегральных потоков. Она основана на очень элементарных соображениях.

Если на данном уровне измерена интенсивность прямой солнечной радиации S, то потеря радиации в атмосфере равна разности $S_0 - S$, где S_0 — первоначальная интенсивность радиации до ее вхождения в рассеивающую атмосферу. В идеальной атмосфере вся энергия, потерянная потоком прямой радиации, переходит в рассеянную. В конечном итоге рассеянная радиация либо направляется к земной поверхности, либо уходит от нее в мировое пространство. При симметричной форме индикатриссы молекулярного релеевского рассеивания к земной поверхности направляется половина всего количества рассеянной радиации. Для получения вертикальной составляющей (т. е. для пересчета на горизонтальную поверхность) необходимо ввести в формулу в качестве сомножителя синус высоты солнца.

За величину первоначальной интенсивности радиации S_0 при расчетах рассеянной радиации следует принимать не астрономическую солнечную постоянную, а подозонную интенсивность радиации (см. § 11), так как радиация рассеивается в атмосфере уже после прохождения через озонный слой стратосферы.

Расчет по формуле (4.24) с учетом значений $S_{по}$ и S по данным табл. 3 дает для величин D_i следующие результаты (при альбедо $A=0{,}0$):

$h°$	90	36,9	5,7
D_i *кал·см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$	0,090	0,078	0,034

Совпадение этих значений D_i с величинами табл. 9 можно считать удовлетворительным: расхождения при больших высотах солнца ($h > 30°$) составляют около 0,005—0,008 *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, а при малых — тысячные доли калории. Таким образом, формула (4.24) вполне может быть применена для расчета интенсивности рассеянной радиации. Интенсивность суммарной радиации Q_i при различных высотах солнца получается путем суммирования интенсивности прямой радиации на горизонтальную поверхность ($S'_i = S_i \cdot \sin h$) и рассеянной радиации D_i. Из формулы (4.24) также следует, что

$$Q_i = S'_i + D_i = \frac{1}{2}(S_{по} + S_i)\sin h. \qquad (4.25)$$

Величины D_i и Q_i, рассчитанные по формулам (4.24) и (4.25), соответствуют значению $A=0{,}0$. Для действительной отражательной способности естественных поверхностей суши достаточно принимать в расчет отсутствие снежного покрова ($A=0{,}20$) или его наличие ($A \approx 0{,}80$). По расчетам В. В. Соболева [53, 54] интенсивность суммарной радиации Q_A при альбедо A, отличном от нуля, прямо пропорциональна интенсивности Q, рассчитанной по значению $A=0{,}0$. Коэффициент пропорциональности k выражается в случае идеальной атмосферы формулой

$$k = \frac{4 + 3\tau_0}{4 + 3(1 - A)\tau_0}. \qquad (4.26)$$

Так как в этом случае можно принять $\tau_0 = 0{,}1$, то

$$k = \frac{4{,}3}{4 + 0{,}3(1 - A)}, \qquad (4.27)$$

при $A=0{,}20$ $k=1{,}014$, при $A=0{,}80$ $k=1{,}06$.

Величины интенсивности радиации для потоков S, S', D и Q приводятся в табл. 10.

Величины S', входящие в таблицу, интерполированы по данным табл. 3. Величины D для $A=0{,}0$ вычислены по S с помощью формулы (4.24), а для других значений A получены как разность $D = Q - S'$. Величины Q для $A=0{,}0$ получены путем суммирова-

Таблица 10

Интенсивность радиации (*кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$) в идеальной атмосфере при различных высотах солнца и давлении 1000 *мб*

	Высота солнца, *град*										
	5	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
S	1,11	1,32	1,44	1,52	1,58	1,62	1,67	1,71	1,73	1,74	1,75
S'	0,10	0,23	0,37	0,52	0,67	0,81	1,07	1,31	1,50	1,68	1,75
	При A=0,0										
D	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,07	0,08	0,08	0,08	0,09	0,09
Q	0,13	0,27	0,42	0,58	0,74	0,88	1,15	1,39	1,58	1,77	1,84
	При A=0,20										
D	0,03	0,04	0,06	0,07	0,08	0,08	0,10	0,10	0,10	0,11	0,12
Q	0,13	0,27	0,43	0,59	0,75	0,89	1,17	1,41	1,60	1,79	1,87
	При A=0,80										
D	0,04	0,06	0,08	0,09	0,11	0,12	0,15	0,16	0,17	0,19	0,20
Q	0,14	0,29	0,45	0,61	0,78	0,93	1,22	1,47	1,67	1,87	1,95

ния ($Q=S'+D$), а для других значений A вычислены по Q и коэффициенту k, определенному по формуле (4.27). Они также удовлетворительно согласуются с данными Дейрменджана и Секера (см. табл. 9) для соответствующих значений A.

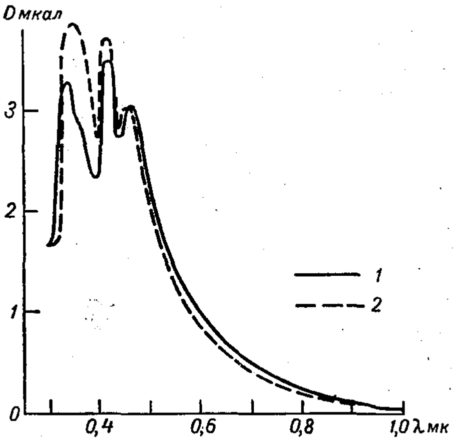

Рис. 21. Спектральное распределение рассеянной радиации в идеальной атмосфере.

1 — по расчету Дейрменджана и Секера, 2 — по формуле Берлаге (4.24).

Представление о спектральном составе рассеянной радиации в идеальной атмосфере дает рис. 21, на котором представлены результаты расчетов Дейрменджана и Секера и по формуле (4.24) для высоты солнца 90°. И в этом случае можно отметить вполне удовлетворительное согласие результатов, полученных обоими методами. Радиация безоблачного неба имеет два максимума, соответствующих длинам волн 0,33 и 0,41 *мк*. При малых высотах солнца интенсивность радиации имеет только один максимум при $\lambda = 0{,}45$ *мк*, смещенный в сторону длинных волн. Радиация с длиной волны $\lambda > 0{,}75$ *мк* при уменьшении высоты солнца от 90 до 5° не меняется.

Необходимо отметить, что расчет рассеянной радиации в идеальной атмосфере, произведенный в работе Гесса и Линке [79], дает гораздо меньшие (на 25—30%) значения интенсивности рассеянной радиации, чем расчет Дейрменджана и Секера. По-видимому, расхождение вызвано тем, что последними авторами учтено рассеяние всех порядков, тогда как в расчетах Гесса и Линке эффект многократного рассеяния не учитывался.

Глава 5

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИАЦИИ В РЕАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ ПО ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ И КОЛИЧЕСТВУ ОСАЖДЕННОЙ ВОДЫ

§ 14. Общие основания методики расчета радиационных характеристик реальной атмосферы

При расчетах интенсивности прямой солнечной радиации в реальной атмосфере необходимо, кроме молекулярного рассеяния и поглощения постоянными газами, учесть ослабление радиации частицами атмосферного аэрозоля и поглощение ее водяным паром. При этом расчете естественно принять за исходные величины ранее вычисленные значения интенсивности радиации в идеальной атмосфере, на которые накладываются изменения, вызванные влиянием дополнительных факторов. Количественной характеристикой, обобщающей влияние ~~всех~~ отдельных компонент аэрозольного ослабления, может служить величина спектрального коэффициента ослабления $a_\lambda(d)$ твердой и жидкой дисперсной фазы атмосферного аэрозоля и интегрального коэффициента прозрачности $p(d)$. Воздействие водяного пара также может быть учтено через коэффициенты прозрачности (функцию пропускания) водяного пара — спектральный $p_\lambda(w)$ и интегральный $p(w)$.

В этом случае интенсивность радиации может быть выражена формулой

$$S_m = \int_0^\infty S_{\lambda,\, m}(i) \cdot p_\lambda^m(d) \cdot p_\lambda^m(w)\, d\lambda - f_3(m), \qquad (5.1)$$

где

$$S_{\lambda,\, m}(i) = S_{0,\, \lambda} \cdot p_\lambda^m(\text{оз}) \cdot p_\lambda^m(\text{в}) = S_{\lambda,\, \text{по}} \cdot p_\lambda^m(\text{в})$$

есть монохроматическая интенсивность радиации в идеальной атмосфере, соответствующая длине волны λ и числу оптических масс m.

Так как аэрозольное ослабление радиации зависит от объемной концентрации частиц и ее вертикального распределения, а также от распределения частиц по их размерам и составу, то расчет может быть произведен только для определенных, наперед заданных значений параметров, количественно характеризующих эти условия. То же следует сказать и об учете поглощения радиации водяным паром, которое определяется общим запасом воды в атмосфере.

Такой метод расчета может быть условно назван теоретическим, так как при нем не используются результаты непосредственных измерений интенсивности радиации. Но он не является чисто теоретическим, так как за исходные значения параметров принимаются здесь значения $S_{0,\lambda}$ и p_λ(оз), которые определяются экспериментально.

Теоретические методы расчета интенсивности радиации в реальной атмосфере имеют большое значение для выяснения роли отдельных факторов в формировании радиационного режима атмосферы, а также для установления изменчивости основных актинометрических характеристик при возможных и наблюдающихся изменениях физического состояния атмосферы.

Однако эти методы не могут быть применены для расчета интенсивности радиации в конкретных условиях определенного места и времени. Вызывается это тем, что необходимые для расчета физические характеристики состояния атмосферы в определенном месте и в определенные моменты времени, как правило, остаются неизвестными. Такие показатели оптического состояния атмосферы, как концентрация аэрозольных частиц, их вертикальное распределение и распределение по размерам, не измеряются непосредственно и не могут быть вычислены теоретическим путем. Запас воды в атмосфере может быть подсчитан по абсолютной влажности у поверхности земли, но результаты подсчета в этом случае получаются очень приближенными, так как распределение водяного пара по вертикали в конкретных условиях климата и погоды может быть очень различным. Поэтому для вычисления актинометрических характеристик, соответствующих конкретным условиям данного места и времени, приходится использовать менее строгие, но более простые полуэмпирические и эмпирические методы расчета. Для таких расчетов используется обычно некоторое минимальное количество данных, получаемых путем непосредственных измерений и характеризующих физическое состояние атмосферы именно в данных конкретных условиях. Расчет необходимых радиационных характеристик по этим данным производится на основе закономерностей и связей, существующих между отдельными характеристиками радиационного режима, а также между характеристиками радиационного и метеорологического режима. Чем устойчивее эти связи и чем более общими оказываются устанавливаемые закономерности, тем ближе результаты таких расчетов к действительности. Как будет показано далее, многие полуэмпирические и эмпирические методы расчета радиационных характеристик дают точность, вполне достаточную для большинства практических применений.

§ 15. Учет ослабления прямой радиации твердыми и жидкими частицами атмосферного аэрозоля

Для учета аэрозольного ослабления по формуле (5.1) должна быть задана величина показателя n в формуле (3.38), определяющая закономерность изменения спектральных коэффициентов аэрозольного ослабления радиации $a_\lambda(d)$. Как отмечалось в § 9, величина n в реальной атмосфере может в отдельных конкретных случаях меняться в довольно широких пределах, от $n=0{,}1$ до $n=3{,}6$. Этот диапазон изменений величины n значительно уменьшается, если рассматривать только наиболее часто повторяющиеся значения n. Так, с обеспеченностью около 80% в Потсдаме наблюдаются значения n, заключенные в пределах $0{,}9 < n < 3{,}1$. При обычных условиях прозрачности атмосферы по данным М. В. Савостьяновой [45] величина n близка к единице, по данным Онгстрема $n \simeq 1{,}3$. Поскольку при расчетах обычно принимается какое-либо одно значение n, представляется желательным установить, какое изменение в результаты расчетов потоков солнечной радиации может вносить изменение показателя n.

Представление о влиянии величины n на результаты расчета могут дать относительные величины спектральных аэрозольных коэффициентов ослабления, вычисленные по отношению к коэффициенту ослабления для эффективной длины волны $\lambda_0=0{,}55$ *мк*

$$\frac{a_\lambda(d)}{a_{\lambda_0}(d)}=\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^n. \tag{5.2}$$

Значения этого отношения, вычисленные для различных n, приводятся в табл. 11.

Как показывают данные табл. 11, с увеличением показателя n (т. е. с уменьшением размеров аэрозольных частиц) возрастают коэффициенты ослабления для радиации с $\lambda < 0{,}55$ *мк* и уменьшаются для радиации с $\lambda > 0{,}55$ *мк*. Соответственно изменяются величины интенсивности радиации. Так как изменения направлены в противоположные стороны, они в значительной степени компенсируются и их влияние на величину интегрального потока сравнительно невелико. Но изменения спектрального состава в зависимости от величины n могут быть очень существенными.

Второй характеристикой аэрозольного ослабления радиации служит величина коэффициента ослабления $a_\lambda(d)$, по которому

Таблица 11

Относительные спектральные коэффициенты аэрозольного ослабления при различных значениях показателя n

λ *мк*	n				
	0,5	1,0	1,3	2,0	3,0
0,35	1,26	1,57	1,80	2,46	3,87
0,45	1,10	1,22	1,30	1,49	1,82
0,55	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,65	0,92	0,85	0,81	0,72	0,61
0,75	0,86	0,73	0,66	0,54	0,39

вычисляется коэффициент прозрачности $p_\lambda(d)$. Для расчета обычно принимаются округленные значения $a_{\lambda_0}(d)$, соответствующие эффективной длине волны $\lambda_0=0{,}55$ *мк*. В качестве таких значений целесообразно принять 0,1; 0,2 и 0,4. Значение 0,1 соответствует сравнительно небольшой аэрозольной мутности, 0,2 — состоянию мутности, близкому к среднему, наблюдающемуся наиболее часто, и 0,4 — сильно повышенной аэрозольной мутности. Так как коэффициент релеевского рассеяния $a_в \approx 0{,}1$, то перечисленные значения $a_{\lambda_0}(d)$ соответствуют значениям оптической плотности τ_0, равной 0,2; 0,3 и 0,4.

Расчет интенсивности радиации в атмосфере с аэрозольной мутностью, но без учета поглощения водяным паром производится в соответствии с формулой

$$S=\int\limits_0^\infty S_{i,\lambda} e^{-a_\lambda(d)\cdot m}\, d\lambda. \qquad (5.3)$$

Величины интенсивности, вычисленные в соответствии с формулой (5.3) по схеме расчета табл. 3, при $m=1$, $\tau_0=0{,}3$ и различных значениях показателя n представлены в табл. 12.

В соответствии со сказанным ранее можно считать, что влияние величины n как на интегральную интенсивность, так и на интенсивность в указанных спектральных промежутках незначительно. В коротковолновой области интенсивность уменьшается с увеличением n, но при округлении небольших значений интенсивности до сотых долей калории это уменьшение почти незаметно. В области 0,40—0,70 *мк*, на середину которой приходится эффективное значение длины волны, происходит почти полная компенсация изменений при $\lambda<0{,}55$ *мк* и $\lambda>0{,}55$ *мк*. Наиболее заметным оказывается влияние величины n в длинноволновой области спектра для $\lambda > 0{,}70$ *мк*, которое и определяет общее увеличение интегральной интенсивности с ростом величины n. Среднее значение интенсивности для всех участков совпадает со значением S при $n=1,0$. Наибольшие отклонения от этих средних значений составляют около 2% величины S. Учитывая точность расчетов, такими отклонениями можно пренебречь. Благодаря этому отпадает необходимость в подробных расчетах для различных значений n и появляется возможность ограничиться только расчетом по одному значению $n=1,0$.

Таблица 12

Интенсивность солнечной радиации (*кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$) в различных участках спектра при $\tau=0,3$ и $m=1$ в зависимости от величины n

n	Спектральные промежутки, *мк*			Интегральный поток
	0,22—0,40	0,40—0,70	$>0,70$	
0,5	0,06	0,56	0,87	1,49
1,0	0,06	0,55	0,91	1,52
1,3	0,06	0,55	0,92	1,53
2,0	0,05	0,55	0,95	1,55

Расчеты спектральной и интегральной интенсивности радиации для $n=1,0$ и оптической плотности $\tau_0(\lambda_0)$, равной 0,2; 0,3 и 0,5 были опубликованы в работах О. Авасте, Х. Молдау и К. С. Шифрина [1, 63]. Таблицы аэрозольного рассеяния рассчитаны ими только до длины волны $\lambda=0,70$ *мк*, так как далее расположены полосы поглощения водяного пара и для реальной атмосферы необходимо учитывать не только аэрозольное рассеяние, но и поглощение, что и сделано авторами. Однако во многих случаях могут оказаться полезными также и данные о спектральном распределении интенсивности радиации по всему спектру без учета поглощения водяным паром. Такие данные, вычисленные в соответствии с формулой (5.3) по величинам $S_{i,\lambda}$ табл. 3, представлены в табл. 13. Расчет произведен для тех же значений n и $\tau_0(\lambda_0)$, как в упомянутой работе [1], и для числа оптических масс m, равного 1—3, 5, 8. Результаты расчета для λ до 0,70 *мк* практически совпадают с данными Авасте, Молдау и Шифрина, приведенными к значению солнечной постоянной $S_0=1,98$ *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$ (расхождение составляет десятые доли процента).

§ 16. Учет поглощения радиации водяным паром

Из обзора, сделанного в § 8, можно видеть, что различными исследователями получены не вполне одинаковые экспериментальные характеристики поглощения радиации водяным паром. Различны и формулы, обобщающие результаты этих исследований. Общим для всех методов расчета является вывод, что функция пропускания в отдельных полосах поглощения и общее количество поглощенной радиации определяются содержанием «осажденной воды» w на пути солнечного луча, т. е. произведением wm.

Результаты учета поглощения радиации водяным паром в атмосфере зависят от того, какие экспериментальные данные будут положены в основу расчета. В настоящее время наиболее обоснованными и близкими к действительным можно считать расчеты, сделанные Авасте, Молдау и Шифриным в упомянутой ранее работе [1]. В основу этих расчетов положены средние функции поглощения водяным паром $\overline{A}_u$ и по данным Говарда, Берча и Виллиамса [I.49]. Величины $\overline{A}_u$ для отдельных полос представлены как функции параметра x, в свою очередь определяемого запасом воды w и давлением воздуха.

$$x_w = \sqrt{w}\,(b+e)^{0,3}, \tag{5.4}$$

где e — парциальное давление водяного пара в *мм*. Для учета влияния изменений давления с высотой за величину b принимается взвешенное давление $b_{\text{взв}} = \frac{7}{9} b\,(z)$, где $b\,(z)$ — давление воздуха над данным уровнем. Величины $\overline{A}_u$ выражаются формулами:

$$\overline{A}_u(x) = cx \tag{5.5}$$

для слабых полос поглощения и

$$\overline{A}_u(x) = C + D \lg x \tag{5.6}$$

для полос с интенсивным поглощением.

Здесь C, D и c — постоянные для данной полосы величины, приведенные в работе Говарда, Берча и Виллиамса. Авторами вычислены значения функции пропускания $(1 - \overline{A}_u)$, рассчитанные для полос поглощения от 0,7 до 3,2 *мк* и для значений x_w от 1 до 30. Точность расчета величин $\overline{A}_u$ по этому методу составляет $\pm 5\%$.

Для нормального давления $b_0 = 1000$ *мб*, пренебрегая при данной точности расчетов влиянием парциального давления водяного пара, получаем $b_{\text{взв}} = 583$ *мм* и

$$x_w = 6{,}7\sqrt{w}\,. \tag{5.7}$$

Тогда функция пропускания для важнейших полос водяного пара может быть представлена табл. 14.

Данные табл. 14 позволяют учесть радиацию, поглощенную в каждой отдельной полосе, и суммированием по всем полосам определить общее количество радиации, поглощенной водяным

Спектральное распределение прямой солнечной радиации (*мкал · см · мин*)

Спектральные промежутки, *мк*	Число опти						
	1	2	3	5	8	1	2
	$\tau_0(\lambda_0)=0,2$						
0,30—0,32	3,2	0,5	0,1	0,0	0,0	2,7	0,3
0,32—0,34	10,4	3,6	1,2	0,1	0,0	8,9	2,6
0,34—0,36	14,8	6,8	3,1	0,6	0,1	12,9	5,0
0,36—0,38	18,9	9,9	5,2	1,4	0,2	16,3	7,3
0,38—0,40	20,1	11,7	6,8	2,3	0,5	17,4	8,8
0,30—0,40	67,4	32,5	16,4	4,4	0,8	58,2	24,0
0,40—0,44	69,5	45,4	29,8	12,9	3,7	61,0	35,0
0,44—0,48	88,9	64,4	46,7	24,5	9,4	78,9	50,7
0,48—0,52	86,7	66,7	51,4	30,4	13,9	77,7	53,5
0,52—0,56	86,5	68,8	54,6	34,5	17,3	78,1	56,1
0,56—0,60	86,8	70,5	57,2	37,8	20,2	79,0	58,3
0,60—0,64	81,0	67,6	56,5	39,4	23,1	74,0	56,6
0,64—0,68	78,6	67,8	58,5	43,8	28,2	72,2	57,4
0,68—0,70	36,6	32,1	28,3	21,9	14,9	33,7	27,4
0,40—0,70	614,6	483,3	383,0	245,2	130,7	554,6	395,0
0,70—0,72	35,1	31,1	27,6	21,7	15,2	32,5	26,7
0,72—0,76	65,9	59,2	53,4	43,1	31,4	61,2	51,1
0,76—0,80	61,3	55,7	50,6	42,0	31,6	57,1	48,3
0,40—0,80	776,9	629,3	514,6	352,0	208,9	705,4	521,1
0,80—0,85	69,0	63,3	58,0	48,9	37,8	64,5	55,3
0,85—0,90	62,3	57,6	53,2	45,6	36,0	58,5	50,8
0,90—0,95	55,1	51,6	48,1	41,6	33,6	51,9	45,8
0,95—1,00	51,8	48,6	45,6	39,9	32,8	49,0	43,5
1,0—1,5	315,2	300,5	286,3	260,0	225,5	301,7	275,3
1,5—2,0	120,3	116,6	112,9	105,8	96,0	116,7	109,8
2,0—2,5	52,2	51,0	49,8	47,4	44,2	51,0	48,6
2,5—3,0	25,8	25,2	24,8	23,8	22,4	25,2	24,2
3,0—3,5	14,3	14,0	13,8	13,3	12,7	14,0	13,5
3,5—4,0	8,2	8,1	7,9	7,7	7,4	8,1	7,8
4,0—5,0	8,8	8,7	8,6	8,4	8,1	8,7	8,5
5,0—6,0	4,6	4,5	4,5	4,4	4,2	4,5	4,4
6,0—7,0	2,4	2,4	2,3	2,3	2,3	2,4	2,3
$>7,0$	2,8	2,8	2,8	2,7	2,7	2,8	2,7
0,80—∞	792,8	754,9	718,6	651,8	565,7	759,0	692,5
0,30—∞	1637,1	1416,7	1249,6	1008,2	775,4	1522,6	1237,6

при различной оптической плотности атмосферы на уровне 1000 *мб*

ческих масс

3	5	8	1	2	3	5	8
$\tau_0(\lambda_0) = 0,3$			$\tau_0(\lambda_0) = 0,5$				
0,0	0,0	0,0	1,9	0,1	0,0	0,0	0,0
0,7	0,1	0,0	6,4	1,3	0,3	0,0	0,0
2,0	0,3	0,0	9,4	2,7	0,8	0,1	0,0
3,3	0,7	0,0	12,1	4,0	1,4	0,2	0,0
4,4	1,1	0,1	13,1	5,0	1,9	0,3	0,0
10,4	2,5	0,1	42,9	13,1	4,4	0,6	0,0
20,2	6,8	1,3	47,0	20,8	9,2	1,8	0,2
32,6	13,5	3,6	62,2	31,4	16,0	4,1	0,5
37,0	17,6	5,8	62,3	34,5	19,1	5,8	0,9
40,3	20,7	7,7	63,7	37,3	21,8	7,5	1,6
43,1	23,5	9,5	65,3	39,9	24,4	9,1	2,1
43,3	25,3	11,5	62,0	39,7	25,4	10,6	2,8
45,5	28,9	14,5	61,1	41,0	27,5	12,6	3,8
22,2	14,7	7,9	28,7	19,9	13,8	6,6	2,2
284,2	151,0	61,8	452,3	264,5	157,2	58,1	14,1
21,9	14,7	8,2	27,9	19,6	13,8	6,8	2,4
42,8	29,8	17,4	52,8	38,0	27,4	14,2	5,3
41,0	29,5	17,9	49,5	36,4	26,8	14,6	5,8
389,9	225,0	105,3	582,5	358,5	225,2	93,7	27,6
47,4	35,0	22,1	56,4	42,2	31,7	17,8	7,6
44,1	33,3	21,7	51,6	39,5	30,3	17,7	7,9
40,3	30,9	21,0	46,1	36,2	28,4	17,1	8,1
38,6	30,2	20,9	43,9	34,8	27,6	17,3	8,5
250,7	198,5	158,9	276,4	231,0	192,2	133,9	78,8
103,2	90,6	74,8	109,9	97,3	86,1	66,4	45,3
46,3	42,1	36,5	48,6	44,1	40,0	33,1	24,9
23,3	21,5	19,1	24,2	22,3	20,6	17,6	13,9
13,1	12,2	11,1	13,5	12,6	11,8	10,3	8,5
7,6	7,2	6,5	7,8	7,3	6,9	6,2	5,1
8,3	7,9	7,4	8,5	8,1	7,7	7,0	6,1
4,2	4,2	3,9	4,4	4,2	4,1	3,8	3,3
2,2	2,2	2,1	2,3	2,2	2,2	2,0	1,9
2,7	2,6	2,6	2,7	2,6	2,6	2,5	2,5
632,0	518,4	408,6	686,3	584,4	492,2	352,7	222,4
1032,3	745,9	514,0	1311,7	956,0	721,8	447,0	250,0

паром при данных условиях высоты солнца, оптической плотности и запаса воды в атмосфере.

Таблица 14

Функция пропускания водяного пара $(1-\bar{A}u)$ для важнейших полос в зависимости от количества осажденной воды w_m

w *см*	x_w	Полосы поглощения, *мк*							
		0,7	0,8	ρσ τ 0,94	Φ 1,1	φ 1,38	Ω 1,87	χ 2,7	3,2
0,5	4,7	0,97	0,97	0,91	0,90	0,58	0,59	0,36	0,69
1,0	6,7	0,96	0,95	0,87	0,86	0,48	0,52	0,29	0,50
1,5	8,2	0,95	0,94	0,84	0,83	0,43	0,49	0,26	0,43
2,0	9,5	0,94	0,93	0,82	0,81	0,39	0,46	0,22	0,29
2,5	10,6	0,93	0,93	0,80	0,79	0,38	0,45	0,22	0,28
3,0	11,6	0,93	0,92	0,78	0,77	0,34	0,42	0,18	0,13
4,0	13,4	0,92	0,91	0,75	0,74	0,30	0,40	0,15	0,02
5,0	15,0	0,91	0,90	0,72	0,71	0,28	0,38	0,13	0,00
10,0	21,2	0,87	0,85	0,61	0,60	0,19	0,31	0,06	0,00
15,0	25,9	0,84	0,82	0,54	0,53	0,14	0,28	0,02	0,00
20,0	30,0	0,81	0,79	0,48	0,46	0,10	0,25	0,00	0,00

Энергия, поглощенная в отдельной полосе, может быть вычислена по формуле

$$\Delta S = \bar{A}_u (\Delta \bar{S}_{0,\lambda}), \qquad (5.8)$$

при этом величина $\bar{A}_u$ берется как дополнение до единицы величин табл. 14, а $\overline{\Delta S}_{0,\lambda}$ — среднее для данной полосы значение $S_{0,\lambda}$ — вычисляется по данным табл. 3.

Величины ΔS, определяемые по формуле (5.8), должны получиться преувеличенными, так как при таком способе учета принимается, что вся внеземная радиация в спектральных границах данной полосы испытывает поглощение. Между тем в действительности часть радиации в этих спектральных пределах рассеивается, не подвергаясь поглощению. Если же в формулу (5.8) вместо величины $\Delta\bar{S}_{0,\lambda}$ подставить величину $\Delta\bar{S}_{\tau,\lambda}$ (т. е. принять, что радиация поглощается только после прохождения слоя рассеивающей атмосферы и определенной оптической плотности), то вычисленные величины ΔS окажутся преуменьшенными, так как поглощение происходит одновременно с рассеянием на всем пути от верхних пределов атмосферы до данного уровня. Можно думать, что действительное количество энергии, потерянное при поглощении радиации водяным паром атмосферы, лежит между величинами ΔS, полученными обоими методами, и близко к средней из них, т. е. соответствует формуле

$$\Delta S = \frac{\bar{A}_u}{2}\left[\Delta\bar{S}_{0,\lambda} + \Delta S_{\tau,\lambda}\right]. \qquad (5.9)$$

§ 17. Некоторые результаты расчетов интенсивности прямой радиации в реальной атмосфере

Изменение интенсивности прямой солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в зависимости от m, $\tau_0(\lambda_0)$ и w на уровне 1000 *мб* представлено в табл. 15. Величины S_m при $w=0{,}0$ взяты из табл. 3 и 13, а при w, отличных от нуля — из таблиц Авасте, Молдау и Шифрина.

Все величины табл. 15 относятся к значению $S_0 = 1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$.

Таблица 15

Интенсивность прямой солнечной радиации при различных состояниях прозрачности атмосферы, *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$

	$\tau_0(\lambda_0)$	w *см*	Число оптических масс					
			1	2	3	4	5	6
Идеальная атмосфера	0,1	0,0	1,75	1,62	1,51	1,43	1,36	1,30
Слабое помутнение	0,2	0,0	1,64	1,42	1,25	1,13	1,01	0,92
	0,2	0,5	1,45	1,20	1,01	0,87	0,76	0,66
	0,2	2,1	1,37	1,11	0,92	0,78	0,66	0,58
	0,2	3,0	1,35	1,08	0,90	0,76	0,63	0,55
Средний оптический режим	0,3	0,0	1,52	1,24	1,03	0,88	0,75	0,66
	0,3	0,5	1,34	1,03	0,82	0,66	0,54	0,45
	0,3	2,1	1,26	0,95	0,74	0,59	0,47	0,39
	0,3	3,0	1,24	0,93	0,72	0,57	0,45	0,37
Сильное помутнение	0,5	0,0	1,31	0,96	0,72	0,56	0,45	0,37
	0,5	0,5	1,15	0,77	0,54	0,40	0,30	0,22
	0,5	2,1	1,08	0,71	0,49	0,35	0,26	0,19
	0,5	3,0	1,06	0,69	0,47	0,33	0,24	0,18

Зимним условиям средних широт соответствуют величины S для $\tau_0(\lambda_0)=0{,}2$ (незначительное аэрозольное помутнение) и $w=0{,}5$ *см*. Средние условия прозрачности в летние месяцы характеризуются значениями S для $\tau_0(\lambda_0)=0{,}3$ и $w=2{,}1$ *см*. Эти значения соответствуют, по Шифрину и Авасте, стандартной радиационной модели атмосферы. Величины S для $\tau_0(\lambda_0)=0{,}5$ и $w=3{,}0$ *см* близки к тем, какие могут наблюдаться в летние месяцы при высокой температуре и влажности в сильно замутненной атмосфере.

Ход интенсивности радиации в зависимости от m представлен для этих случаев на рис. 22. Из этого графика и данных табл. 15 можно видеть, что изменение оптической плотности оказывает на интенсивность радиации значительно большее влияние, чем изменение содержания водяного пара в атмосфере. Последнее заметно влияет на интенсивность радиации только при малых значениях w (от 0,0 до 0,5 *см*). При изменении w от 2,1 до 3,0 *см* интенсивность радиации при всех значениях m и $\tau_0(\lambda_0)$ уменьшается всего лишь на 0,02—0,03 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. Отсюда следует, что и в реальной атмосфере солнечная радиация ослабляется главным образом путем рассеяния.

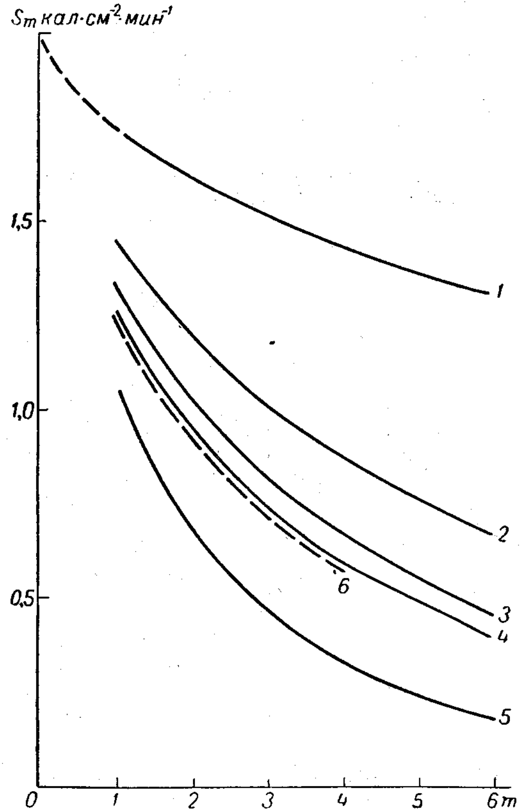

Рис. 22. Зависимость интенсивности прямой радиации S_m от m, $\tau_0(\lambda_0)$ и w.

1 — для идеальной атмосферы; *2* — по расчету для $\tau_0(\lambda_0)=0,3$ и $w=0,0$; *3* — то же и $w=0,5$ *см*; *4* — то же и $w=2,1$ *см*; *5* — то же и $w=3,0$ *см*; *6* — по наблюдениям при средних условиях прозрачности.

Данные табл. 15 позволяют также вычислить интегральный коэффициент прозрачности аэрозольной атмосферы p_d и установить его связь с оптической плотностью τ_0. Общий коэффициент прозрачности слоя воздуха с аэрозольными частицами вычисляется по формуле

$$p = \sqrt[m]{\frac{S_d}{S_0}}, \tag{5.10}$$

а коэффициент прозрачности самих взвешенных в воздухе аэрозольных частиц, т. е. дисперсной фазы атмосферного аэрозоля — по формуле

$$p_d = \sqrt[m]{\frac{S_d}{S_i}}, \tag{5.11}$$

причем

$$p = p_i p_d. \tag{5.12}$$

Рассчитанные по этой формуле величины p_d указаны в табл. 16.

Таблица 16

Коэффициенты прозрачности аэрозольной атмосферы (S_0=1,98 *кал · см$^{-2}$ · мин$^{-1}$*)

	τ_0 (λ_0)	Число оптических масс						$\frac{p_6}{p_1}$
		1	2	3	4	5	6	
p_d	0,2	0,934	0,936	0,939	0,943	0,942	0,944	1,01
	0,3	0,869	0,875	0,880	0,885	0,888	0,893	1,03
	0,5	0,749	0,770	0,781	0,791	0,802	0,811	1,08
p	0,2	0,828	0,847	0,858	0,870	0,874	0,880	1,06
	0,3	0,768	0,791	0,804	0,816	0,824	0,833	1,08
	0,5	0,662	0,696	0,714	0,729	0,743	0,756	1,14

Величины отношения $\frac{p_6}{p_1}$ в последнем столбце таблицы характеризуют влияние эффекта Форбса в аэрозольной атмосфере. Для идеальной атмосферы, по данным табл. 6, величина $\frac{p_6}{p_1} = 1{,}06$. Для аэрозольной атмосферы при небольшой и средней величине оптической плотности это отношение существенно не меняется. И только для сильно замутненной атмосферы, при $\tau_0(\lambda_0) = 0{,}5$ влияние эффекта Форбса заметно усиливается. Отсюда следует, что результаты расчетов по формулам, представляющим дневной ход радиации в зависимости от некоторого постоянного значения коэффициента прозрачности, будут наиболее существенно отличаться от действительных величин в случаях замутненной атмосферы.

Между оптической плотностью $\tau_0(\lambda_0)$ и интегральным коэффициентом прозрачности слоя аэрозольной атмосферы при $m=1$ существует линейная зависимость (рис. 23), которая может быть выражена формулой

$$\tau_0(\lambda_0) = 1{,}7 - 1{,}8p \tag{5.13}$$

или

$$p = 0{,}940 - 0.56\tau_0(\lambda_0). \tag{5.14}$$

Интересно отметить, что вычисленная по p величина интегрального коэффициента ослабления радиации $a_d = -\frac{\lg p}{\lg e}$ в аэрозольной атмосфере оказывается несколько меньше оптической плотности $\tau_0(\lambda_0)$. Так, при $m=1$ наблюдается следующее соотношение величин:

$\tau_0(\lambda_0)$	0,20	0,30	0,50
a_d	0,19	0,26	0,41
$\lambda_{эф}$ *мк*	0,61	0,63	0,65

Разность $\tau_0(\lambda_0) - a_d$ возрастает с увеличением оптической плотности. Объясняется это тем, что в аэрозольной атмосфере эффективная длина волны $\lambda_{эф}$ смещается в сторону длинных волн. Поэтому для $\lambda_{эф}$ значение коэффициента ослабления получается меньше, чем для $\lambda_0 = 0{,}55$ *мк*, и расхождение по мере увеличения $\tau_0(\lambda_0)$ становится все более заметным.

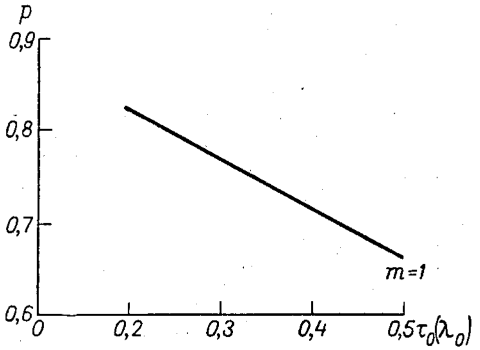

Рис. 23. Соотношение между оптической плотностью $\tau_0(\lambda_0)$ и коэффициентом прозрачности p при $m=1$.

§ 18. Расчеты рассеянной и суммарной радиации

Теоретический расчет потока рассеянной радиации в реальной атмосфере представляет значительные трудности вследствие необходимости учитывать, кроме релеевского рассеяния, дополнительное рассеяние на аэрозольных—пылевых, водяных и ледяных — частицах. В моногенных и монодисперсных аэрозолях дополнительное рассеяние зависит от природы, размеров и количества аэрозольных частиц. В гетерогенном и полидисперсном аэрозоле, каким является реальная земная атмосфера, рассеяние, кроме перечисленных факторов, зависит еще и от распределения общего числа аэрозольных частиц по размерам и происхождению.

Методы приближенного решения основных уравнений теории рассеяния света в атмосфере были развиты в работах В. Г. Кастрова [I.7, 8, 9], А. Н. Гордова [I.4], Е. С. Кузнецова и Б. В. Овчинского [30], В. В. Соболева [53, 54], К. С. Шифрина [I.22]. Результаты расчета рассеянной радиации безоблачного неба для различных значений физических параметров опубликованы в монографиях Е. С. Кузнецова и Б. В. Овчинского [30], а также Е. М. Фейгельсон и сотрудников [59]. В упомянутой выше работе [1] сообщаются также результаты расчета рассеянной радиации, произведенного для стандартной радиационной модели атмосферы ($\tau_0(\lambda_0)=0{,}3$, $w=2{,}1$ *см*) при $m=2$ и на уровне моря. Расчет производился по формуле приближенного метода В. В. Соболева [54]:

$$D_\lambda = \left[\frac{2\pi R(\tau_{0,\lambda}, h)}{4+(1-A_\lambda)(3-\varkappa)\tau_{0,\lambda}} - \pi e^{-\tau_{0,\lambda} \operatorname{cosec} h} \right] \sin h, \quad (5.15)$$

где A_λ — спектральное альбедо подстилающей поверхности, $\varkappa = 0{,}97$ — постоянная, характеризующая форму индикатриссы рассеяния, а R — функция h и $\tau_0(\lambda_0)$. Величины A_λ для летних и зимних (наличие снежного покрова) условий были взяты по работе Дирмхирн [71]. При расчетах вводилась поправка на систематические ошибки метода Соболева и учитывалось поглощение в полосах водяного пара и углекислого газа.

Легко видеть, что подобные расчеты оказываются достаточно сложными и очень трудоемкими. Поэтому, естественно, возникает вопрос, нельзя ли без существенного ущерба для точности результатов использовать более простые методы расчета.

В качестве такого простого метода можно попытаться применить формулу Берлаге, столь успешно использованную Л. Г. Махоткиным для расчета спектрального распределения рассеянной радиации в идеальной атмосфере (см. § 13).

Такое вычисление было произведено для тех же условий стандартной радиационной модели ($\tau_0(\lambda_0)=0{,}3$; $w=2{,}1$ *см*) и $m=2$, как и в работе [1]. Оказалось, что вычисление по формуле

$$D_\lambda = 0{,}54\left(S_{\text{по},\lambda} - S_{m,\lambda}\right)\sin h = 0{,}27\left(S_{\text{по},\lambda} - S_{m,\lambda}\right) \quad (5.16)$$

дает величины D_λ очень близкие к вычисленным Авасте, Молдау и Шифриным для летних условий. При расчете по формуле (5.16) подозонные величины $S_{\text{по},\lambda}$ взяты по данным табл. 3 для $m=2$, а за величины S_m приняты спектральные интенсивности радиации аэрозольной атмосферы при $\tau_0(\lambda_0)=0{,}3$, $w=0{,}0$ и $m=2$ (табл. 13). Коэффициент 0,54 близок к $^1/_2$, т. е. величине коэффициента B в формуле Берлаге для идеальной атмосферы.

На рис. 24 представлены результаты точного теоретического расчета Авасте, Молдау и Шифрина и расчета по простой формуле (5.16). Результаты, полученные по формуле Берлаге, можно признать вполне удовлетворительными: в коротковолновой области при $\lambda < 0{,}45$ *мк* эта формула дает на 10—12% более высокие величины D_λ. В области 0,45—0,70 *мк* обе кривые спектрального распределения почти сливаются, при $\lambda > 0{,}70$ *мк* величины, рассчитанные по формуле Берлаге плавно уменьшаются с длиной волны, тогда как кривая, построенная по точному расчету, испытывает волнообразные колебания. Интегральная интенсивность рассеянной радиации по формуле (5.16) равна 0,181 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, а по точному расчету 0,168 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$. Расхождение этих величин составляет около 8%.

Спектральное распределение рассеянной радиации при наличии снежного покрова получается несколько иным вследствие различий спектрального альбедо естественной подстилающей поверхности (рис. 25). Так, альбедо зеленого ландшафта в области

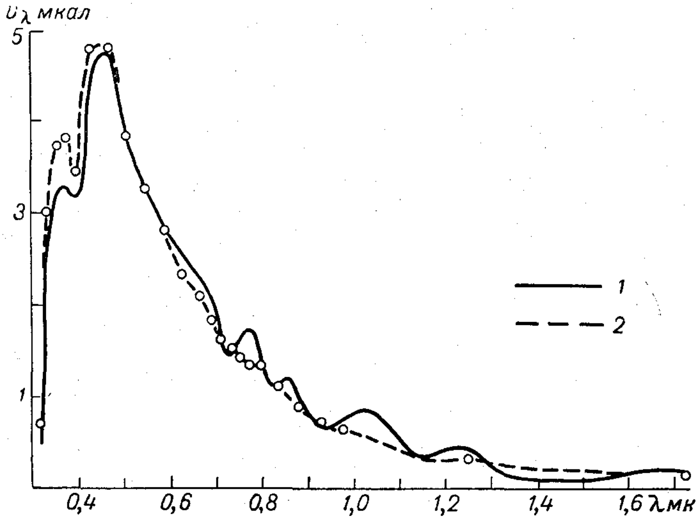

Рис. 24. Спектральное распределение рассеянной радиации. *1* — по расчету Авасте, Молдау и Шифрина, *2* — по формуле Берлаге.

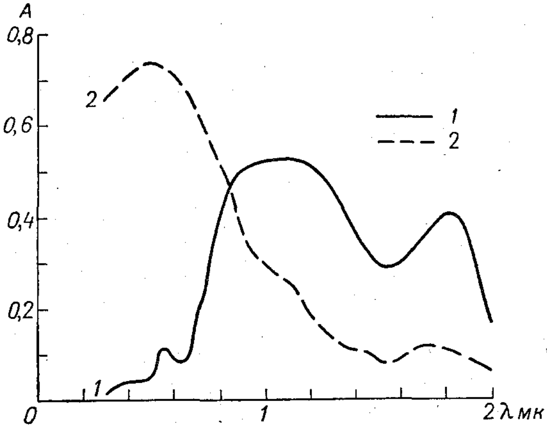

Рис. 25. Спектральное альбедо зеленого ландшафта (*1*) и поверхности снега (*2*).

0,30—0,70 *мк* меняется в пределах 5—10%, а для снега — в пределах 65—70%. С дальнейшим увеличением длины волны альбедо земной поверхности A_λ(з) возрастает, а альбедо снега A_λ(с) уменьшается. При $\lambda = 0{,}83$ *мк* A_λ(з) $= A_\lambda$(с), при $\lambda > 0{,}83$ *мк* соотношение становится обратным, $A_\lambda(з) > A_\lambda(с)$. В соответствии с этим величины $D_\lambda(с)$ превышают величины $D_\lambda(з)$ на 30—35% при $\lambda < 0{,}70$ *мк*, при $\lambda = 0{,}83$ *мк* $D_\lambda(з) = D_\lambda(с)$, а для больших длин волн $D_\lambda(з) > D_\lambda(с)$. Для интегральных интенсивностей $D(с)$ превышает величины $D(з)$ на 22% вследствие преобладающего влияния расхождений в величинах спектрального альбедо в видимой части спектра.

Методы расчета интегрального потока рассеянной радиации при различных прозрачности атмосферы и высоте солнца будут рассмотрены в § 23.

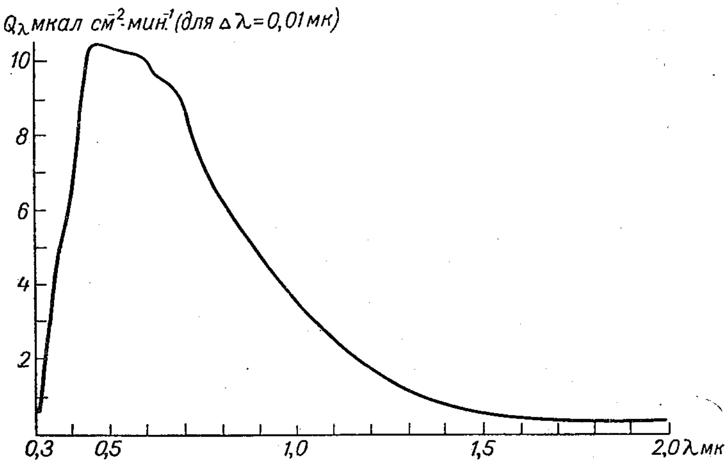

Рис. 26. Спектральное распределение суммарной радиации.

Спектральное распределение интенсивности суммарной радиации наиболее просто получается путем суммирования спектральных интенсивностей прямой радиации на горизонтальную поверхность и рассеянной радиации

$$Q_\lambda = S'_\lambda + D_\lambda = S_\lambda \sin h + D_\lambda. \tag{5.17}$$

Спектральное распределение суммарной радиации для стандартной радиационной модели атмосферы при $m=2$ изображено на рис. 26. Представление о спектральном составе потоков прямой, рассеянной и суммарной радиации в этом случае дает табл. 17.

В интегральном потоке суммарной радиации на горизонтальную поверхность прямая радиация составляет 74% и рассеянная 26%.

Если необходимо определить только интегральную интенсивность суммарной радиации без учета ее спектрального распределения, то для расчета могут быть применены более простые формулы, которые будут рассмотрены в § 23.

Таблица 17

Спектральный состав прямой, рассеянной и суммарной радиации при $m=2$

	Спектральные промежутки, мк							
	0,30—0,40	0,41—0,70	0,71—4,0	0,30—4,0	0,30—0,40	0,41—0,70	0,71—4,0	0,30—4,0
	$мкал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$				Проценты			
S'	0,012	0,200	0,272	0,484	2,5	41,3	56,2	100,0
D	0,024	0,102	0,043	0,169	14,2	60,4	25,4	100,0
Q	0,036	0,302	0,315	0,653	5,5	46,3	48,2	100,0

Глава 6

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИАЦИИ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ

§ 19. Обобщение результатов наблюдений

В связи с тем, что применить точные теоретические методы для расчета радиационных характеристик невозможно, определение их в конкретных условиях данного места и времени должно основываться на некотором минимальном количестве исходных данных, получаемых путем непосредственных измерений. Для обоснования методики таких расчетов необходимо обобщить имеющийся наблюдательный материал и проанализировать его в целях выявления общих и устойчивых закономерностей, которые можно было бы использовать для расчета.

Установить эмпирические закономерности, определяющие интенсивность прямой солнечной радиации при отсутствии облачности, стало возможно лишь после выработки достаточно точных методов измерений и организации регулярно действующих актинометрических станций. Первые работы в этом направлени появились в 20—30-х годах XX столетия.

До 1925 г. актинометрические наблюдения производились в произвольные сроки и без определенной программы. Измеренные величины интенсивности радиации относились к различным высотам солнца и состояниям прозрачности атмосферы, так что выделить влияние каждого из этих факторов в отдельности было очень трудно. Выявлению количественных зависимостей общего характера препятствовало также недостаточное число наблюдений, производившихся в очень небольшом числе пунктов и притом недостаточно регулярно.

Положение существенно изменилось после того, как на конференции Международной комиссии по солнечной радиации, проходившей в Давосе в августе—сентябре 1925 г., известным американским актинометристом Г. Кимболлом было внесено предложение об однотипной программе измерений и публикации данных о солнечной радиации. Согласно этому предложению, величины интенсивности солнечной радиации должны были измеряться при постоянных высотах солнца h, равных 90; 41,7; 30,0; 23,5; 19,3; 16,4; 14,3; 12,6; 11,3 и 10,2° и соответствующих числу относительных оптических масс атмосферы m, равных 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5; 5,0 и 5,5, по таблице Бемпорада.

При таком порядке наблюдений величина интенсивности радиации, измеренная при данной высоте солнца, определялась только степенью прозрачности атмосферы. При постоянной прозрачности атмосферы наблюдения при различных значениях m характеризовали зависимость интенсивности радиации только от высоты солнца. Таким образом, создавалась возможность исследовать эмпирические зависимости интенсивности от каждого из этих двух основных факторов в отдельности.

Предложенная Кимболлом программа могла быть выполнена либо при непрерывной регистрации интенсивности радиации (когда величины интенсивности, соответствующие данной высоте солнца, могли быть непосредственно определены по записям), либо при проведении измерений в точно определенные сроки, когда высота солнца равна постоянной высоте, предусмотренной программой наблюдений. Так как регистрация прямой солнечной радиации, однако, производилась лишь в крайне ограниченном числе пунктов, а непосредственные измерения радиации при постоянных высотах солнца были очень трудоемкими, программа Кимболла не могла быть принята конференцией в качестве обязательной. Однако ее преимущества были настолько очевидными, что несколько сокращенные варианты этой программы были положены в основу программ наблюдений и публикации их результатов в ряде отдельных пунктов различных стран и для сети станций США и СССР.

В СССР результаты актинометрических наблюдений с 1925 г. стали публиковаться в «Бюллетене Постоянной актинометрической комиссии при ГГО», выходившем под редакцией Н. Н. Калитина. Величины интенсивности радиации при постоянных высотах солнца 11,3; 14,3; 19,3 и 30,0° (m, равном 5, 4, 3 и 2) уже за 1926 г. были опубликованы для трех станций: Слуцка (Павловска), Ташкента и Феодосии. Для первого из этих пунктов были добавлены данные для h 6,8° (m=8), при котором наблюдения могли производиться в течение всего года. В дальнейшем сеть станций, производивших измерения интенсивности радиации, непрерывно расширялась, и в 1940 г. данные об интенсивности прямой солнечной радиации при постоянных высотах солнца были опубликованы уже для 13 станций СССР.

В связи с организацией в 1950—1951 гг. широкой актинометрической сети в СССР, возникла необходимость изменить сроки наблюдений, и с 1951 г. измерения интенсивности прямой солнечной радиации стали производиться не при постоянных высотах солнца, а в постоянные сроки 6 *час* 30 *мин*, 9 *час* 30 *мин*, 15 *час* 30 *мин* и 18 *час* 30 *мин*. Но полученный к этому времени материал наблюдений при постоянных высотах солнца уже позволял установить общие эмпирические закономерности, связывающие интенсивность солнечной радиации с высотой солнца и прозрачностью атмосферы. Выяснению этих закономерностей был посвящен ряд работ, выполненных в основном в СССР в период 1930—1950 гг.

Так, в 1931 г. в работе С. И. Сивкова [46] было отмечено, что разность интенсивностей радиации при двух определенных высотах солнца (в промежутке от 11 до 30°) в течение года остается почти постоянной. Эта закономерность использована для определения интенсивности радиации в зимние месяцы, которая соответствует высотам солнца 30,0 и 19,3° ($m=2$ и 3) и не может быть измерена непосредственно. Например, для приведения к $m=2$ и $m=3$ к величинам интенсивности, измеренным при $m=4$, прибавлялась средняя разность между интенсивностями радиации при $m=2$ и $m=4$ или при $m=3$ и $m=4$, выведенная за те месяцы, когда соответствующая высота солнца могла наблюдаться. Дальнейшее развитие и уточнение этого метода дано в работе [47] в 1938 г. В ней показано, что в действительности разность интенсивностей радиации при двух различных высотах солнца (или оптических массах) должна зависеть от содержания водяного пара в атмосфере w или от связанной с ним абсолютной влажности у поверхности земли. С увеличением количества водяного пара разность интенсивностей возрастает. Однако если ограничиться интервалом изменения m от 1,5 до 5 и w от 5 до 25 *мм*, то для чистой (т. е. не содержащей пыли и продуктов конденсации) атмосферы величины разностей меняются лишь в небольших пределах (0,02—0,04 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$). Для реальной же атмосферы эти пределы оказались еще более узкими (0,01—0,02 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$) и почти одинаковыми для пунктов с такими различными условиями, как Арктика и Туркмения. Отсюда следовал вывод, что разности интенсивностей радиации при постоянных высотах солнца (от 8 до 45°) можно считать «актинометрическими константами» и принять для них следующие средние значения:

Разность интенсивностей	$S_{1,5}—S_2$	$S_2—S_3$	$S_2—S_4$	$S_2—5_5$	$S_2—S_8$
Средние значения, $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$	0,11	0,17	0,30	0,41	0,63

Установление постоянства разностей $S_{m_1} - S_{m_2}$ позволяло использовать их средние значения для приведения величин интенсивности, измеренных при любой высоте солнца, к какой-либо одной высоте, принятой за стандартную. Таким образом, появилась возможность сравнивать результаты измерений, произведенных в разных пунктах при различных высотах солнца, и освобождать вычисляемые характеристики прозрачности атмосферы от влияния эффекта Форбса.

Однако использование средних разностей $S_{m_1} - S_{m_2}$ давало решение вопроса лишь в первом приближении, так как в отдельных случаях очень чистого и сухого или, наоборот, очень влажного и замутненного воздуха действительные значения разностей могли значительно отличаться от средних. Необходимо было исследовать по данным непосредственных измерений зависимость интенсивности радиации не только от высоты солнца, но и от прозрачности атмосферы. Для решения этой задачи очень важное значение имела работа Н. Н. Калитина [22], опубликованная в 1943 г. В этой работе впервые приводятся средние значения интенсивности радиации S_m, подсчитанные для каждой из 6 групп со средними величинами коэффициента прозрачности, равными 0,60; 0,65; 0,70; 0,75; 0,80; 0,85 (при $m=2$). Данные подсчитаны для 7 станций СССР с различными климатическими условиями (Якутск, Иркутск, Саратов, Одесса, Евпатория, Владивосток и Ашхабад). Число использованных полных рядов наблюдений (от $m=1{,}5$ до $m=8$) составляло 1233. Все станции расположены на небольшой высоте над уровнем моря, так что значения оптических масс для них можно считать одновременно и относительными и абсолютными.

Полученные Н. Н. Калитиным результаты показали, что величины S_m при одинаковых значениях m и p для всех 7 станций получились очень близкими, так что можно говорить о некоторой средней величине интенсивности, которую можно считать нормальной для данной высоты солнца и данного значения прозрачности атмосферы. Отсюда следует, что прозрачность атмосферы и число оптических масс можно считать единственными факторами, определяющими интенсивность прямой солнечной радиации, и что общий, интегральный коэффициент прозрачности p может рассматриваться, как достаточно репрезентативная характеристика состояния прозрачности атмосферы.

Полученное Н. Н. Калитиным экспериментальное обоснование этих положений, далеко не очевидных с точки зрения строгой теории, имеет первостепенное значение для дальнейшего развития методики расчета радиационного режима.

В 1949 г. таблица Н. Н. Калитина [22] была дополнена данными С. И. Сивкова [48], причем число использованных рядов наблюдений возросло до 2168. Эта таблица, перевычисленная в единицах МПШ, дается ниже (табл. 18). Все величины интенсивности приведены к среднему расстоянию от солнца.

Таблица 18

Средние величины интенсивности прямой солнечной радиации ($кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$) в зависимости от числа масс и прозрачности атмосферы

Прозрачность атмосферы	Пределы изменения S_2	Число оптических масс						Число рядов измерений	В процентах от общего числа
		8	5	4	3	2	1,5		
Очень низкая	<0,78	0,158	0,298	0,390	0,525	0,698	0,852	17	1
Сильно пониженная . .	0,78—0,90	0,244	0,419	0,522	0,653	0,843	1,001	83	4
Пониженная .	0,91—1,03	0,340	0,533	0,647	0,775	0,960	1,100	340	16
Нормальная .	1,04—1,15	0,470	0,682	0,791	0,923	1,103	1,220	1023	47
Повышенная .	1,16—1,28	0,600	0,814	0,923	1,053	1,222	1,327	658	30
Высокая . . .	>1,28	0,748	0,957	1,067	1,186	1,350	1,432	47	2

Эта таблица обобщает около 13 000 отдельных измерений интенсивности радиации. Разбивка рядов наблюдений на группы производилась по величинам интенсивности радиации S_2 при $m=2$.

Данные таблицы показывают, что прозрачность атмосферы, близкая к средней, наблюдается наиболее часто — в 47% общего числа случаев. Повышенная прозрачность наблюдается почти вдвое чаще, чем пониженная. Предельные состояния как наиболее высокой, так и наиболее низкой прозрачности наблюдаются очень редко.

Случайные ошибки средних значений интенсивности неодинаковы для каждой горизонтальной строчки таблицы, вследствие различного числа случаев. Поэтому дневной ход интенсивности радиации получается наиболее правильным в случаях нормальной, повышенной и пониженной прозрачности и менее правильным в остальных случаях.

В каждой отдельной группе средние значения интенсивностей по каждой отдельной станции не вполне совпадают, но расхождения между ними незначительны, и ход кривых интенсивности в зависимости от числа m получается одинаковым. Этот ход представлен на рис. 27 для условий нормальной, очень низкой и высокой прозрачности.

Учитывая большое число измерений, обобщенных в табл. 18, можно думать, что она с удовлетворительной точностью представляет зависимости между интенсивностью радиации, высотой солнца и прозрачностью, наблюдаемые в реальной атмосфере. Поэтому интересно сопоставить данные этой таблицы с результатами теоретических расчетов, в частности, расчетов Шифрина, Авасте и Молдау, представленных в табл. 15.

Прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что средняя стандартная радиационная модель атмосферы, для которой авторами работы [1] приняты определяющие значения $\lambda_0=0{,}55$ *мк*, $\tau_0(\lambda_0)=0{,}3$ и $w=2{,}1$ *см*, дает значения интенсивности радиации, больше соответствующие не нормальной, а пониженной прозрачности атмосферы табл. 18, если сравнивать величины интенсивности, наблюдаемые при $m=2$ (или $h=30°$). Следовательно, в огромном большинстве случаев (79%) действительная прозрачность атмосферы характеризуется значениями $\tau_0(\lambda_0)<0{,}3$ или значениями $w<2{,}1$ *см*. Более вероятно первое, так как ряды наблюдений табл. 18 относятся преимущественно к теплому периоду, для которого среднее значение $w=2{,}1$ *см* нельзя считать завышенным. Наиболее высокие значения интенсивности табл. 15 ($\tau_0(\lambda_0)=0{,}2$; $w=0{,}5$ *см*) близки к значениям табл. 18 для повышенной прозрачности атмосферы, вероятность которой составляет 30%. Следовательно, в реальной атмосфере могут, хотя и не часто, наблюдаться случаи, когда $\tau_0(\lambda_0)<0{,}2$ и $w<0{,}5$ *см*. Минимальные значения интенсивностей в табл. 15 ($\tau_0(\lambda_0)=0{,}5$, $w=3{,}0$ *см*) и табл. 18 (очень низкая прозрачность атмосферы с вероятностью 1%) почти совпадают, так что указанные значения $\tau_0(\lambda_0)$ и w можно считать максимальными и для реальной атмосферы.

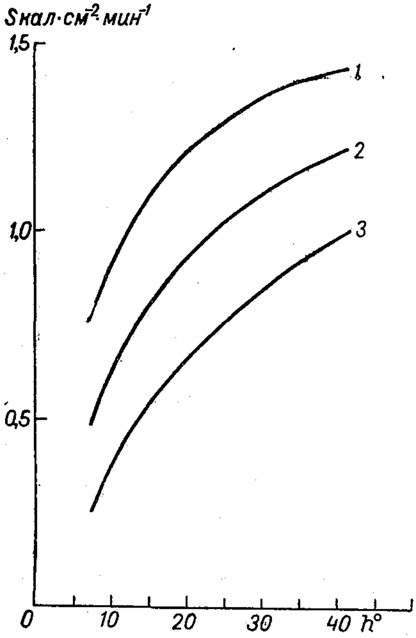

Рис. 27. Дневной ход интенсивности радиации по данным наблюдений при высокой (*1*), средней (*2*) и низкой (*3*) прозрачности атмосферы.

Систематические различия между вычисленными теоретически и полученными из наблюдений величинами S_m отмечаются в дневном ходе радиации. Это можно видеть из табл. 19, в которой значения интенсивности округлены до сотых долей *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}\cdot$ *мин*$^{-1}$.

В табл. 19 сопоставлены попарно те строчки табл. 15 и 18, в которых значения интенсивности при $m=1{,}5$ или равны, или отличаются не более чем на 0,01 *кал*. При этом оказывается, что

Таблица 19

Дневной ход интенсивности радиации по теоретическому расчету при разных τ и w (табл. 15) и наблюдениям (табл. 18) при разной прозрачности

Данные по табл.	τ	w *см*	Прозрачность	Число оптических масс					$\frac{p_5}{p_{1,5}}$
				1,5	2	3	4	5	
15	0,2	0,5		1,32	1,21	1,02	0,88	0,75	1,08
18		·	Повышенная	1,33	1,22	1,05	0,92	0,81	1,09
15	0,2	3,0		1,21	1,10	0,91	0,76	0,62	1,10
18			Нормальная	1,22	1,10	0,92	0,79	0,68	1,12
15	0,3	2,1		1,10	0,96	0,75	0,59	0,47	1,11
18			Пониженная	1,10	0,96	0,78	0,65	0,53	1,14
15	0,5	3,0		0,86	0,70	0,45	0,33	0,23	1,13
18			Очень низкая	0,85	0,70	0,52	0,39	0,30	1,21

с увеличением m расхождения между значениями S_m также увеличиваются. Можно отметить также увеличение расхождений и с понижением прозрачности атмосферы. В последнем вертикальном столбце таблицы помещены величины отношения коэффициентов прозрачности, характеризующие влияние эффекта Форбса. Принимая во внимание, что для идеальной атмосферы, по данным табл. 6, величина отношения $\frac{p_5}{p_{1,5}}=1{,}03$, можно видеть, что эффект Форбса проявляется тем сильнее, чем ниже прозрачность атмосферы. Это вполне естественно, так как с понижением прозрачности вследствие рассеяния и особенно селективного поглощения радиации водяным паром различия коэффициентов прозрачности в отдельных участках спектра резко увеличиваются. При этом эффект Форбса начинает проявляться и в длинноволновой области спектра ($\lambda > 0{,}70$ *мк*), для которой в идеальной атмосфере он отсутствовал (см. табл. 7). Следует также отметить, что эффект Форбса сказывается более заметно на величинах, полученных из наблюдений, чем на величинах, определенных расчетным путем.

Отмеченные выше расхождения между результатами расчета и наблюдения могут быть объяснены тем, что в реальной атмосфере средние значения τ_0 и w находятся в несколько иных сочетаниях, чем это было принято для стандартной радиационной модели. Именно расчетным значениям w, по-видимому, соответствуют средние значения τ_0, несколько меньшие расчетных.

Данные табл. 18 могут быть использованы для: 1) определения дневного хода радиации по немногим отдельным измерениям или даже одному измерению, 2) определения интенсивности радиации при некоторой высоте солнца h_2 по интенсивности, измеренной при другой высоте солнца h_1, 3) приведения к одной и той же высоте солнца величин интенсивности, измеренных в течение дня, что дает возможность определить действительные изменения прозрачности атмосферы, не искаженные влиянием эффекта Форбса. Для этих целей необходимо составить более детальные таблицы, интерполируя данные табл. 18 для более узких промежутков изменения высот солнца (или значений m) и характеристик прозрачности атмосферы. За характеристику прозрачности атмосферы удобнее всего принять интенсивность радиации при $h=30°$ ($m=2$) или $h=90°$ ($m=1$). Такая характеристика прозрачности может рассматриваться как первичная, по которой может быть вычислена любая другая характеристика. Кроме того, необходимо экстраполировать значения S для высот солнца, больших 42°, для которых непосредственных наблюдений не производилось. Такая таблица, детализированная по значениям S_1 через 0,01 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, но недостаточно детализированная по m, приведена в работе [48]. Почти одновременно была опубликована таблица, составленная М. С. Аверкиевым [2]. В этой таблице значения S даются через 0,02 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ (при $m=2$) и через 2° высоты солнца (от 6 до 60°) или через 5° (от 60 до 90°), а также для целых значений m.

В 1961 г. была издана номограмма, составленная К. А. Тарткиладзе [55] и позволяющая графически определять величины S для любых значений p и h (или m). Все эти таблицы и номограмма дают почти одинаковые результаты для высот солнца до 45°, но для больших высот солнца определяемые по ним значения интенсивности несколько расходятся. Расхождения являются следствием различий в методике экстраполяции величин для высот солнца, бо́льших 45° (или $m < 1{,}5$). К сожалению, методика, примененная при составлении всех перечисленных таблиц, не может быть признана безупречной. Поэтому представляется целесообразным пересмотреть произведенные расчеты, уделив особое внимание обоснованию методики экстраполяции данных табл. 18.

Наиболее свободны от ошибок субъективного характера и наиболее легко поддаются проверке результаты математической экстраполяции экспериментальных данных. Для математической экстраполяции необходимо выразить результаты измерений интенсивности радиации некоторой математической формулой. Вид формулы определяется либо на основании теоретических соображений, либо чисто эмпирически по форме кривой, графически представляющей результаты наблюдений. Входящие в формулы значения постоянных параметров определяются так, чтобы вычисляемые по формулам значения S_m наиболее близко подходили к измеренным при тех же значениях независимых переменных.

Так как через одни и те же экспериментальные точки графика можно провести несколько кривых, то результаты измерений интенсивности могут быть представлены различными формулами.

Эти формулы могут одинаково хорошо представлять результаты наблюдений в промежутке наблюдаемых изменений аргумента. Иначе говоря, формулы могут быть одинаково хороши как интерполяционные. Но они могут давать совершенно различные результаты за исследованными пределами изменений аргумента (в данном случае для значений $h > 42°$ или $m < 1{,}5$), а некоторые формулы могут оказаться непригодными в качестве экстраполяционных. Возможно также, что формулы удовлетворительно согласуются с наблюдениями при нормальных, средних условиях прозрачности и значительно отклоняются от действительности при высокой или низкой прозрачности. Большинство формул проверялось на ограниченном материале наблюдений, проверка же применимости нескольких формул на одном и том же достаточно надежном материале наблюдений вообще не производилась. Между тем такая проверка необходима для обоснованного выбора количественной зависимости, которая может быть положена в основу расчета интенсивности интегрального потока прямой солнечной радиации в реальной атмосфере.

§ 20. Эмпирические и полуэмпирические формулы дневного хода интенсивности прямой солнечной радиации

За 120 лет существования актинометрии в разное время было предложено и применялось для представления дневного хода радиации большое число формул чисто эмпирического или полуэмпирического происхождения. Из этих формул мы рассмотрим те, которые наиболее часто применялись при обобщении и анализе результатов наблюдений, а также некоторые формулы, предложенные в последние годы.

1. Формула Бугера (1.4), которая была применена Пуйе при обработке первых серий наблюдений с его «пиргелиометром» в 1838 г. Из сказанного в § 12 об эффекте Форбса следует, что эта формула в применении к интегральному потоку радиации не может дать удовлетворительного согласия с действительностью и должна приводить к систематическим ошибкам. Но именно по этой причине сопоставление результатов проверки этой и других формул представляет интерес.

2. Формула Форбса—Радо

$$S_m = A + (S_0 - A)\, q^m. \tag{6.1}$$

Эта формула, предложенная Форбсом [74], основывается на допущении, что интегральный поток S_m состоит из двух потоков: потока A, очень мало ослабляемого атмосферой, и потока $(S_0 - A)$, который ослабляется атмосферой по закону Бугера и которому соответствует коэффициент прозрачности q. Радо [I.70] применял эту формулу ко многим рядам измерений и пришел к выводу, что формула дает удовлетворительное согласие с наблюдениями при $q=\frac{2}{3}$.

3. Формула Крова [69], имеющая чисто эмпирическое происхождение

$$S_m=\frac{S_0}{(1+cm)^b}, \tag{6.2}$$

где b и c — постоянные для данного ряда.

4. Формула Бемпорада [66]

$$S_m=S_0 p^{m^n}. \tag{6.3}$$

Так как при $m=1$ $S_m=S_0 p$, величина p в формуле Бемпорада также означает бугеровский коэффициент прозрачности при $m=1$. Кроме того, дополнительной характеристикой прозрачности атмосферы служит величина n.

5. Формула Кастрова [26]

$$S_m=\frac{S_0}{1+cm}. \tag{6.4}$$

Здесь прозрачность атмосферы характеризуется величиной коэффициента c.

С. И. Савинов [44] отмечал, что формула Кастрова аналогична формуле Крова. Однако это не совсем так. Вычисления по формулам Крова и Кастрова дают близкие результаты только при небольших значениях m и c или при значениях b, близких к единице. Формула Кастрова, в отличие от других формул (кроме формулы Бугера), имеет физическое обоснование. В связи с тем значением, которое имеет эта формула для дальнейшего изложения, здесь приводится вывод формулы в том виде, в каком он был дан ее автором.

При выводе за исходную формулу принимается формула (1.10), выражающая интенсивность интегрального потока радиации S_m (см. § 5). При этом за нижний предел интегрирования принимается не нуль, а $\lambda=0{,}25$ *мк*, т. е. наименьшая длина волны, которая может наблюдаться в солнечном спектре на уровне моря.

Представим функцию $S_{0,\lambda}$ в виде

$$S_{0,\lambda}=B(\lambda-\lambda_0)^{-r}\,e^{-a(\lambda-\lambda_0)^{-1}}, \tag{6.5}$$

где B, r и a — некоторые постоянные. Эту функцию подчиняем условию, чтобы она достигала максимума, равного $\overline{S}_{0,\lambda}$ при том же значении $\lambda=\overline{\lambda}=0{,}47$ *мк*, как и кривая внеземного распределения радиации (см. табл. 3). При этом условии постоянная B принимает значение

$$B=\overline{S}_{0,\lambda}(\overline{\lambda}-\lambda_0)^r\,e^{-a(\overline{\lambda}-\lambda_0)^{-1}},$$

где $a=r(\overline{\lambda}-\lambda_0)$.

Если ввести обозначение $\theta = \frac{\lambda - \lambda_0}{\overline{\lambda} - \lambda_0}$, то

$$S_{0,\lambda} = \overline{S}_{0,\lambda}\, \theta^{-r} e^{r} e^{-r\theta^{-1}}. \tag{6.6}$$

Для p_λ принимаем, согласно эмпирической формуле Вильсинга,

$$p_\lambda = e^{-\frac{\alpha}{\lambda - \lambda_0}} = e^{-s\theta^{-1}}, \tag{6.7}$$

где α — характеристика прозрачности атмосферы.

Величина $s = \frac{\alpha}{\overline{\lambda} - \lambda_0}$ так же, как и α, характеризует прозрачность атмосферы.

Принимая во внимание формулы (6.5) и (6.6), получаем

$$S_m = \int\limits_{\lambda_0}^{\infty} S_{0,\lambda} p_\lambda^m \, d\lambda = \overline{S}_{0,\lambda} \left(\gamma - \lambda_0\right) e^r \int\limits_0^{\infty} \theta^{-r} e^{-(r+sm)\,\theta^{-1}} d\theta =$$

$$= \frac{\overline{S}_{0,\lambda} (\overline{\lambda} - \lambda_0) e^r \Gamma(r-1)}{(r+sm)^{r-1}}, \tag{6.8}$$

где $\Gamma(r-1)$ есть гамма-функция от $(r-1)$.

Для солнечной постоянной S_0 получаем путем интегрирования уравнения (6.6)

$$S_0 = \int\limits_0^{\infty} S_{0,\lambda} \, d\lambda = \overline{S}_{0,\lambda} (\overline{\lambda} - \lambda_0) e^r \int\limits_0^{\infty} \theta^{-r} e^{-r\theta^{-1}} =$$

$$= \overline{S}_{0,\lambda} (\overline{\lambda} - \lambda_0) e^r \Gamma(r-1) r^{-(r-1)}. \tag{6.9}$$

Сопоставляя (6.8) и (6.9), можем написать

$$S_m = \frac{S_0}{\left(1 + \frac{s}{r} m\right)^{r-1}}. \tag{6.10}$$

Величина r должна быть определена таким образом, чтобы формула (6.8) наиболее точно выражала спектральное распределение интенсивности радиации за пределами атмосферы. Это наилучшее приближение достигается при значении $r \approx 2$. Обозначая $\frac{s}{r} = \frac{\alpha}{2(\overline{\lambda} - \lambda_0)}$ через c и принимая $r = 2$, получаем формулу Кастрова в обычной форме

$$S_m = \frac{S_0}{1 + cm}. \tag{6.11}$$

Очевидно, формула Кастрова может соответствовать действительности в той мере, в какой является справедливой формула

Вильсинга, выражающая спектральное распределение коэффициентов прозрачности реальной атмосферы. Между тем справедливость формулы Вильсинга для всех очень разнообразных условий поглощения и рассеяния радиации в реальной атмосфере далеко не очевидна. В. Г. Кастров считал, что в расчеты по его формуле следует вводить поправку на селективное поглощение радиации в полосах водяного пара. Но наряду с этим он высказывал предположение, что формула может достаточно хорошо выражать зависимость S_m от c и m и без введения поправки на поглощения. Для выяснения этого вопроса формула Кастрова должна быть проверена путем сопоставления с результатами измерений.

6. Формула Гульницкого [17]

$$S_m = S_0 k^{-m^2} p^m \tag{6.12}$$

при $m=1$, $S_m = S_0 kp$.

Постоянный параметр k, лишь немногим меньший единицы (разность $1-k$ составляет тысячные доли единицы), введен для исключения эффекта Форбса. Коэффициент прозрачности p назван автором предельным коэффициентом прозрачности атмосферы. Он не равен в точности бугеровскому коэффициенту прозрачности, но близок к нему по величине ($p_{бут} = k^{r-m} p_{пред}$). Логарифмируя обе части уравнения (22) и полагая $\lg p = a$ и $\lg k = -b$, получим

$$\lg S_m = \lg S_0 + am + bm^2, \tag{6.13}$$

т. е. формула Гульницкого получается при допущении параболической зависимости между логарифмом интенсивности радиации и числом оптических масс. Формула (6.13) была использована как интерполяционная для расчета интенсивности радиации при $m=1$ в работе [48].

7. Формула Сивкова [50]

$$S_m = S_0 p^{\frac{1}{a \sin h + (1-a)}}. \tag{6.14}$$

В этой формуле p — бугеровский коэффициент прозрачности атмосферы при $m=1$, a — постоянный параметр, не зависящий от m и p. Формула представляет по существу формулу Бугера с измененным показателем степени при p. Цель изменения — исключить эффект Форбса и сделать вычисляемые по формуле величины S_m независящими от m.

8. Формула Мюрка [40]

$$S_m = S_0 p^m m^{Bm}. \tag{6.15}$$

В этой формуле p — также бугеровский коэффициент прозрачности при $m=1$ (при $m=1$ $S_m = S_0 p$). Эффект Форбса исключается путем введения множителя m^{Bm}, в котором B является функцией прозрачности атмосферы (наряду с p). Как и формула Кастрова, формула Мюрка выведена математически при допущении, что уменьшение интегрального коэффициента ослабления радиации a в реальной атмосфере пропорционально относительному увеличению числа оптических масс

$$da = -B\frac{dm}{m}.$$

Отсюда видно, что величина B численно равна изменению величины a, соответствующему $\frac{dm}{m} = 1$.

Чтобы перечисленные формулы представляли результаты наблюдений с удовлетворительной точностью, они должны удовлетворять следующим условиям:

1. Для ряда наблюдений при различных высотах солнца, но при одной и той же прозрачности атмосферы вычисляемые по формулам значения характеристик прозрачности должны получаться одинаковыми при всех значениях m от 1,5 до 8. Другими словами, значения характеристик прозрачности должны быть свободны от влияния эффекта Форбса.

2. Входящие в формулы постоянные параметры также не должны зависеть от m.

Если формулы применяются не только для интерполяции S в пределах $1{,}5 < m < 8$, но и для экстраполяции при $m < 1{,}5$, то к ним предъявляется дополнительное требование, чтобы условия 1 и 2 удовлетворялись в более широком диапазоне изменений m, от 0 до 8.

Из рассматриваемых формул условию 1 явно не удовлетворяет формула Бугера, поскольку, как было показано ранее, величины бугеровских коэффициентов прозрачности при разных значениях m получаются различными. Можно думать, что условиям 1 и 2 удовлетворяют формулы (6.12)—(6.15), поскольку в них путем введения дополнительных параметров исключен эффект Форбса. Формулы (6.2)—(6.3) не дают оснований для предварительных заключений об их применимости и должны быть проверены по данным измерений. Для проверки формул мы используем данные табл. 18.

Так как формулы должны применяться в пределах изменений m от 1 до 8 (или h от 7 до 90°), то для каждой из них необходимо проверить выполнение не только условий 1 и 2, но и условия 3. Такая проверка представляется на первый взгляд трудно выполнимой, так как для высот солнца, бóльших 42° (или для $m < 1{,}5$), в табл. 18 данных не имеется. Однако она все же может быть произведена.

В каждую формулу, кроме величины m, принимаемой за независимую переменную, входят два или три постоянных параметра, среди которых общим для всех формул является параметр S_0 —

величина солнечной постоянной. Для определения значений всех параметров необходимо число уравнений, равное числу параметров. Эти уравнения получают, подставляя в формулы результаты наблюдений при двух или трех различных значениях m или h. Решая полученные системы уравнений в общем виде, можно получить формулы, выражающие значения каждого параметра через величины m_1, m_2, m_3 и соответствующие им измеренные величины интенсивности радиации S_{m_1}, S_{m_2}, S_{m_3}.

Для суждения о применимости рассматриваемых формул мы воспользуемся результатами вычислений по ним величины солнечной постоянной S. Если бы все формулы одинаково хорошо удовлетворяли условиям 1—3, то все рассчитанные величины S_0 должны были бы получиться одинаковыми или, во всяком случае, очень близкими. Поскольку, однако, такое допущение маловероятно, то можно ожидать, что рассчитанные по разным формулам значения S_0 окажутся различными. Таким образом, заключение о применимости той или иной формулы можно сделать по величине «метеорологической солнечной постоянной», вычисленной по этой формуле.

§ 21. Метеорологическая солнечная постоянная

Попытки вычислять солнечную постоянную по изменению интенсивности радиации делались многократно еще на первых этапах развития актинометрии. До разработки Ланглеем и Абботом спектроболографического метода (т. е. вплоть до XX столетия) такой метод определения солнечной постоянной представлялся единственно возможным. Для вычислений использовались результаты наблюдений за очень небольшой промежуток времени, часто всего лишь за один день. Так, первое определение величины S_0 было произведено Пуйе по измерениям интенсивности радиации пиргелиометром его конструкции в течение 5 дней июня, июля и сентября 1837 г. и двух дней мая 1838 г. Расчеты по формуле Бугера (которую Пуйе считал хорошо согласующейся с результатами измерений) дали значение $S_0 = 1{,}7633$ *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, вычисленное Пуйе с точностью до пятой значащей цифры. Однако аналогичные расчеты, произведенные различными исследователями (Форбсом, Виоллем, Крова, Пернтером, Савельевым) по другим рядам наблюдений и приборам, давали величины S_0, очень резко расходящиеся между собой (от 2 до 4 *кал*·*см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$), так что не могло быть уверенности в правильности определения даже первой значащей цифры S_0.

Такое расхождение результатов вычислений S_0 вызвало ряд исследований, в которых анализировались причины расхождений и подвергались критике принципиальные основы методики расчета. Так была выявлена и обоснована недопустимость использования для расчетов формулы Бугера [95, 96]. Но и в расчетах по другим формулам не было согласованности. Даже одна и та же формула в применении к различным рядам наблюдений давала различные результаты. Была высказана мысль о преимуществе определения солнечной постоянной по изменению интенсивности радиации с высотой. Для расчета S_0 по этому методу итальянский метеоролог Риццо предложил особую формулу

$$S_m = A' + B'(1-m)^{\frac{1}{2}}, \tag{6.16}$$

в которой постоянные A' и B' должны были определяться из наблюдений на разных высотах над уровнем моря. Формула Риццо предназначалась для вычисления интенсивности радиации при значениях $m < 1$. Очевидно, что в этой формуле величина m должна означать абсолютное число оптических масс. Величина S_0 по формуле Риццо определялась путем распространения эмпирической закономерности изменения интенсивности радиации, найденной для слоя атмосферы ($m_1 - m_2$), на весь слой атмосферы ($m_2 - 0$), лежащий выше уровня верхнего пункта наблюдений. Поскольку не могло быть уверенности в правильности такой экстраполяции, и этот метод вычисления S_0 не мог быть признан безупречным. Величина S_0, вычисленная по методу Риццо, также менялась, хотя и в более узких пределах (от 2,4 до 2,8 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$). Так, различными исследователями были получены следующие S_0:

Автор	Место наблюдений	Год	S_0 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$
Виолль	Монблан	1875	2,8
Крова и Ганский	То же	1897	2,5
Ланглей	Маунт-Уитни	1881	2,4 и 2,5
Риццо	—	1897	2,8

Рассмотрение результатов исследований Ланглея еще в 1886 г. привело Пернтера [88] к выводу, что расчеты по изменению интегрального потока радиации не могут дать величины солнечной постоянной в ее обычном понимании (как средней интенсивности радиации у внешних пределов земной атмосферы). По мнению Пернтера, в результате подобных вычислений может быть получена особая величина, отличная от солнечной постоянной, хотя и близкая к ней. Эту величину Пернтер назвал «актинометрической солнечной постоянной». К такому же заключению пришел в 1908 г. Шейнер [91], который в своей работе об исследовании солнечной постоянной писал: «Поглощение, которое происходит уже в самых верхних слоях атмосферы . . . не может быть получено из наблюдений над радиацией на различных высотах или при различных зенитных расстояниях солнца; его можно определить только опытным путем в лаборатории. Другую постоянную часть радиации я назвал радиационной постоянной, так как она представляет величину, определяемую из одних только наблюдений над радиацией». Шейнер получил из наблюдений величину радиационной постоянной в пределах 1,84—2,21 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, в среднем 2,02 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ по графической экстраполяции и 1,95 *кал*$\times$ $\times$ *см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ из расчетов по формулам. За вторую часть солнечной постоянной Шейнер принимал величину, равную 9,5% радиационной постоянной (1% — поглощение углекислым газом, 1,5% — озоном и 7% — водяными парами). Отсюда полное значение солнечной постоянной S_0 (после приведения к среднему расстоянию от солнца) получалось равным 2,29 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ (по графикам) или 2,2 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ (по формулам).

Введение понятия о радиационной постоянной встретило возражение со стороны А. Бемпорада [67], который указывал на то, что различные формулы приводят к значениям S_0, отличающимся на десятки процентов. Основываясь на этом, Бемпорад отрицал существование какой-либо определенной постоянной, подобной радиационной постоянной Шейнера. В самом деле, если не только для каждой формулы, но для каждого ряда наблюдений получается свое особое значение радиационной постоянной, то это понятие теряет определенность и не может иметь научного значения. Такая точка зрения неизбежно приводила к заключению о невозможности определения величины солнечной постоянной по изменениям интегрального потока радиации и о бесперспективности дальнейших исследований в этом направлении.

Так как к этому времени уже была разработана более совершенная методика определения солнечной постоянноой по спектроболометрическим измерениям, то начиная с первых годов XX столетия определения S_0 по измерениям только интегрального потока прекращаются. В работах Н. Н. Калитина [19] и В. Г. Фесенкова [60] для вычисления солнечной постоянной используются данные не только об интенсивности солнечной радиации, но и об ее поглощении водяным паром: в первой работе — по абсолютной влажности у поверхности земли и во второй — по поглощению радиации водяным фильтром. Так как поглощение радиации водяным паром и молекулярное рассеяние являются не единственными причинами ослабления радиации в реальной атмосфере, то и полученные результаты (1,90 и 1,88 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ по шкале Онгстрема) могут оцениваться лишь как приближенные.

В последние годы вопрос о величине солнечной постоянной, определяемой по изменениям интегрального потока радиации, был вновь поднят немецким метеорологом И. Георги [76, 77]. К этому времени работы прежних исследователей этого вопроса были забыты уже настолько основательно, что Георги о них даже не упоминает. Однако его работа по существу является прямым их продолжением. Георги рассматривает результаты современных вычислений величины солнечной постоянной (которую он называет «астрофизической солнечной постоянной») и отмечает, что лишь часть этой величины можно считать надежно определенной и постоянной. Эта часть соответствует спектральной области 0,346—2,4 *мк*, т. е. области пропускания кварцевой оптики смитсонианского спектрографа, и таким образом измеряется непосредственно. Что же касается радиации с длинами волн короче 0,346 и длиннее 2,4 *мк*, то она определяется косвенными методами; результаты этих определений меняются с изменением методики определения ультрафиолетовой и инфракрасной поправок и даже последние полученные результаты еще не могут считаться бесспорными и окончательными. Значительная часть радиации, учитываемой поправками, поглощается в верхних слоях атмосферы и никогда не доходит до земной поверхности. Таким образом, спектральное распределение радиации у земной поверхности отличается от внеземного не только количественно — пониженной для всех длин волн интенсивностью в результате ослабления радиации атмосферой, но и качественно — вследствие укорочения спектра у его концов, коротковолнового и длинноволнового. Часть потока радиации, поглощаемой в верхних слоях атмосферы, не участвует в наблюдаемом у земной поверхности суточном ходе интегрального потока радиации. Отсюда следует, что в формулы, характеризующие суточный ход радиации, должна в качестве постоянного параметра входить не величина астрофизической солнечной постоянной $S_0 = 1{,}98$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2} \cdot$ *мин*$^{-1}$, а некоторая другая величина, меньше 1,98 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2} \cdot$ *мин*$^{-1}$. Георги предлагает принять за эту величину среднюю интенсивность солнечной радиации у внешних пределов земной атмосферы в спектральном интервале 0,346—2,4 *мк*, в котором радиация может быть непосредственно измерена. Эту величину Георги называет «метеорологической солнечной постоянной» и в соответствии с хорошо согласующимися подсчетами Николе [I, 64, 65], Фрица [75], Хоутона [80] и других авторов принимает ее равной 1,80 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2} \cdot$ *мин*$^{-1}$.

Метеорологическая солнечная постоянная Георги не тождественна с актинометрической постоянной Пернтера и радиационной постоянной Шейнера, от которых отличается своей определенностью. «Постоянные» же Пернтера и Шейнера должны вычисляться по данным измерений интегрального потока солнечной радиации, которые, как было показано выше, приводят к различным значениям этих постоянных. Однако было бы неправильно, основываясь на этом, отрицать существование определенной величины, играющей роль солнечной постоянной в актинометрических формулах, но отличной от астрономической солнечной постоянной. Такое отрицание было бы справедливым только в том случае, если бы применяемые формулы можно было считать равноценными. Но даже изложенные выше предварительные соображения приводят к противоположному выводу: за пределами охваченной наблюдениями области изменений m от 1,5 до 8 экстраполированные по разным формулам значения интенсивности могут значительно расходиться и приводить к различным значениям метеорологической солнечной постоянной. Естественно считать, что формулы, наиболее хорошо представляющие действительные соотношения, должны давать близкие друг к другу значения S_0 и что эти значения должны быть также близки к действительной величине S_0. Относительно этой величины также могут быть высказаны некоторые предположения.

Очевидно, что величина, вычисляемой по формулам дневного хода метеорологической солнечной постоянной не может быть больше подозонной интенсивности $S_{по}$, равной 1,93 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\times$ $\times$ *мин*$^{-1}$ (при $m=1$). Можно думать, что эта величина не должна значительно отличаться от указанной Георги величины $S_0=$ $=1{,}80$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$. Действительно, согласно данным табл. 3, интенсивность подозонной радиации в пределах предложенного Георги спектрального промежутка 0,346—2,4 *мк* составляет 1,81 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$. Оставшаяся вне этих пределов коротковолновая ($\lambda<0{,}35$ *мк*) радиация настолько сильно рассеивается атмосферой, что до уровня моря даже при идеальной прозрачности атмосферы доходит только очень незначительное ее количество, составляющее при $m=1$ немногим более 1% интегрального потока, а при $m=3$ — менее 0,5%. В реальной атмосфере эта доля еще меньше вследствие дополнительного рассеяния и поглощения крупными частицами атмосферного аэрозоля. Радиация с длиной волны $\lambda>2{,}4$ *мк* очень сильно поглощается водяным паром атмосферы в полосах 2,5—3,5 и 5—8 *мк*, так что на уровне моря радиация этой области спектра также составляет около 1% интегрального потока. Таким образом, общая интенсивность радиации (за пределами 0,35—2,4 *мк*) лежит в пределах точности измерений и расчетов и вряд ли может оказать заметное влияние на результаты расчета.

Для проверки этих предположений по формулам, перечисленным в § 20, и по величинам интенсивности табл. 18 были вычислены значения метеорологической солнечной постоянной для различных условий прозрачности реальной атмосферы, а также для идеальной атмосферы по данным табл. 3.

Величины S_0 вычислялись по значениям интенсивности радиации S_m, измеренной при m, равном 1,5 и 3 (для формул с двумя параметрами). В расчетах по формулам, содержащим три параметра, использовалось третье значение интенсивности при $m=2$. Таким образом, для всех формул S_0 вычисляли по данным, соответствующим одному и тому же промежутку измерения. Вести расчет по величинам S_0, измеренным при $m>3$, нецелесообразно, так как при дальнейшем увеличении m спектр радиации, доходящей до уровня моря, все более укорачивается как со стороны коротких, так и со стороны длинных волн, что не может не отразиться на вычисляемой величине S_0. Так как эта величина особенно необходима для экстраполяции дневного хода радиации при больших высотах солнца, то для ее вычисления целесообразно использовать наблюдения при возможно меньшем числе оптических масс.

Результаты вычислений метеорологической солнечной постоянной представлены в табл. 20.

Таблица 20

Величины метеорологической солнечной постоянной (*кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$), вычисленные по различным формулам

Прозрачность атмосферы	S при $m=1{,}5$ (табл. 18)	По формуле							
		Бугера (1.4)	Форбса-Радо (6.1)	Крова (6.2)	Бемпорада (6.3)	Кастрова (6.4)	Гульницкого (6.13)	Сивкова (6.14)	Мюрка (6.15)
Низкая . . .	1,00	1,53	2,00	—	—	2,14	2,00	2,53	2,40
Пониженная	1,10	1,56	1,86	2,29	4,82	1,89	1,86	2,09	2,20
Нормальная	1,22	1,61	1,76	2,25	2,48	1,80	1,73	1,78	1,85
Повышенная	1,33	1,67	1,75	1,79	1,97	1,79	1,75	1,78	1,83
Высокая . . .	1,43	1,73	—	—	1,64	1,81	1,67	1,68	1,62
Идеальная . .	1,68	1,87	1,98	—	—	1,89			

Данные таблицы на первый взгляд не подтверждают целесообразности введения понятия о метеорологической солнечной постоянной. Значения S_0 меняются в широких пределах в зависимости прежде всего от примененной для расчета формулы. Расчеты по одной и той же формуле приводят к различным величинам S_0 в зависимости от степени прозрачности атмосферы. Установить какую-либо определенную величину метеорологической солнечной постоянной трудно.

Однако, если более внимательно рассмотреть данные таблицы, можно подметить некоторые особенности, позволяющие говорить о существовании такой величины.

Прежде всего необходимо отметить, что пять из восьми исследуемых формул дают близкие значения S_0 в очень широком диапазоне изменений прозрачности. Такими формулами являются (6.3), (6.13) — (6.15), а из более старых — формула Форбса — Радо. При нормальной и повышенной прозрачности (т. е. в 77% общего числа случаев, представленных в табл. 18) по этим пяти формулам получается средняя величина $S_0 = 1{,}78$ *кал* · *см*$^{-2}$ $\times$ $\times$ *мин*$^{-1}$ — величина очень близкая к указанной Георги и, по-видимому, близкая к действительной. При пониженной прозрачности атмосферы величины S_0 возрастают, превосходя по некоторым формулам даже величину астрономической солнечной постоянной. Исключение составляет формула Бугера, для которой S_0 с понижением прозрачности уменьшается.

Для оценки расхождений между величинами S_0 и объяснения причин возрастания S_0 при пониженной прозрачности атмосферы следует выяснить вопросы о возможных ошибках при определении величины S_0.

Так, величина S_0 определяется по формуле Кастрова из уравнения

$$S_0 = \frac{S_{m=1,5} S_{m=3}}{2S_{m=3} - S_{m=1,5}}. \qquad (6.17)$$

Дифференцирование обеих частей уравнения по $S_{m=1,5}$ и $S_{m=3}$ дает:

$$\frac{dS_0}{dS_{m=1,5}} = \frac{2}{\left(2 - \frac{S_{m=1,5}}{S_{m=3}}\right)} \quad \text{и} \quad \frac{dS_0}{dS_{m=3}} = -\frac{1}{\left(\frac{2S_{m=3}}{S_{m=1,5}} - 1\right)}.$$

После подстановки в эти формулы значений $S_{m=1,5}$ и $S_{m=3}$, взятых из табл. 18, получается:

при повышенной прозрачности атмосферы

$$dS_0 \approx 3{,}5\, dS_{m=1,5} \approx -3\, dS_{m=3}, \qquad (6.18)$$

при нормальной прозрачности атмосферы

$$dS_0 \approx 4\, dS_{m=1,5} \approx -4\, dS_{m=3}, \qquad (6.19)$$

при пониженной прозрачности атмосферы

$$dS_0 \approx 6\, dS_{m=1,5} \approx -6\, dS_{m=3}. \qquad (6.20)$$

Эти соотношения показывают, как меняется вычисляемая величина S_0 при изменении исходных интенсивностей. Изменение интенсивности радиации при $m=1{,}5$ вызывает изменение S_0 в ту же сторону, при $m=3$ — в противоположную сторону. Коэффициент пропорциональности между dS_m *и* dS_0 по абсолютной величине во всех случаях больше единицы и возрастает с уменьшением прозрачности атмосферы. При средних условиях прозрачности изменение вычисленной величины солнечной постоянной получается в 4 раза больше, чем изменение одной исходной величины $S_{m=1,5}$ или $S_{m=3}$. При одинаковом изменении обеих исходных интенсивностей в одном направлении (равносильном изменению прозрачности атмосферы) влияние их на величину S_0 почти компенсируются, и S_0 остается без существенных изменений. Это обстоятельство объясняет постоянство значений S_0, полученных при высокой и нормальной прозрачности атмосферы.

Иначе получается при больших изменениях прозрачности в сторону ее ухудшения, когда S_0 резко возрастает. Можно думать, что причина этого возрастания заключается в следующем: при очень пониженной прозрачности атмосферы в слое от $m=1{,}5$ до $m=3$ в некоторых участках спектра радиация ослабляется настолько сильно, что при $m=3$ ее доля в интегральном потоке радиации получается очень незначительной. Так может получаться на крайнем ультрафиолетовом конце спектра вследствие повышенного рассеяния аэрозолем, а также в полосах поглощения водяного пара вследствие интенсивного поглощения. В результате интегральная интенсивность радиации при $m=3$ понижается больше, чем это должно было бы иметь место при одинаковом спектральном составе радиации для m, равного 1,5 и 3. Как было показано выше, понижение интенсивности при $m=3$ должно приводить к кажущемуся увеличению солнечной постоянной S_0, что и наблюдается в действительности.

Такое объяснение подтверждается тем, что при пониженной прозрачности коэффициент c из формулы Кастрова, рассчитанный по значению $S_0=1{,}80$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин.*$^{-1}$, систематически возрастает с увеличением m. В частности, с изменением m от 1,5 до 3 величина c возрастает от 0,424 до 0,441, тогда как при нормальной и повышенной прозрачности атмосферы величины c для этих значений m получаются почти одинаковыми (табл. 22).

Формулы (6.18) — (6.20) показывают также, что для вычисления величин S_0 с точностью до сотых долей калории, исходные значения S_m должны быть определены с точностью до тысячных долей. Это значит, что для вычисления солнечной постоянной могут быть использованы только величины S_m, осредненные из большого числа рядов наблюдений. При вычислении S_0 по немногим рядам, а тем более по одному ряду, ошибки возрастают и вычисленные величины могут дать очень грубое приближение к действительным.

Эти выводы объясняют огромные расхождения в величинах S_0, которые получались ранее при вычислении этих величин по результатам актинометрических наблюдений. Как раз те формулы, по которым наиболее часто производились вычисления,— формулы Бугера, Крова и Бемпорада — оказываются совершенно непригодными для этой цели. Первая из них завышает величины радиации с увеличением m и, следовательно, занимает величины S_0. Только при высокой прозрачности атмосферы они приближаются к величине, указанной Георги. По данным измерений американских высокогорных станций, формула дает $S_0=1{,}76$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Исходя из этого, Георги считает, что применять формулы Бугера для вычисления солнечной постоянной в условиях высокой прозрачности атмосферы допустимо. При средних условиях прозрачности величины S_0 получаются сильно заниженными.

Интересно отметить, что в 1920 г. Н. Н. Калитин [19], применив формулу Бугера к результатам 325 рядов измерений радиации в Павловске, получил среднее значение $S_0 = 1{,}59$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ (приведенное к МПШ). При вычислениях он принимал $m_1 = 2$ и $m_2 = 3$. По данным табл. 18 и формуле (6.17) при тех же значениях m_1 и m_2 и нормальной прозрачности атмосферы получается $S_0 = 1{,}57$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Такое сходство результатов свидетельствует о значительной устойчивости величин S_0, вычисляемых по формуле Бугера при средних условиях прозрачности атмосферы.

Формулы Крова и Бемпорада уже при нормальной прозрачности атмосферы дают значения S_0, превышающие величину астрономической солнечной постоянной. Величины солнечной постоянной около 2,2—2,5 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$, полученные в XIX и начале XX столетия, объясняются в основном применением этих формул.

Совершенно очевидно, что вычисление солнечной постоянной по формулам, непригодным для экстраполяции к $m = 0$, при недостаточном числе измерений, производившихся к тому же при различных условиях прозрачности атмосферы, могло давать и давало в действительности только случайные и несравнимые между собой величины S_0. Случайным следует считать и близкий к величине метеорологической солнечной постоянной результат первого ее «определения», полученный Пуйе по очень неточным измерениям интенсивности радиации его пиргелиометром. По-видимому, в данном случае систематические ошибки измерения и расчета, имеющие различные знаки, почти полностью компенсировались, так что окончательный результат оказался близким к действительности. Этого нельзя сказать о последующих вычислениях солнечной постоянной; противоречивость полученных результатов дала основание Перитеру назвать «варварским» метод ее определения по изменению интегральной интенсивности солнечной радиации. Однако этот метод может быть существенно улучшен путем применения экстраполяционных формул, правильно учитывающих действительные закономерности изменения интенсивности радиации в зависимости от числа оптических масс атмосферы, проходимых солнечным лучом. К числу таких формул могут быть отнесены формулы, дающие близкие величины солнечной постоянной хотя бы при нормальной и повышенной прозрачности атмосферы.

Из этих формул только формула Кастрова имеет физическое обоснование, приведенное выше. Формула Форбса—Радо также обоснована, хотя и элементарными, но качественно правильными соображениями. Интересно отметить, что формула Форбса — Радо дает почти такие же значения S_0, как и формула (6.13), основанная на предположении о существовании параболической зависимости между величинами $\lg S_m$ и m. Что же касается формул (6.14) и (6.15), то они все получены путем обобщения большого числа измерений с целью исключить влияние эффекта Форбса на величину входящих в них характеристик прозрачности. Поэтому вполне понятно, что эти формулы в качестве экстраполяционных оказываются более пригодными, и полученные по ним величины S_0 оказываются близкими.

Обобщая результаты произведенного исследования, можно считать, что величина метеорологической солнечной постоянной составляет 1,80 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$, как и предлагал Георги. Применение этой величины вместо астрономической солнечной постоянной следует признать целесообразным для вычисления дневного хода интенсивности радиации, так как в этом случае уменьшается влияние эффекта Форбса и рассчитанный по постоянному значению характеристики прозрачности суточный ход интенсивности получается более близким к действительному. Для вычисления же характеристик прозрачности необходимо пользоваться величиной астрономической солнечной постоянной.

В заключение следует упомянуть, что против применения метеорологической солнечной постоянной В. Шюппом [92] были выдвинуты возражения, которые сводятся к следующему:

1) метеорологическая солнечная постоянная в спектральных границах, предложенных Георги, не учитывает биологически активную ультрафиолетовую радиацию с длинами волн $\lambda < 0{,}346$ *мк*, в частности эритемную радиацию ($\lambda < 0{,}32$ *мк*); не учитывается также длинноволновая радиация с $\lambda > 2{,}4$ *мк*, имеющая значение в тепловом балансе тропосферы;

2) спектральные границы 0,346—2,4 *мк* не связаны с какими-либо особенностями радиационных потоков или свойствами атмосферы и определяются только пропускательной способностью призм смитсонианского спектроболографа.

Первое из этих возражений справедливо в принципе, но не имеет существенного значения при измерениях или расчетах интегрального потока радиации. Как показывают данные табл. 3, коротковолновая радиация с $\lambda < 0{,}346$ *мк* даже в идеальной атмосфере при $h=90°$ составляет всего лишь около 0,02 *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\times$ $\times$ *мин*$^{-1}$ или немногим более 1% интегрального потока, а длинноволновая с $\lambda > 2{,}4$ *мк* — менее 4% интегрального потока. В реальной атмосфере при обычных состояниях ее прозрачности доходящая до земной поверхности энергия на этих концах спектра очень мала и лежит в пределах ошибок измерения.

Второе возражение опровергается хорошим совпадением вычисленных по формулам (6.1), (6.4), (6.13)—(6.15) величин S_0 с принятой Георги величиной метеорологической солнечной постоянной. Таким образом, выбор этих границ следует признать удачным.

§ 22. Результаты исследования эмпирических и полуэмпирических формул

Вычисленные по исследуемым формулам величины метеорологической солнечной постоянной характеризуют также применимость каждой формулы как интерполяционной или экстраполяционной для вычисления интегральной интенсивности радиации при тех высотах солнца, для которых отсутствуют данные непосредственных измерений.

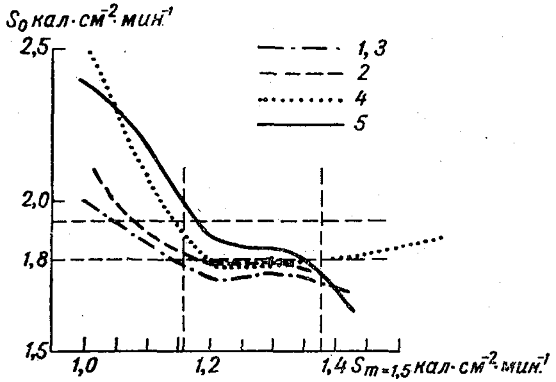

Рис. 28. Метеорологическая солнечная постоянная при различных условиях прозрачности.

1 — по формуле Форбса—Радо, *2* — Кастрова, *3* — Гульницкого, *4* — Сивкова, *5* — Мюрка.

О непригодности для этой цели формулы Бугера говорилось ранее. Очевидно, столь же непригодны и формулы Крова и Бемпорада, сильно завышающие значения S при больших высотах солнца.

О применимости остальных пяти формул дает наглядное представление график (рис. 28), построенный по данным табл. 20. По горизонтальной оси этого графика отложены величины интенсивности радиации при $m=1{,}5$ (табл. 18), характеризующие степень прозрачности атмосферы. По вертикальной оси — величины S_0. Через точки, соответствующие значениям S_0 табл. 20, проведено пять кривых (кривые *1* и *3* совпадают), каждая из которых характеризует изменение величин S_0, вычисленных по одной из формул (6.1), (6.4), (6.13)—(6.15) в зависимости от прозрачности атмосферы. На графике проведены пунктирные горизонтальные линии, которыми отмечено предельное значение $S_0=S_{по}=1{,}93$ *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$ и значение метеорологической солнечной постоянной Георги $S_0=1{,}80$ *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$. Вертикальными пунктирными линиями отмечена область значений S_m от

1,16 до 1,38 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$ при $m=1,5$. Этому промежутку соответствует состояние нормальной и повышенной прозрачности атмосферы. Ход кривых в нем представляет особенный интерес, так как 77% общего числа измерений табл. 18 относятся к этой области.

Все пять кривых графика в области, ограниченной вертикальными пунктирными линиями, располагаются довольно узким пучком вблизи пунктирной линии $S_0=1,80$ $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. Отсюда следует, что при нормальной и повышенной прозрачности атмосферы значения интенсивности радиации, интерполируемые или экстраполируемые по этим формулам, должны получаться очень близкими. Небольшие расхождения в величине солнечной постоянной имеют тем меньшее значение, что при вычислении интенсивности радиации для $m \geqslant 1$ ошибка результата должна быть в несколько раз меньше ошибки определения S_0, как это следует из формул (6.18)—(6.20).

В подтверждение этого заключения можно привести результаты вычисления интенсивности радиации при $m=1$ ($h=90°$) по данным табл. 18 и формулам (6.1), (6.4), (6.13)—(6.15). При этом вычислении можно использовать для величины S_0 либо значение, определенное именно для данной формулы (вариант 1), либо одно общее значение $S_0=1,80$ $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$ (вариант 2).

Из сказанного выше следует, что расхождение вычисленных значений должно быть несущественным.

Так, например, для формулы Кастрова получены следующие величины интенсивности радиации ($кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$):

Вариант	Прозрачность атмосферы				
	высокая	повышенная	нормальная	пониженная	очень пониженная
1	1,539	1,453	1,367	1,279	1,215
2	1,537	1,454	1,367	1,264	1,175

Эти результаты можно считать практически совпадающими в случаях высокой, повышенной и нормальной прозрачности. Но для пониженной, и в особенности очень пониженной прозрачности расхождения становятся заметными. Это объясняется тем, что в подобных случаях наблюдениям соответствует значение метеорологической солнечной постоянной, превышающее 1,80 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$.

Вследствие практической равноценности расчетов по вариантам 1 и 2, расчет величин $S_{90°}$ по всем формулам сделан по варианту 2, т. е. по общему для всех формул значению S_0. Результаты расчета представлены в табл. 21. За исходное значение S принято значение при $m=1,5$.

Таблица 21

Интенсивность солнечной радиации ($кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$) **при** $m=1$ ($h=90°$)

Прозрачность атмосферы	$S_{m=1,5}$	Формулы (6.1)	(6.4)	(6.13)	(6.14)	(6.15)	Среднее
Высокая	1,43	—	1,54	1,53	1,53	1,52	1,53
Повышенная	1,33	1,44	1,45	1,45	1,45	1,45	1,45
Нормальная	1,22	1,38	1,37	1,35	1,36	1,37	1,37
Пониженная	1,10	1,28	1,28	1,29	1,30	1,29	1,29
Низкая	1,00	1,22	1,22	1,22	1,25	1,29	1,24
Среднее	1,22	—	1,37	1,37	1,38	1,38	1,38

Данные этой таблицы показывают, что вычисленные по разным формулам величины $S_{90°}$, как и можно было ожидать, очень близки друг к другу. Расхождения между ними при всех состояниях прозрачности, кроме низкой, можно считать лежащими в пределах ошибок их определения. Для расчетов дневного хода радиации все эти формулы можно считать практически равноценными.

Так как применение многих различных, хотя и равноценных, формул все же нежелательно, то представляется целесообразным выделить какую-либо одну из этих формул и рекомендовать ее для практического применения. Принимая во внимание не только точность формул, но и другие их существенные особенности, приходится отметить ряд преимуществ формулы Кастрова (6.4).

Во-первых, эта формула должна давать при пониженной и очень пониженной прозрачности лучшее приближение к действительности, чем формулы (6.14) и (6.15), о чем можно судить по меньшему отклонению величины S_0 от принятого значения метеорологической солнечной постоянной. Правда, по формулам (6.1) и (6.13) при низкой прозрачности отклонения от этого значения еще меньше, но при высокой прозрачности эти формулы уступают по точности формуле Кастрова.

Во-вторых, расчеты по формуле Кастрова более просты, чем по другим формулам, и занимают значительно меньше времени.

Наконец, формула Кастрова не содержит показательных функций, вследствие чего суммы радиации с помощью этой формулы выражаются интегрируемыми функциями, что позволяет выразить аналитически суммы радиации в зависимости от широты, склонения солнца и характеристики прозрачности атмосферы.

Чтобы формула Кастрова наиболее хорошо удовлетворяла результатам наблюдений, входящая в нее характеристика прозрачности — коэффициент c — должна быть свободна от влияния эффекта Форбса. Но влияние этого эффекта на величину c зависит от принятого значения солнечной постоянной S_0, как это следует из определяющего c соотношения $c = \frac{S_0 - S_m}{mS_m}$. Производя вычисления величины c по данным табл. 18 для различных значений m и S_0, можно определить непосредственно, при каком значении солнечной постоянной величина c наименее подвержена влиянию эффекта Форбса. Основываясь на высказанных ранее соображениях, можно ожидать, что это значение S_0 должно быть близко к 1,80 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Это предположение подтверждается данными табл. 22. Включенные в таблицу значения c при $m=1$ вычислены по значениям интенсивности S_{90°, взятым из табл. 21.

Таблица 22

Коэффициенты c формулы Кастрова при различном числе оптических масс и различных значениях солнечной постоянной

S_0 кал·см$^{-2}$·мин$^{-1}$	Число оптических масс							$c_8 - c_1$
	1	1,5	2	3	4	5	8	
Высокая прозрачность ($m=1,5$, $S=1,43$ кал·см$^{-2}$·мин$^{-1}$)								
1,70	0,104	0,126	0,130	0,143	0,147	0,154	0,159	0,055
1,80	0,169	0,171	0,167	0,173	0,172	0,176	0,176	0,009
1,90	0,234	0,219	0,204	0,199	0,194	0,196	0,193	0,041
2,00	0,299	0,266	0,241	0,227	0,217	0,217	0,209	0,090
Нормальная прозрачность ($m=1,5$, $S=1,22$ кал·см$^{-2}$·мин$^{-1}$)								
1,70	0,241	0,262	0,271	0,281	0,287	0,299	0,327	0,086
1,80	0,314	0,317	0,316	0,313	0,313	0,328	0,354	0,041
1,90	0,387	0,372	0,361	0,353	0,351	0,357	0,380	0,036
2,00	0,460	0,426	0,407	0,389	0,382	0,387	0,407	0,078
Пониженная прозрачность ($m=1,5$, $S=1,10$ кал·см$^{-2}$·мин$^{-1}$)								
1,70	0,328	0,364	0,385	0,398	0,407	0,440	0,500	0,172
1,80	0,406	0,424	0,438	0,441	0,446	0,477	0,537	0,131
1,90	0,484	0,485	0,490	0,484	0,484	0,515	0,574	0,090
2,00	0,563	0,545	0,542	0,527	0,523	0,553	0,610	0,087

Для характеристики изменения величины c в последнем столбце таблицы указана амплитуда этого изменения. Данные таблицы подтверждают заключения, сделанные при анализе результатов вычисления S_0. В условиях высокой и нормальной прозрачности атмосферы при изменении m от 1 до 5 коэффициент c меньше всего меняется при величине $S_0 = 1{,}80$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Эти изменения особенно незначительны в промежутке от $m=1$ до $m=3$, т. е. при высотах солнца, превышающих 20°. Таким образом, вычисления по формуле Кастрова с постоянной $S_0 = 1{,}80$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ позволяют получить значения S при больших высотах солнца с достаточно высокой точностью. При пониженной прозрачности атмосферы амплитуды изменений c при всех значениях S сильно увеличиваются и наименьшая амплитуда отмечается уже при величине $S_0=1{,}90$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$. При этих условиях формула Кастрова становится уже менее точной. Это обстоятельство принято во внимание в дальнейшем при расчете нормального хода интенсивности радиации (§ 24).

Эффект Форбса заметно сказывается на величине c при малых высотах солнца даже при нормальной прозрачности и особенно при пониженной. Вследствие этого расчет интенсивности при высотах $h < 15°$ по величинам c, вычисленным для $m=1{,}5$ или $m=2$, дает заниженные величины. Для получения более близких к действительности величин расчет в этом случае целесообразно заменить интерполяцией по данным непосредственных измерений, как это делается далее.

§ 23. Закономерности дневного хода интенсивности рассеянной и суммарной радиации

Исследование результатов измерений позволяет установить количественные связи рассеянной радиации с определяющими ее факторами — высотой солнца, прозрачностью атмосферы и отражательной способностью земной поверхности. Так как интенсивность прямой радиации также определяется высотой солнца и прозрачностью атмосферы, то между характеристиками прямой и рассеянной радиации должны существовать определенные количественные соотношения, которые могут быть использованы для расчета. В отличие от очень сложных теоретических методов, расчет характеристик рассеянной радиации с использованием эмпирических и полуэмпирических закономерностей получается очень простым. Оказывается, однако, что и такие упрощенные методы расчета могут дать вполне удовлетворительные по точности результаты. Установить эмпирические закономерности удалось только после того, как методы измерений рассеянной радиации достигли необходимой степени точности, т. е. во второй половине 30-х годов нашего столетия. В это время и начали появляться первые исследования в этом направлении.

Так, Г. Рейц [89] показал, что дневной ход интенсивности рассеянной радиации по наблюдениям во Франкфурте-на-Майне и в Таунусской обсерватории удовлетворительно представляется формулой Берлаге (см. § 13) вида

$$D = B(S_0 - S_h) \cdot \sin h, \tag{6.21}$$

если величина $B \approx 1/3$ (в отличие от идеальной атмосферы, для которой $B = 1/2$).

В. Г. Кастров [27] нашел, что зависимость интенсивности рассеянной радиации от числа оптических масс (по наблюдениям

1936 г. в Саратове в ясные дни при отсутствии мглы) соответствует формуле

$$-\lg D = 0{,}77 + 0{,}53 \lg m \tag{6.22}$$

или

$$D = Am^{-b}, \tag{6.23}$$

в которой для Саратова $A=0{,}170$, а $b=0{,}53$, при $m=1$ $D=A$. Таким образом, в этой формуле A означает интенсивность рассеянной радиации при $m=1$, т. е. при высоте солнца $h=90°$ (на уровне моря).

М. С. Чумаковой по материалам регистрации рассеянной радиации в Карадаге была обнаружена прямая пропорциональность между интенсивностью радиации D и величиной $\sqrt{m}$, т. е. зависимость вида (6.23) при величине $b=0{,}5$

$$D = A\sqrt{\sin h}\,. \tag{6.24}$$

Величина A является функцией прозрачности атмосферы и, как и в предыдущей формуле, означает интенсивность D при $h=90°$.

М. С. Аверкиев [4] показал применимость формул (6.21), (6.23) и (6.24) на более обширном наблюдательном материале и представил в табличной форме зависимость коэффициентов A и B от коэффициента прозрачности атмосферы p_2 при $m=2$.

Связь между формулами вида (6.21) и (6.23) была установлена Л. Г. Махоткиным [32]. Подставляя в формулу Берлаге $S=S_0-k\sqrt{m}$, согласно полученному им ранее [31] приближенному соотношению, он пришел к формуле

$$D = Bk\sqrt{m}\,\sin h = Bk\sqrt{\sin h} \tag{6.25}$$

и таким образом показал, что формулы (6.23) и (6.24) являются вариантами формулы (6.21).

Для дальнейшего изложения особенный интерес представляет еще один вариант формулы Берлаге, устанавливающей связь между потоками рассеянной радиации и прямой радиации на перпендикулярную поверхность. Этот вариант формулы получается путем подстановки в формулу Берлаге величины S, определяемой формулой Кастрова, и величины $\sin h = \frac{1}{m}$

$$D = B\left(S_0 - \frac{S_0}{1+cm}\right)\cdot\frac{1}{m} = Bc\,\frac{S_0}{1+cm} = BcS. \tag{6.26}$$

Это соотношение также установлено Л. Г. Махоткиным. Полученная формула (6.26) утверждает существование прямой пропорциональности между интенсивностью рассеянной радиации D и величиной произведения cS. При неизменном c величина D прямо пропорциональна интенсивности прямой радиации на перпендикулярную поверхность. Если же прозрачность атмосферы меняется, то при изменении c в какую-либо сторону величина S меняется в противоположную сторону. Так как при этом преобладающее значение имеет изменение величины c, то величина D увеличивается с увеличением c, т. е. с уменьшением прозрачности атмосферы.

Таким образом, из формул Берлаге и Кастрова следует, что существует прямая пропорциональность между интенсивностями D и S. Коэффициенты B и c зависят от состояния прозрачности атмосферы.

Как было показано ранее, формула Кастрова вполне удовлетворительно представляет соотношение между величинами S и m в реальной атмосфере. Что же касается формулы Берлаге, то она не учитывает рассеяние радиации аэрозольными частицами и отражение ее земной поверхностью. Не принимается во внимание также и радиация, поглощенная в атмосфере. Первые два фактора должны вызывать увеличение рассеянной радиации в реальной атмосфере по сравнению с атмосферой идеальной. Третий фактор действует в противоположном направлении. Можно думать, что совместное влияние этих факторов должно отразиться главным образом на величине коэффициента B, не затрагивая остальных членов формулы Берлаге. Но это предположение должно быть проверено на возможно более обширном материале наблюдений.

К сожалению, для рассеянной радиации еще не имеется данных о зависимости интенсивности радиации от высоты солнца и прозрачности атмосферы, обобщенных по столь большому числу измерений в разных пунктах, как это было сделано для прямой радиации. Для проверки формул рассеянной радиации можно использовать только обобщенные М. С. Аверкиевым [4] результаты измерений рассеянной радиации. Для этой цели им использованы данные Н. Н. Калитина [23] для Павловска, Г. Рейца [89] для Франкфурта-на-Майне и Таунусской обсерватории, В. Г. Кастрова [27] для Саратова и некоторые данные для Москвы. Результаты обобщения сведены в таблицу и систематизированы по величине коэффициента прозрачности p_2, вычисленного по значению солнечной постоянной $S_0 = 1{,}88$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Эти результаты в несколько переработанной форме, более удобной для сопоставления с величинами S, представлены в табл. 23.

Переработка таблицы Аверкиева произведена так, чтобы ее данные соответствовали тем же значениям высоты солнца и характеристик прозрачности, какие используются далее в таблицах для представления нормальных дневных ходов интенсивности прямой радиации. С этой целью по величинам p_2 в таблице Аверкиева были вычислены значения интенсивности прямой радиации S при $m=2$ и интерполированы величины D для значений S, принятых для характеристики условий прозрачности в таблицах

Таблица 23

Интенсивность рассеянной радиации в зависимости от высоты солнца и прозрачности атмосферы, *кал · см$^{-2}$ · мин$^{-1}$*

Прозрачность атмосферы	$S_m=2$	Высота солнца, *град*									
		10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
Низкая . . .	0,84	0,10	0,12	0,15	0,17	0,19	0,21	0,23	0,24	0,25	0,26
Пониженная	0,96	0,08	0,11	0,13	0,15	0,16	0,19	0,20	0,21	0,22	0,22
Нормальная	1,10	0,07	0,09	0,11	0,12	0,13	0,15	0,17	0,17	0,18	0,18
Повышенная	1,22	0,05	0,07	0,08	0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,14	0,14
Идеальная . .	1,62	0,04	0,05	0,06	0,07	0,07	0,08	0,08	0,08	0,09	0,09

нормального хода интенсивности. Данные табл. 23 дают возможность исследовать вопрос о применимости формулы Берлаге—Кастрова к условиям реальной атмосферы и о величине коэффициента B. Из этой формулы следует, что для каждого горизонтального ряда табл. 23 величина отношения D/S при всех значениях S должна оставаться постоянной, а для рядов с различной прозрачностью величина B должна либо также оставаться постоянной, либо зависеть только от величины коэффициента c формулы Кастрова.

Величины отношений D/S приводятся в табл. 24.

Таблица 24

Отношение интенсивностей рассеянной радиации и прямой радиации на перпендикулярную поверхность

Прозрачность атмосферы	$S_m=2$	Высота солнца, *град*									Величина c	
		10	15	20	30	40	50	60	75	среднее	при $S_0=1,80$	при $S_0=1,98$
Низкая . . .	0,84	0,26	0,22	0,22	0,22	0,21	0,21	0,21	0,22	0,22	0,571	0,679
Пониженная	0,96	0,16	0,16	0,16	0,17	0,18	0,17	0,17	0,18	0,17	0,437	0,531
Нормальная	1,10	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,13	0,13	0,13	0,12	0,333	0,400
Повышенная	1,22	0,07	0,08	0,08	0,09	0,09	0,09	0,10	0,10	0,09	0,238	0,311
Идеальная . .	1,62				0,04	0,05	0,05	0,05	0,05		0,056	0,111

Данные этой таблицы показывают, что величины отношений в каждом горизонтальном ряду таблицы, если не остаются вполне постоянными, то во всяком случае очень мало меняются с возрастанием высоты солнца от 10 до 75°. Учитывая точность, с которой измеряются значения D и S, можно принять для каждого ряда среднее значение D/S за постоянное. Это значение совпадает со значением, определенным при $h=30°$.

Соотношение между величинами отношения D/S и коэффициента c показано на рис. 29. Точки, определяющие на графике это соотношение, располагаются на прямой линии или очень близко от нее. На график нанесены две группы точек. Одна из них (прямая *1*) соответствует значениям коэффициента c, вычисленного по значениям $S_{30°}$ и метеорологической солнечной постоянной $S_0=1{,}80$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, вторая (прямая *2*) — по значениям $S_{30°}$ и астрономической солнечной постоянной $S_0=$ $=1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$. Как видно на графике, прямая, проведенная через точки первой группы, проходит через начало координат и свидетельствует о наличии прямой пропорциональности между величинами c и $\frac{D}{S}=Bc$. Отсюда следует постоянство величины коэффициента B в формуле Берлаге—Кастрова. Вычисленная по данным табл. 23 эта величина получается равной в среднем 0,38. При $c=0$ $\frac{D}{S}$ также равно нулю, что естественно, так как при абсолютной прозрачности атмосферы рассеянная радиация отсутствует. Отсюда следует, что в случае вычисления величин коэффициента c по метеорологической солнечной постоянной формула Берлаге может быть записана в форме

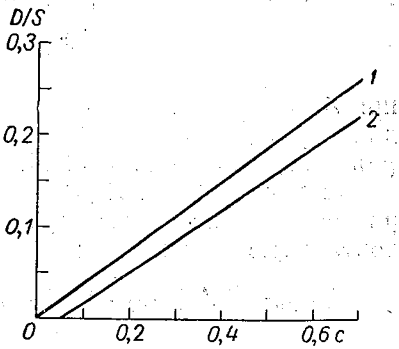

Рис. 29. Связь между величинами отношения D/S и коэффициента c формулы Кастрова.

$$D=0{,}38\,(1{,}80-S)\sin h, \qquad (6.27)$$

а формула Берлаге—Кастрова в форме

$$D=0{,}38cS. \qquad (6.28)$$

При вычислении коэффициентов c по астрономической солнечной постоянной прямая *2* не проходит через начало координат и соотношение между c и D/S уже не является прямой пропорциональностью, а выражается более сложной линейной функцией

$$\frac{D}{S}=0{,}35c-0{,}02. \qquad (6.29)$$

При вычислении величины D удобнее пользоваться более простой зависимостью (6.28). Таким образом, при расчетах интенсивности рассеянной радиации, как и при расчетах прямой, за величину солнечной постоянной лучше принимать не астрономическую, а метеорологическую постоянную.

Величины табл. 24 получены из наблюдений при отсутствии снежного покрова. Можно считать, что они соответствуют величине альбедо земной поверхности $A \approx 0{,}2$ (или 20%) и отражательной способности зеленого типа ландшафта. Необходимо установить, насколько они могут измениться при наличии снежного покрова ($A = 0{,}8$) и неизменных прочих условиях. Выяснению этого вопроса посвящена работа М. С. Аверкиева [7]. За основу принимается формула поправочного множителя для суммарной радиации, которая при отсутствии облачности имеет вид

$$k_Q = \frac{1}{1 - 0{,}2A}, \tag{6.30}$$

при $A = 0{,}20$ множитель $k_Q = 1{,}04$, при $A = 0{,}80$ $k_Q = 1{,}19$. Отсюда для перехода от $A = 0{,}20$ к $A = 0{,}80$ получается для суммарной радиации величина $k_Q = 1{,}14$.

Величину D при $A = 0{,}20$ и $A = 0{,}80$ можно определить как разность интенсивностей суммарной и прямой радиации на горизонтальную поверхность:

$$D_{0,20} = (S' + D) \cdot 1{,}04 - S' = S'\left[\left(1 + \frac{D}{S'}\right) \cdot 1{,}04 - 1\right];$$

$$D_{0,80} = (S' + D) \cdot 1{,}19 - S' = S'\left[\left(1 + \frac{D}{S'}\right) \cdot 1{,}19 - 1\right],$$

откуда переходный множитель от $D_{0,20}$ к $D_{0,80}$ получается равным

$$k_D = \frac{\left(1 + \frac{D}{S'}\right) \cdot 1{,}19 - 1}{\left(1 + \frac{D}{S'}\right) \cdot 1{,}04 - 1}. \tag{6.31}$$

Так как $\frac{D}{S'} = \frac{D}{S} \frac{1}{\sin h}$, переходный множитель k_D зависит от прозрачности атмосферы и высоты солнца. Эта зависимость представлена графически на рис. 30 для различных значений $\sin h$ и величин отношения D/S табл. 24. Как следует из этого графика, величина k_D может меняться в довольно широких пределах. Если принять во внимание, что снежный покров может наблюдаться при $h > 30°$ очень редко и только в течение короткого времени в конце весеннего снеготаяния и что прозрачность воздуха при наличии снежного покрова обычно бывает повышенной, то пределы изменения величины k_D суживаются приблизительно от 1,25 до 1,70.

Таким образом, определить множитель для перехода к условиям снежного покрова очень просто для потока суммарной радиации, но довольно сложно для радиации рассеянной.

Из формул для расчета прямой радиации на горизонтальную поверхность и рассеянной радиации очень легко получается формула для расчета суммарной радиации

$$Q = S' + D = S \sin h + 0{,}38cS. \tag{6.32}$$

Так как $c = \frac{S_0 - S}{S} \sin h$, а для расчетов интенсивности радиации можно принять $S_0 = 1{,}80$ *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$, то интенсив-

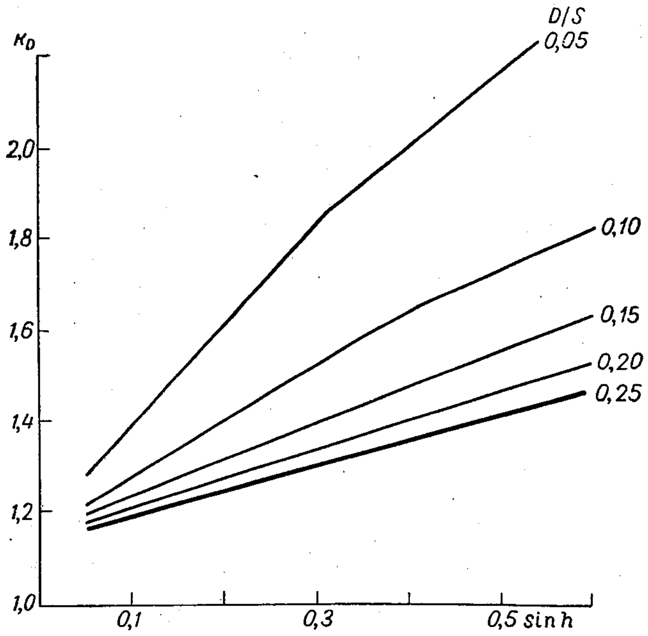

Рис. 30. График для определения множителя k_D для перехода от $D_{0,2}$ к $D_{0,8}$.

ность суммарной радиации может быть выражена через интенсивность прямой и более простой формулой

$$Q = (0{,}62S + 0{,}68) \sin h. \tag{6.33}$$

Величина Q может быть представлена и формулой другого вида, сходной с формулой Кастрова,

$$Q = \frac{S_0 \sin h}{1 + cm} + \frac{0{,}38cS_0}{1 + cm} = \frac{S_0 \sin h}{1 + cm}\left(1 + \frac{0{,}38c}{\sin h}\right), \tag{6.34}$$

т. е. интенсивность суммарной радиации равна произведению интенсивности прямой радиации на горизонтальную поверхность на множитель, больший единицы. Величина этого множителя зависит от прозрачности атмосферы и высоты солнца.

М. Е. Берлянд [12], исходя из теоретических соображений, получил аналогичную формулу

$$Q = \frac{S_0 \sin h}{1 + \varepsilon_1 \tau_0 m}, \qquad (6.35)$$

где ε_1 — коэффициент, характеризующий асимметрию индикатриссы рассеяния, а τ_0 — оптическая плотность.

Та же зависимость была получена К. Я. Кондратьевым и Г. П. Волковой [29] и Л. Г. Махоткиным. Так как при средних условиях прозрачности по В. В. Соболеву $\varepsilon_1 \approx 0{,}3$, а $\tau_0 = 0{,}3$, то коэффициент $f = \varepsilon_1 \tau_0$ имеет порядок 10^{-1}, т. е. его величина значительно меньше коэффициента c формулы Кастрова. Знаменатель формулы (6.35) соответственно меньше, чем у формулы (6.34). Очевидно, уменьшение знаменателя равнозначно умножению дроби на величину, большую единицы, что свидетельствует об эквивалентности формул (6.34) и (6.35). Л. Г. Махоткиным показано также, что расчеты по формуле (6.35) совпадают с расчетами по формулам Гордова и Соболева.

Влияние альбедо земной поверхности на интенсивность суммарной радиации, по В. В. Соболеву, может быть учтено поправочным множителем k_Q, величина которого определяется формулой

$$k_Q = \frac{4 + (3 - x_1)\,\tau_0}{4 + (3 - x_1)\,(1 - A)\,\tau_0}. \qquad (6.36)$$

Для средних условий прозрачности $x_1 \approx 0{,}6$, $\tau_0 = 0{,}3$. Тогда для $A = 0{,}20$ $k_Q = 1{,}03$ и для $A = 0{,}80$ $k_Q = 1{,}14$.

Множитель для перехода от $A = 0{,}20$ к $A = 0{,}80$ получается равным отношению $\frac{1{,}14}{1{,}03} = 1{,}11$. Это значение на 3% меньше значения 1,14, полученного по формуле (6.30). Такое расхождение в величинах поправочного множителя можно признать допустимым.

§ 24. Нормальный дневной ход интенсивности прямой, рассеянной и суммарной радиации

После установления преимуществ формулы Кастрова как экстраполяционной для вычисления интенсивности прямой радиации, становится возможным продолжить табл. 18 для высот солнца, превышающих 42°. Для этой цели были вычислены значения S для высот солнца 50, 60, 75 и 90° (m, равного 1,30; 1,15; 1,04 и 1,00). Сначала по интенсивности радиации при $m = 1{,}5$ вычислялась величина c, которая и подставлялась в формулу Кастрова для вычисления S_m. Величина S_0 принималась равной 1,80 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$. Для высот солнца, меньших 30°, величины интенсивности определялись интерполяцией между величинами табл. 18 для данного ряда. При этом принято во внимание, что в случаях низкой и очень низкой прозрачности атмосферы формула Кастрова с $S_0=1{,}80$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ дает заниженные величины. В таблицу добавлен ряд интенсивностей радиации при идеальной прозрачности атмосферы, взятый из табл. 3.

Следует отметить, что величины $S_{90°}$, указанные в табл. 21, на 0,03—0,04 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ меньше величин, приводимых в работе [48] и монографии К. Я. Кондратьева. Мнение о том, что последние величины завышены, было высказано Х. Мюрком [39] в результате применения к таблице значений S_m предложенного им критерия рациональности характеристик прозрачности. Это заключение следует признать справедливым. Величины $S_{90°}$ в работе [48] оказались завышенными вследствие экстраполяции величин S_m к значению астрономической солнечной постоянной, которое было принято равным 1,88 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ в единицах шкалы Онгстрема. Величины, указанные в табл. 21, следует считать более близкими к действительности. Они почти совпадают с величинами, указанными в таблице М. С. Аверкиева [2].

Результаты вычисления величин S для высот солнца от 7 до 90° приводятся в табл. 25. Полученные ряды интенсивностей характеризуют изменение радиации в зависимости только от высоты солнца при неизменной прозрачности атмосферы. Они представляют дневной ход интенсивности, который в дальнейшем для краткости будет называться нормальным дневным ходом. Для промежуточных значений высот солнца и состояний прозрачности величины S определяются интерполяцией.

В табл. 25 помещены также величины интенсивности радиации, падающей на горизонтальную поверхность. Эти величины получены путем умножения величин S для перпендикулярной поверхности на соответствующее значение синуса высоты солнца.

На рис. 31 по данным табл. 25 изображены кривые нормального дневного хода для средней, наиболее высокой и наиболее низкой прозрачности атмосферы. Ограниченная кривыми *1* и *3* полоса представляет область возможных изменений интенсивности прямой радиации, которые могут наблюдаться в реальной атмосфере. Кривая *2*, соответствующая среднему нормальному состоянию прозрачности, проходит не по середине этой области, а значительно ближе к кривой *1*. Объясняется это тем, что за нормальное состояние прозрачности (см. табл. 18) было принято не среднее из возможных, а наиболее часто наблюдаемое. Отклонения от этого состояния при ухудшении условий прозрачности могут быть более значительными, чем отклонения, которые могут получаться при оптимально высокой прозрачности реальной атмосферы. Предельные относительные отклонения интенсивности радиации составляют при высотах солнца 30—50° от +20 до —30%. Эти отклонения увеличиваются при $h < 30°$ и уменьшаются при $h > 50°$.

Таблица 25

Нормальный дневной ход интенсивности прямой солнечной радиации при различных условиях прозрачности атмосферы, *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$

$S_{m=1{,}5}$	Высота солнца, *град*										
	7	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
	На перпендикулярную поверхность										
0,85	0,17	0,26	0,41	0,54	0,63	0,70	0,83	0,94	1,00	1,04	1,06
1,00	0,25	0,38	0,55	0,67	0,76	0,84	0,98	1,08	1,13	1,16	1,17
1,10	0,35	0,49	0,67	0,79	0,88	0,96	1,08	1,16	1,21	1,25	1,27
1,22	0,48	0,63	0,81	0,93	1,02	1,10	1,21	1,27	1,32	1,35	1,37
1,33	0,61	0,76	0,93	1,06	1,15	1,22	1,32	1,37	1,42	1,44	1,46
1,43	0,77	0,90	1,08	1,20	1,29	1,35	1,42	1,47	1,51	1,53	1,54
1,68	1,21	1,33	1,45	1,52	1,58	1,62	1,67	1,71	1,73	1,74	1,75
	На горизонтальную поверхность										
0,85	0,02	0,05	0,10	0,18	0,27	0,35	0,53	0,72	0,87	1,00	1,06
1,00	0,03	0,07	0,14	0,23	0,32	0,42	0,63	0,83	0,98	1,12	1,17
1,10	0,04	0,09	0,17	0,27	0,37	0,48	0,69	0,89	1,05	1,21	1,27
1,22	0,06	0,11	0,21	0,32	0,43	0,55	0,78	0,97	1,14	1,30	1,37
1,33	0,07	0,13	0,24	0,36	0,49	0,61	0,85	1,05	1,23	1,39	1,46
1,43	0,09	0,16	0,28	0,41	0,55	0,68	0,91	1,13	1,31	1,48	1,54
1,68	0,15	0,23	0,37	0,52	0,66	0,81	1,07	1,31	1,50	1,68	1,75

Аналогичные кривые для горизонтальной поверхности представлены на рис. 32. На графике по горизонтальной оси отложены значения синуса высоты солнца.

Вычисление нормального дневного хода интенсивности для рассеянной радиации было произведено по формуле Берлаге—Кастрова $D = BcS$ с коэффициентом $B = 0{,}38$ и величиной c, вычисленной для $m = 1{,}5$ по значению $S_0 = 1{,}80$ *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$. Величины S взяты по табл. 25. Полученные величины D соответствуют условиям зеленого ландшафта.

Нормальный дневной ход суммарной радиации получался путем суммирования интенсивностей прямой радиации на горизонтальную поверхность, взятых из табл. 26, и рассеянной радиации.

Результаты вычисления рассеянной и суммарной радиации приводятся в табл. 26.

Так как изменения интенсивности прямой и рассеянной радиации при изменениях прозрачности атмосферы направлены в противоположные стороны, то суммарная радиация меняется при этом в менее широких пределах, чем прямая. Представление об амплитуде изменений в зависимости от величин D и Q дает рис. 33.

Интересно сопоставить данные табл. 26 с результатами непосредственных измерений суммарной радиации на станциях актинометрической сети СССР. Такое сопоставление для условий нормальной прозрачности дается на рис. 34. Интенсивность Q_0 при безоблачном небе по данным наблюдений [10] представлена на графике точками. Кривая соответствует данным табл. 26 при наиболее часто наблюдаемой прозрачности ($S = 1,22$ *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$ при $m=1,5$). Эта кривая проходит посредине полосы точек, т. е. данные табл. 26 очень хорошо согласуются с результатами новых измерений. Это согласие особенно

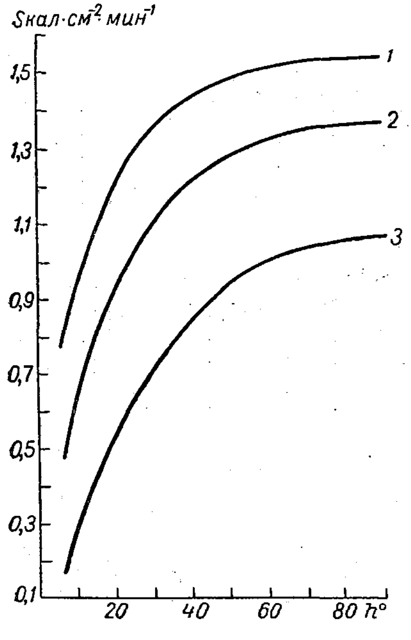

Рис. 31. Нормальный дневной ход интенсивности прямой радиации на нормальную к лучу поверхность.

1 — при наиболее высокой прозрачности, 2 — средней, 3 — наиболее низкой.

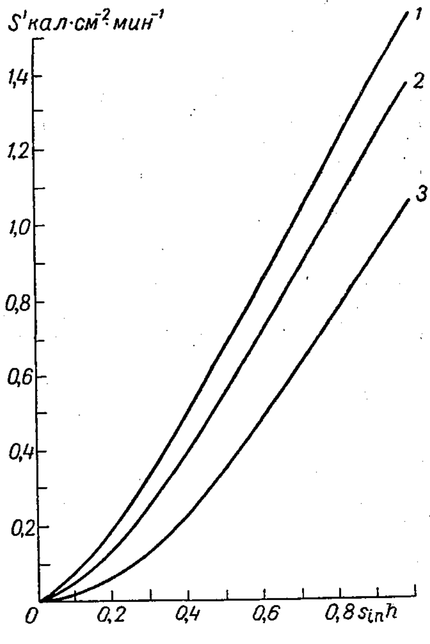

Рис. 32. Нормальный дневной ход прямой радиации на горизонтальную поверхность.

Усл. обозн. на рис. 31.

показательно, так как величины табл. 26 и величины, представленные точками графика, получены из совершенно различных рядов наблюдений.

Нормальный дневной ход интенсивности рассеянной и суммарной радиации при наличии снежного покрова дается в табл. 27. Величины D и Q в этой таблице получены следующим образом.

Для получения величин Q значения интенсивности суммарной радиации табл. 27 умножались на переходный коэффициент 1,14, полученный по формуле (6.30). Величины D при наличии снежного покрова получались путем вычитания величин S', взятых

Таблица 26

Нормальный дневной ход интенсивности рассеянной и суммарной радиации при отсутствии снежного покрова *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$

$Sm=1,5$	Bc	Высота солнца, *град*										
		7	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
		Рассеянная радиация										
0,85	0,283	0,05	0,07	0,12	0,15	0,18	0,19	0,23	0,27	0,28	0,29	0,30
1,00	0,203	0,05	0,08	0,11	0,14	0,15	0,17	0,20	0,22	0,23	0,24	0,24
1,10	0,161	0,06	0,08	0,11	0,13	0,14	0,15	0,17	0,19	0,19	0,20	0,20
1,22	0,120	0,06	0,08	0,10	0,11	0,12	0,13	0,15	0,15	0,16	0,16	0,16
1,33	0,089	0,05	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12	0,12	0,13	0,13	0,13
1,43	0,065	0,05	0,06	0,07	0,08	0,08	0,09	0,09	0,10	0,10	0,10	0,10
		Суммарная радиация										
0,85	0,283	0,07	0,12	0,22	0,33	0,45	0,54	0,76	0,99	1,15	1,29	1,36
1,00	0,203	0,08	0,15	0,25	0,37	0,48	0,59	0,83	1,05	1,21	1,36	1,41
1,10	0,161	0,10	0,17	0,28	0,40	0,51	0,63	0,86	1,08	1,24	1,41	1,47
1,22	0,120	0,12	0,19	0,31	0,43	0,55	0,68	0,93	1,13	1,30	1,46	1,53
1,33	0,089	0,12	0,20	0,32	0,45	0,59	0,72	0,97	1,17	1,37	1,52	1,59
1,43	0,065	0,14	0,22	0,35	0,49	0,63	0,77	1,00	1,23	1,41	1,58	1,64

по табл. 27, из величин Q_r, вычисленных с учетом наличия снежного покрова.

Вычисление проведено только до высоты $h=30°$, так как при бóльших высотах солнца снежный покров вблизи уровня моря быстро тает и разрушается.

Рассмотренные в настоящей главе методы позволяют рассчитать интенсивности прямой, рассеянной и суммарной радиации при безоблачном небе по одному измерению интенсивности только прямой радиации, при условии, что прозрачность атмосферы не изменяется.

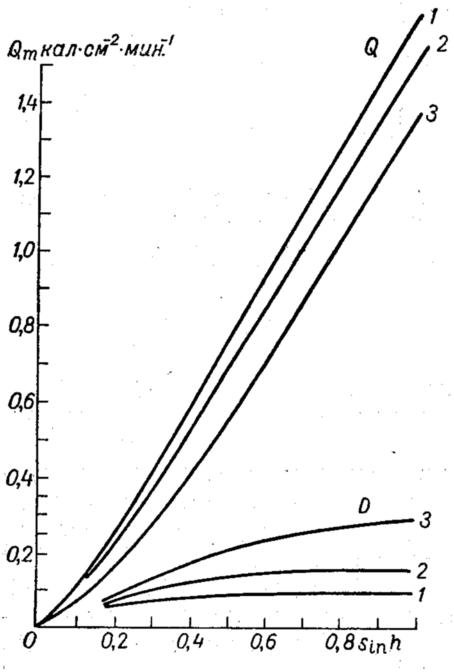

Рис. 33. Нормальный дневной ход суммарной и расеянной радиации (при отсутствии снежного покрова).

Усл. обозн. на рис. 31.

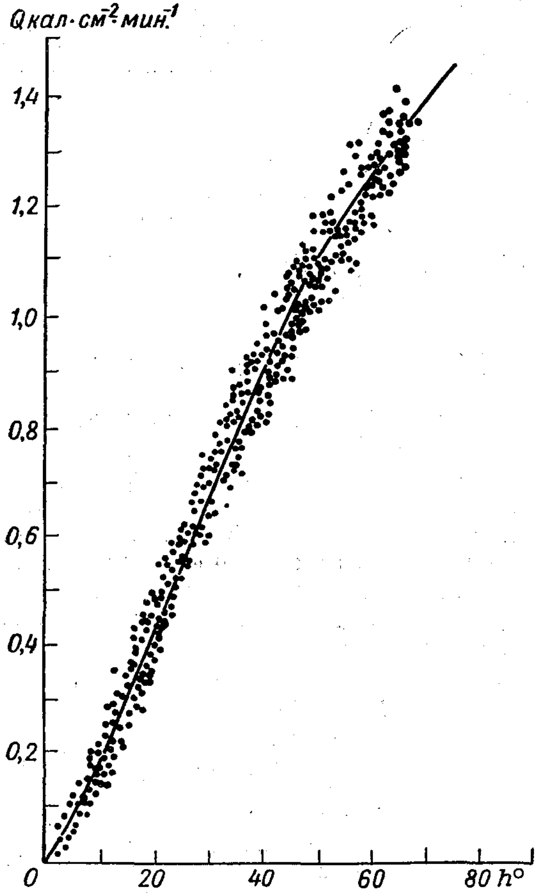

Рис. 34. Нормальный дневной ход суммарной радиации при сопоставлении с результатами наблюдений.

Таблица 27

Нормальный дневной ход интенсивности суммарной и рассеянной радиации при наличии снежного покрова

s_m=1,5	Высота солнца, *град*											
	7	10	15	20	25	30	7	10	15	20	25	30
	Рассеянная радиация						Суммарная радиация					
0,85	0,06	0,09	0,15	0,20	0,24	0,27	0,08	0,14	0,25	0,38	0,51	0,62
1,00	0,06	0,10	0,14	0,19	0,23	0,25	0,09	0,17	0,28	0,42	0,55	0,67
1,10	0,07	0,10	0,15	0,19	0,21	0,24	0,11	0,19	0,32	0,46	0,58	0,72
1,22	0,08	0,11	0,14	0,17	0,20	0,23	0,14	0,22	0,35	0,49	0,63	0,78
1,33	0,07	0,10	0,12	0,15	0,18	0,21	0,14	0,23	0,36	0,51	0,67	0,82
1,43	0,07	0,09	0,12	0,15	0,17	0,20	0,16	0,25	0,40	0,56	0,72	0,88

Так как дневной ход интенсивности определяет и суточные суммы радиации, то расчет суточных сумм может быть построен на том же принципе. Этот вопрос рассматривается в следующей главе.

Глава 7

СУТОЧНЫЕ СУММЫ РАДИАЦИИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ОБЛАЧНОСТИ

§ 25. Возможные суммы радиации

Уже при первых обобщениях данных о радиационном режиме отдельных пунктов в работах Крова [69], Вестмана [94], Горчинского [78] и других авторов делались попытки подсчета сумм солнечной радиации при допущении постоянно безоблачного состояния неба. Эти суммы использовались для приближенного подсчета действительных сумм и оценки влияния облачности на приход солнечной радиации к земной поверхности.

Суммы радиации при отсутствии облачности получили в актинометрии название возможных сумм. Однако долгое время этот термин оставался недостаточно определенным, так как возможные суммы радиации не связывались с какой-либо определенной степенью прозрачности атмосферы.

Так, в одной из первых монографий о суммах солнечной радиации, опубликованной Н. Н. Калитиным [20], возможные суммы определяются как «суммы тепла солнечной радиации для постоянно безоблачного неба». Аналогичные определения даются в работах С. И. Савинова [43] и Б. П. Вейнберга [13].

По мере накопления данных об интенсивности радиации становилась ясной зависимость радиации при безоблачном небе не только от астрономических факторов — склонения солнца и широты места, но и от прозрачности атмосферы. И в опубликованной пятнадцатью годами позже книге «Актинометрия» [21] Н. Н. Калитин дает уже следующее определение: «Возможными суммами называются те суммы тепла солнечной радиации, которые получились бы для данного места, если бы в течение всего года было безоблачно и при той прозрачности атмосферы, которая имеется в данном месте».

Существенно отличное от этого определение возможных сумм было дано в одной из работ К. Г. Трофимова [56]. Возможными суммами называются здесь суммы радиации, относящиеся к «совершенно безоблачным дням с исключительно хорошей прозрачностью воздуха». При этом, однако, не уточнялось, что следует понимать под «исключительно хорошей прозрачностью». Очевидно, что при исключительно хорошей прозрачности суммы радиации получаются значительно выше, чем при обычных условиях, и такие суммы нельзя считать достаточно характерными. Поэтому определение К. Г. Трофимова не получило широкого распространения. Однако вычисление возможных сумм по данным наблюдений иногда производилось в соответствии с этим определением.

Учитывая значение возможных сумм радиации для расчета действительных сумм, необходимо дать для этого термина ясное и не допускающее различных истолкований определение.

В дальнейшем изложении под возможными суммами радиации за какой-либо период будут пониматься такие суммы, которые могут быть получены в данном пункте при среднем за данный период состоянии прозрачности атмосферы и полном отсутствии облачности.

Это определение применимо для всех видов коротковолновой радиации — прямой, рассеянной и суммарной. Из него следует также, что возможные суммы радиации могут вычисляться для периодов любой длительности: года, месяца, декады, пятидневки, группы дней, отдельных дней и даже отдельных часовых промежутков. Таким образом, помимо обычного применения как средних радиационно-климатических характеристик, возможные суммы могут применяться и для характеристики «радиационной погоды» того или иного конкретного периода. До настоящего времени такому применению препятствовали сложность и трудоемкость методики вычисления возможных сумм. Однако, как будет показано далее, эту методику можно существенно упростить.

Методы, применяемые для вычисления возможных сумм радиации, могут быть подразделены на эмпирические и расчетные. Первые основываются на полученных из непосредственных измерений данных об интенсивности радиации в отдельные сроки или на результатах регистрации прямой солнечной радиации актинографами. Расчетные методы позволяют вычислить возможные суммы радиации, исходя из теоретических соотношений между суммами радиации и определяющими их географическими, астрономическими и геофизическими параметрами: широтой места, склонением солнца и характеристиками прозрачности атмосферы.

Для различных целей могут потребоваться данные о возможных суммах радиации как за короткие — часовые, так и за более длительные промежутки времени: сутки, несколько суток, декаду, месяц, год. Наиболее часто используются суточные и месячные суммы радиации. Зная суточные суммы, нетрудно получить суммы радиации и за любые более длительные промежутки. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться главным образом методы определения суточных сумм радиации.

§ 26. Эмпирические методы расчета возможных сумм радиации

Для определения возможных сумм радиации по данным наблюдений используются либо результаты измерений интенсивности радиации в отдельные сроки, либо результаты регистрации интенсивности радиации в безоблачные дни.

При вычислении возможных сумм радиации по измерениям, произведенным в определенные сроки, необходимо уделить особое внимание отбору исходных данных. Эти данные не должны быть искажены влиянием облачности. Поэтому для определения возможных сумм прямой радиации должны использоваться только измерения, произведенные при отсутствии облаков на диске солнца и в околосолнечной зоне радиусом 5°. Вне этой зоны облака могут присутствовать, так что для расчетов могут быть использованы и облачные дни. Для получения возможных сумм рассеянной и суммарной радиации должны использоваться только данные, полученные при безоблачном небе. При недостаточном числе таких случаев считается допустимым использовать и случаи измерений при общей облачности, не превышающей 2 баллов, так как столь небольшая облачность не оказывает заметного воздействия на интенсивность рассеянной и суммарной радиации.

При небольшом числе измерений (в зимние месяцы или при определении возможных сумм за небольшие промежутки времени) желательно, чтобы число измерений за отдельные сроки было приблизительно одинаковым. Иначе форма кривой дневного хода интенсивности радиации может получиться искаженной за счет нетипичных, слишком высоких или слишком низких, величин для сроков с небольшим числом измерений.

Суточные суммы радиации по измерениям в отдельные сроки обычно определяются графическим методом. Для этого результаты измерений за рассматриваемый период наносятся на график, по горизонтальной оси которого откладывается время наблюдения (в часах и долях часа), а по вертикальной оси — измеренная интенсивность.

Нанесенные на график точки являются опорными для построения кривой дневного хода интенсивности радиации. К числу опорных точек добавляются точки восхода и захода солнца, для которых интенсивность радиации принимается равной нулю. Промежуточные точки кривой определяются путем графической интерполяции. С полученной кривой снимаются значения интенсивности радиации для середины каждого часового промежутка и переводятся в часовые суммы радиации путем умножения на 60. Эта последняя операция оказывается излишней, если ординаты графика были выражены в калориях на квадратный сантиметр в час. Суточная сумма радиации подсчитывается путем сложения сумм за отдельные часовые промежутки.

Для более точной интерполяции хода кривой в промежутках между сроками измерений желательно иметь достаточное число опорных точек, т. е. достаточное число сроков. Идеальными с этой точки зрения можно было бы считать ежечасные измерения. Однако столь частые систематические измерения практически невыполнимы. Принятая на станциях СССР программа измерений с трехчасовыми промежутками (от трех до пяти дневных сроков в зависимости от времени года) дает недостаточное число опорных точек и графическое интерполирование кривой дневного хода интенсивности солнечной радиации становится затруднительным, особенно между сроками 9 *час* 30 *мин*, 12 *час* 30 *мин* и 15 *час* 30 *мин*. Простейший прием интерполяции основывается на предположении, что интенсивность радиации между сроками измерений меняется со временем линейно. В этом случае кривая дневного хода интенсивности радиации апроксимируется на графике ломаной линией, вершины которой соответствуют срокам наблюдений. Суточная сумма радиации численно равна площади, заключенной между линией дневного хода и осью ординат. При линейной интерполяции между n сроками эта площадь ординатами вершин разбивается на $(n-1)$ трапеции и 2 прямоугольных треугольника; площадь каждой фигуры может быть легко вычислена по ординатам вершин в калориях на квадратный сантиметр в минуту и времени в минутах между сроками наблюдений.

Такой наиболее простой метод подсчета суточных сумм, называемый методом трапеций, принят на станциях СССР для приближенного подсчета действительных месячных сумм радиации и подробно описан в «Руководстве по контролю актинометрических наблюдений» [41]. Очевидно, он может быть применен и для подсчета возможных сумм радиации. Однако метод трапеций позволяет определить только суммы радиации за трехчасовые промежутки и общую суточную сумму, но не суммы за каждый часовой промежуток в отдельности. Кроме того, предположение о линейном изменении интенсивности радиации между сроками измерений не всегда и не для всех видов радиации соответствует действительности. Поэтому в тех случаях, когда необходимо определить ежечасные суммы радиации или желательно получить возможно более точные суточные суммы, необходимо пользоваться другими методами интерполяции хода радиации между сроками наблюдений. Особенно важно правильно интерполировать ход кривых в промежутках 9 *час* 30 *мин* — 12 *час* 30 *мин* и 12 *час* 30 *мин* — 15 *час* 30 *мин*, в которых прямолинейная интерполяция дает наибольшее отклонение от действительного хода и сумма радиации за которые составляет основную часть общей суточной суммы. Так как в околополуденные часы высота солнца и синус высоты меняются сравнительно медленно, то для расчетов суточного хода радиации при составлении расчетного графика удобно по горизонтальной оси его откладывать не время, а значения синуса высоты солнца. Для определения часовых сумм радиации по такому графику необходимо знать величины $\sin h$ для середин часовых промежутков в тот день, для которого вычисляется сумма радиации. Формула, необходимая для вычисления высоты солнца, приводится далее в § 30. График позволяет по вычисленному значению синуса высоты солнца найти соответствующую середине данного часового промежутка интенсивность радиации и умножением ее на 60 получить часовую сумму. Этой последней операции можно избежать, откладывая по оси ординат произведение измеренной интенсивности на 60. Тогда ординаты графика будут давать непосредственную сумму радиации за данный часовой промежуток.

В качестве конкретного примера (табл. 28) рассмотрим случай расчета возможных сумм по данным срочных наблюдений на ст. Джаныбек 16 августа 1954 г. [41].

Таблица 28

Данные, необходимые для расчета сумм прямой ΣS и суммарной ΣQ радиации

Исходные данные	Сроки наблюдений				
	6 *час* 30 *мин*	9 *час* 30 *мин*	12 *час* 30 *мин*	15 *час* 30 *мин*	18 *час* 30 *мин*
$h°$	14,7	42,2	54,4	35,3	6,4
$\sin h$	0,254	0,672	0,813	0,578	0,112
S *кал·см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$	0,70	1,15	1,32	1,03	0,27
$S\times60$	42	69	79	62	16
Q *кал·см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$	0,28	0,91	1,21	0,70	0,07
$Q\times60$	17	55	73	42	4

Примечание. Восход солнца в 4 *час* 30 *мин*, заход в 19 *час* 14 *мин* (среднего времени), $\sin\varphi \sin\delta = 0{,}181$, $\cos\varphi \cos\delta = 0{,}632$.

График для определения часовых сумм по синусу высоты солнца представлен на рис. 35, а рассчитанные по нему кривые дневного хода радиации — на рис. 36.

Данные срочных наблюдений представлены на графиках кружочками. Пунктирные линии представляют результат линейной интерполяции для подсчета дневной суммы по методу трапеций.

На рис. 35 расчетная кривая проведена плавно между точками, представляющими результаты срочных наблюдений. Она представляет таким образом зависимость между S, Q и $\sin h$, соответствующую средней для данного дня прозрачности атмосферы. Величины часовых сумм, снятые с этого графика для середин часовых промежутков, получаются одинаковыми для промежутков, расположенных симметрично относительно истинного полудня. Таким образом, для отдельных промежутков получаются следующие суммы радиации (*кал·см*$^{-2}$·*час*$^{-1}$):

Промежутки времени	ΣS	ΣQ
4—5, 19—20	1	0
5—6, 18—19	19	4
6—7, 17—18	41	17
7—8, 16—17	55	31
8—9, 15—16	63	44
9—10, 14—15	70	55
10—11, 13—14	75	66
11—12, 12—13	79	72
Σ за 1/2 суток (*кал·см*$^{-2}$) . . .	403	289
Σ за сутки (*кал·см*$^{-2}$) . . .	806	578

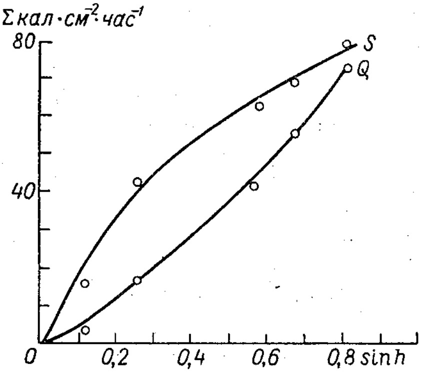

Рис. 35. График для определения часовых сумм прямой и суммарной радиации по синусу высоты солнца. Джаныбек, 16/VIII 1964 г.

Дневные суммы, вычисленные по методу трапеций, составляют $\sum S=757$, $\sum Q=549$ *кал·см*$^{-2}$ за сутки. Расхождение сумм,

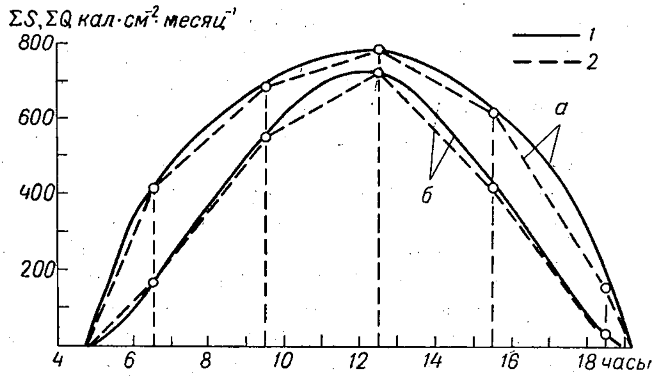

Рис. 36. Дневной ход прямой (*а*) и суммарной (*б*) радиации, интерполированной по наблюдениям в пять сроков. Джаныбек. 16/VIII 1964 г.

1 — действительный ход, *2* — линейная интерполяция.

полученных обоими методами, характеризует систематические ошибки расчета возможных сумм методом трапеций. Что метод трапеций систематически занижает суммы радиации, можно видеть непосредственно из графика. Ошибка в данном случае составляет около 6% для прямой радиации и около 5% для суммарной.

Вычислять возможные суммы радиации можно также по данным регистрации интенсивности радиации. Для этого используются суммы, полученные в полностью безоблачные дни, в течение которых дневной ход интенсивности не искажался влиянием облачности. Осредняя суммы радиации, полученные в разные дни за одни и те же часовые промежутки, нетрудно определить дневной ход часовых сумм и получить средние суточные суммы радиации для рассматриваемого периода. При недостаточном числе полностью безоблачных дней можно использовать и частично ясные дни, осредняя такие суммы, которые получены при отсутствии облачности в течение всего данного часового промежутка. Такой метод был использован Н. И. Гойса [16] при вычислении возможных сумм суммарной радиации для Киева.

Если нет необходимости в получении ежечасных сумм солнечной радиации, а нужны только суточные суммы, то можно воспользоваться для их нахождения графическим методом, впервые примененным Н. Н. Калитиным [20]. Для этого на график, по горизонтальной оси которого откладываются дни месяца или года, а по вертикальной оси — величины сумм, наносятся суточные суммы радиации по записям самописцев за полностью безоблачные дни. Образец такого графика для Ташкента по данным 1946—1950 гг. приводится на рис. 37. При достаточном числе данных точки на графике располагаются полосой, через середину которой проводится плавная кривая. Эта кривая и характеризует годовой ход возможных сумм данного вида радиации.

При отсутствии указаний о том, какие из суточных сумм относятся к безоблачным дням, возможные суммы определяют иногда по методу В. Н. Украинцева. За кривую годового хода возможных суточных сумм по этому методу принимается верхняя граница полосы точек графика, на который в этом случае наносятся все суточные суммы, полученные за данный период. Нетрудно видеть, что получаемые этим методом возможные суммы соответствуют определению К. Г. Трофимова (§ 25), а не принятому выше определению возможных сумм, соответствующих средним условиям прозрачности атмосферы. Очевидно также, что по методу Украинцева возможные суммы прямой и суммарной радиации получаются значительно завышенными, что было уже отмечено ранее Б. М. Гальперин [15] и Н. И. Гойса [16]. Как следует из рис. 37, метод Украинцева для Ташкента дает суточные суммы, завышенные на 4—8%.

Описанные выше эмпирические методы могут применяться для вычисления возможных сумм любых видов радиации, а также для периодов различной деятельности (месяцев, декад, пятидневок) и даже отдельных конкретных дней. Основным недостатком этих методов является их значительная трудоемкость, из-за которой они применяются главным образом при подсчете возможных сумм для небольшого числа отдельных пунктов.

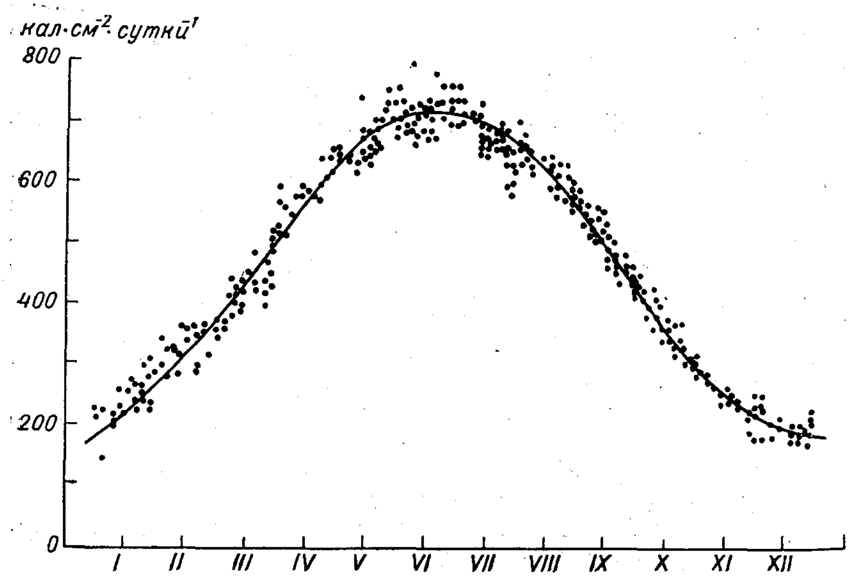

Рис. 37. График для определения возможных сумм радиации по записям актинографа в безоблачные дни. Ташкент, 1946—1950 гг.

§ 27. Общие основания теоретического расчета возможных сумм солнечной радиации

При постоянной интенсивности радиации I сумма ее за промежуток времени t равна произведению интенсивности радиации на время

$$\sum I = It. \tag{7.1}$$

Если интенсивность выражается в *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$, а время в минутах, то сумма радиации будет выражена в *кал* · *см*$^{-2}$. В единицах СИ интенсивность (поверхностная плотность потока излучения) измеряется в *мвт* · *см*$^{-2}$, а время в секундах. Тогда сумма радиации (энергетическое количество освещения) выразится в *джм*$^{-2}$ или *мвт* · *час* · *см*$^{-2}$.

В общем случае интенсивность радиации меняется со временем. Если зависимость интенсивности от времени может быть представлена функцией $I = f(t)$, то сумма радиации за время t выражается величиной интеграла

$$\sum I = \int_0^t I\,dt = \int_0^t f(t)\,dt. \tag{7.2}$$

Практически при вычислении сумм радиации по зарегистрированным кривым интенсивности интегрирование заменяется суммированием по часовым промежуткам, в течение которых интенсивность принимается постоянной и равной среднему значению интенсивности за этот промежуток.

Если вид функции $f(t)$ установлен, то можно вычислять суммы радиации по формуле (7.2). Функция $f(t)$ должна представлять интенсивность радиации I в зависимости не только от t, но и от других определяющих ее факторов, т. е. от некоторой характеристики прозрачности атмосферы p и числа оптических масс m или высоты солнца h. Между величинами m и h при расчетах сумм радиации без ущерба для точности расчетов может быть принято соотношение $m = \frac{1}{\sin h}$.

Величина $\sin h$ определяется известной формулой сферической астрономии

$$\sin h = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau, \tag{7.3}$$

в которой φ — широта места, δ — склонение солнца, а τ — его часовой угол, отсчитываемый от точки юга.

Со временем t (отсчитываемым от момента истинного полудня) часовой угол τ связан соотношением

$$t = \frac{T}{2\pi} \tau, \tag{7.4}$$

в котором T — продолжительность суток, равная 24 *час*, или 1440 *мин*.

При расчетах суточных сумм радиации обычно значения φ и δ берут для истинного полудня и изменением их в течение дня пренебрегают. Принимается также, что прозрачность атмосферы в течение дня остается постоянной и, следовательно, кривая суточного хода интенсивности симметрична относительно истинного полудня. В этом случае суточная сумма радиации может быть представлена в виде

$$\sum I = 2 \int_0^t I \, dt = 2 \int_0^t f(t) \, dt, \tag{7.5}$$

где t — время восхода или захода солнца, отсчитанное в минутах от момента истинного полудня.

Замена в формуле (7.5) аргумента t аргументом τ приводит к общей формуле, связывающей суточную сумму радиации с определяющими ее факторами,

$$\sum I = \frac{T}{\pi} \int_0^{\tau_0} I \, d\tau = \frac{T}{\pi} \int_0^{\tau_0} F(\tau) \, d\tau. \tag{7.6}$$

Возможные суммы обычно вычисляются только для прямой радиации на горизонтальную поверхность и для суммарной радиации. Однако, как будет показано далее, вычисление возможных сумм прямой радиации на перпендикулярную поверхность и сумм рассеянной радиации имеет не меньшее значение и во многих случаях позволяет значительно повысить точность расчета.

Дальнейший ход расчета зависит от вида функции $F(\tau)$, представляющей дневной ход радиации. До настоящего времени за основу для большинства расчетов прямой радиации принималась формула Бугера, т. е. за характеристику прозрачности атмосферы принимался коэффициент прозрачности p.

§ 28. Расчет возможных сумм прямой радиации по коэффициенту прозрачности

Расчет возможных сумм по бугеровскому коэффициенту прозрачности производился для прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Аналогичным способом он мог бы быть произведен и для поверхности, перпендикулярной к солнечным лучам.

Формула Бугера для горизонтальной поверхности дает

$$S' = S \sin h = S_0 p^m \sin h = S_0 p^{\frac{1}{\sin h}} \sin h. \qquad (7.7)$$

Принимая в формуле (7.6) функцию $F(\tau) = S'$, получим

$$\sum S' = \frac{S_0 T}{\pi} \int\limits_0^{\tau_0} p^{\frac{1}{\sin h}} \sin h \, d\tau, \qquad (7.8)$$

причем $\sin h$ выражается через τ по формуле (7.3).

Подынтегральная функция здесь не интегрируется непосредственно, но приближенное значение $\Sigma S'$ может быть получено методами численного интегрирования. Впервые подобные вычисления были произведены в работе А. Анго [64], опубликованной в 1883 г.; результаты их представлены в виде таблиц, которые были вычислены для значений коэффициента прозрачности 0,6; 0,7; 0,8; 0,9 и 1,0 (последняя величина означает абсолютную прозрачность атмосферы, в радиационном отношении равнозначную ее полному отсутствию). Вычисления произведены для широт от 0 до 90° через 10° и для склонений солнца от 0 до ±23,5° через 4°. Для промежуточных значений p, φ и δ суточные суммы должны определяться интерполированием.

Так как ко времени выполнения работы величина солнечной постоянной еще не была точно установлена, то суточные суммы радиации были выражены в особых условных единицах. За 1000 таких условных единиц была принята дневная сумма радиации ($\Sigma S'$), получаемая горизонтальной поверхностью при условиях, когда интеграл формулы (7.8) обращается в единицу. Такими условиями являются значения $p=1$ (т. е. отсутствие атмосферы), широта $\varphi=0$ (экватор), $\delta=0$ и $\tau_0=\frac{\pi}{2}$ (день равноденствия). При этих условиях

$$\sum S'=\frac{T}{\pi}S_0=\frac{1440}{\pi}S_0=458{,}4S_0.$$

Принимая по современным рекомендациям $S_0=$ $=1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, легко найти, что 1000 условных единиц Анго соответствуют 907,6 *кал·см*$^{-2}$, откуда одна единица Анго получается равной 0,908 *кал·см*$^{-2}$. Таким образом, таблицы Анго могут и в настоящее время использоваться для расчета сумм с пересчетом условных табличных сумм в абсолютные по переводному множителю 0,908.

Таблицы Анго были использованы для расчета возможных месячных сумм прямой радиации на горизонтальную поверхность С. И. Савиновым [43] и В. Н. Украинцевым [57]. Для этих расчетов были приняты значения $S_0=1{,}946$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ в первом случае (значение солнечной постоянной по американской шкале Аббота) и $S_0=1{,}88$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ во втором (значение по шкале Онгстрема).

А. Бальди [65] и М. Миланковичем [38] были составлены таблицы, аналогичные таблицам Анго и отличающиеся от них только принятым числовым значением солнечной постоянной S_0 и интервалами между значениями склонения солнца, принятыми для расчетов. В частности, таблицы Миланковича вычислены для значения солнечной постоянной $S_0=2{,}00$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, почти совпадающего с принятым в настоящее время значением $S_0=$ $=1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$.

Новый расчет возможных сумм радиации на горизонтальную поверхность был произведен М. С. Аверкиевым (3, 5, 6]. Для расчета была использована таблица нормального дневного хода интенсивности, аналогичная табл. 18. За характеристику прозрачности, определяющую значения интенсивности, были приняты значения коэффициента прозрачности p_2 при $m=2$, равные 0,70; 0,75; 0,80 и 0,85;расчеты были произведены для тех же 15 значений склонения солнца, как и в таблицах Анго. Коэффициенты прозрачности определялись по значению солнечной постоянной $S_0=1{,}88$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$, т. е. соответственно шкале Онгстрема.

Для каждой пары значений склонения солнца δ и широты φ, принятых для расчета, вычислялись прежде всего высоты солнца h, соответствующие целым часам по истинному времени. Затем по этим значениям h и таблицам нормального дневного хода находились значения интенсивности радиации $S'=S\sin h$, по которым строились графики суточного хода S'; суточные суммы радиации подсчитывались по площадям, ограниченным кривыми и осью абсцисс. Образец такого графика приводится на рис. 36.

Таблицы М. С. Аверкиева выгодно отличаются от перечисленных выше таблиц определенностью значений коэффициента прозрачности, отнесенных к $m=2$. Но эти таблицы вычислены только для широт 40, 50, 60 и 70°. Кроме того, принятое при их вычислении значение солнечной постоянной $S_0=1{,}88$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ значительно (более чем на 6%) отличается от современного.

Что же касается других таблиц, то недостатком, препятствующим их применению, является отсутствие указаний, к какой высоте солнца или к какому числу оптических масс должна относиться величина коэффициента прозрачности, с которой следует входить в таблицы для определения суточной суммы радиации. Этого затруднения можно избежать, введя понятие об эффективном коэффициенте прозрачности атмосферы и установив методику его нахождения.

§ 29. Эффективный коэффициент прозрачности атмосферы

При вычислении суточных сумм радиации по формуле вида (7.8) величина коэффициента прозрачности p принимается постоянной. В действительности же вследствие эффекта Форбса при неизменном состоянии прозрачности атмосферы величина коэффициента прозрачности при разном числе оптических масс получается различной. Так, при нормальной прозрачности атмосферы значениям интенсивности радиации таблицы соответствуют значения коэффициента прозрачности, меняющиеся при изменении числа оптических масс m от 1,5 до 8 в отношении 1 : 1,15. Соответствующие суточные суммы прямой радиации на горизонтальную поверхность по таблицам Миланковича для широты 50° и для летнего солнцестояния будут меняться в отношении 1 : 1,24, как показывает следующая таблица:

m	1,5	2	3	4	5	8
p_m	0,724	0,747	0,774	0,795	0,808	0,835
$\Sigma S'$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}$	608	636	672	700	716	754

Очевидно, что коэффициент прозрачности, определяющий суточную сумму радиации соответственно формуле (7.8), следует отличать от коэффициента прозрачности p_m, вычисляемого по формуле Бугера для определенного значения m. Первый из этих коэффициентов может быть назван эффективным коэффициентом прозрачности. Для практического использования таблиц суточных сумм, подобных таблицам Анго и Миланковича, необходимо установить связи между значениями эффективных коэффициентов прозрачности $p_э$ и коэффициентами p_m. Для установления этой связи необходимо располагать достаточно надежными величинами возможных суточных сумм радиации, полученными из непосредственных измерений, что стало возможно лишь сравнительно недавно.

В 1935 г. в работе Г. Перль [87] были опубликованы возможные суточные суммы прямой радиации на горизонтальную поверхность для географических широт от 0 до 90° и различных долгот солнца. Пользуясь этими данными, А. Х. Хргиан [61] вычислил для этих условий величины эффективных коэффициентов прозрачности. Почти одновременно такие же вычисления были произведены В. Н. Украинцевым [57] для 5 пунктов СССР по записям актинографов. Эти работы показали, что величина эффективного коэффициента прозрачности сильно меняется в зависимости от широты и времени года и что величины эффективных коэффициентов $p_э$, полученные для средних условий определенных широт или отдельных пунктов, не могут быть применены для других условий без очень существенного ущерба для точности результатов. Задача определения эффективного коэффициента прозрачности по данным актинометрических наблюдений не была разрешена полностью этими работами.

В опубликованной вслед за этим работе В. Н. Украинцева и А. О. Шепелевского [58] была сделана попытка связать величины коэффициентов $p_э$ и p_m. Однако попытка эта оказалась неудачной вследствие использования очень неточного метода определения возможных сумм радиации по данным наблюдений. Именно, возможные суммы $\sum S'_в$ вычислялись по действительным суммам $\sum S'_n$, полученным при средней облачности n с помощью формулы, неоднократно применявшейся для радиационно-климатологических расчетов

$$\sum S'_n = \sum S'_в (1 - \overline{n}). \quad (7.9)$$

При этом множитель $1 - n$ определялся по методу С. И. Савинова (§ 38) как средняя из дополнения общей облачности до единицы и относительной продолжительности солнечного сияния $\frac{s}{s_0}$ по записям гелиографа $\left(1 - \overline{n} = \frac{1 - n + \frac{s}{s_0}}{2}\right)$.

При вычислении по формуле (7.9) возможной суммы радиации в знаменатель определяющего ее выражения входит разность $1 - \overline{n}$, в большинстве случаев значительно меньшая единицы. Благодаря этому неизбежные погрешности в определении величины $\overline{n}$ могут при таком методе расчета вносить очень большие искажения в результаты вычислений. Относительные ошибки, особенно в месяцы со значительной средней облачностью, могут составлять десятки процентов. Неудивительно, что результатом применения этого метода явилось «полное исключение из вычислений коэффициента прозрачности» и что полученные кривые годового хода эффективного коэффициента прозрачности в разных пунктах «не имеют ничего между собой общего и не обнаруживают каких-нибудь правильностей в ходе». Неудача исследования в немалой степени была вызвана также тем, что авторы на эффективный коэффициент прозрачности смотрели, как на какой-то «условный» коэффициент, который «не соответствует никакой реальной прозрачности атмосферы, а лишь является довольно отвлеченной характеристикой средней прозрачности ее».

Однако такой взгляд нельзя считать правильным. Поскольку эффективный коэффициент прозрачности определяет суммы радиации, действительно получаемые земной поверхностью при ясном небе, он не менее реален, чем любая другая характеристика прозрачности атмосферы. Можно думать, что между коэффициентами $p_э$ и p_m должно существовать вполне определенное соотношение.

Действительно, в суточных суммах прямой радиации, падающей на горизонтальную поверхность при безоблачном небе, определяющее значение имеют суммы, получаемые за околополуденные часы. Так, например, на широте 45° в июне около 80% суточной суммы радиации поступает от 8 до 16 час. За это же время высота солнца h меняется в пределах 37—68°, а число проходимых солнечным лучом оптических масс m — в пределах 1,1—1,7. Для шестичасового промежутка 9—15 час. сумма радиации составляет 64% суточной суммы, высота солнца h изменяется в пределах 47—68°, а число оптических масс m — всего лишь в пределах 1,1—1,4. Соответствующее изменение коэффициента прозрачности вследствие эффекта Форбса оказывается очень незначительным, от 0,698 до 0,718. Отсюда следует, что величина эффективного коэффициента прозрачности должна быть близка к средней величине коэффициентов p_m за околополуденные часы и должна быть тесно связана с величиной коэффициента $p_п$, вычисленного по интенсивности радиации в истинный полдень и соответствующему значению m.

Эти соображения подтвердились при проверке на материале наблюдений в Карадаге [49]. Для этого по данным измерений интенсивности радиации за 1933—1947 гг. были построены кривые дневного хода интенсивности прямой радиации на горизонтальную поверхность для безоблачного дня середины каждого месяца и подсчитаны суточные суммы радиации. Затем по таблицам, аналогичным таблицам Миланковича, но более удобным для пользования, были по возможным суммам, полученным из наблюдений, определены эффективные коэффициенты прозрачности $p_э$. Далее, по наблюдениям в истинный полдень и по формуле Бугера были вычислены полуденные коэффициенты прозрачности $p_п$. Таким образом, оказалось возможным сопоставить коэффициенты прозрачности $p_э$, $p_п$ и p_2, соответствующие числу оптических масс $m=2$.

Годовой ход этих коэффициентов показан на рис. 38. Для всех трех коэффициентов максимум в годовом ходе наблюдается в декабре, минимум — в июле. Наиболее резко выражен годовой ход полуденного и эффективного коэффициентов, для которых влияние годового хода прозрачности атмосферы усиливается влиянием эффекта Форбса. Соотношение между полуденным и эффективным коэффициентами представлено на рис. 39. Как видно из рисунка, связь между $p_э$ и $p_п$ линейная и может быть с удовлетворительной точностью представлена уравнением

$$p_э = 0{,}95p_п + 0{,}060. \quad (7.10)$$

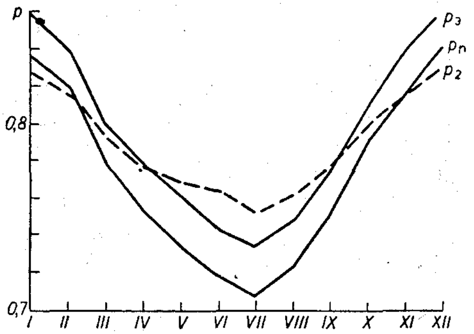

Рис. 38. Годовой ход коэффициентов прозрачности $p_э$, $p_п$ и p_2 в Карадаге.

Коэффициент при $p_п$ в этом уравнении близок к единице и без существенного понижения точности расчета может быть заменен ею. Тогда связь между величинами $p_э$ и $p_п$ выражается еще более просто

$$p_э = p_п + 0{,}023. \quad (7.11)$$

В целях проверки применимости эффективного коэффициента прозрачности для вычисления возможных сумм радиации за отдельные дни суммы радиации были вычислены по значениям эффективного коэффициента прозрачности (в свою очередь определявшимся по измеренным полуденным интенсивностям радиации) для 38 отдельных дней июня, в течение которых запись актинографа не искажалась влиянием облачности. Вычисленные по $p_э$ суммы были сопоставлены с суммами, непосредственно зарегистрированными актинографом. Расхождение вычисленных ($\Sigma S'_э$) и измеренных ($\Sigma S'_а$) суточных сумм оказалось незначительным. Среднее отклонение вычисленных сумм от измеренных составило 11 *кал*·*см*$^{-2}$ или около 2% суточной суммы, макси-

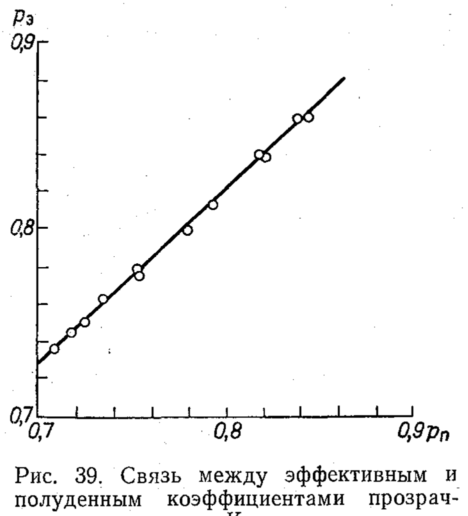

Рис. 39. Связь между эффективным и полуденным коэффициентами прозрачности. Карадаг.

мальное — 38 *кал·см*$^{-2}$ или 7%. При этом положительные и отрицательные отклонения наблюдались одинаково часто, а отклонения свыше 3% суточной суммы (всего 6 дней из 38) приходились главным образом на дни с аномальным суточным ходом прозрачности атмосферы. Для всех 38 дней средняя из вычисленных суточных сумм получилась равной 626 *кал·см*$^{-2}$, а из зарегистрированных актинографом 624 *кал·см*$^{-2}$, т. е. результаты расчетов и регистрации практически совпали.

Соображения, которые были положены в основу исследования связи между эффективным и полуденным коэффициентами прозрачности атмосферы в Карадаге, остаются в силе и для других пунктов. Однако вряд ли соотношения, выраженные формулами (7.10) и (7.11), окажутся действительными при всех возможных условиях места и времени. Для установления количественных закономерностей общего характера необходимо исследовать соотношение между величинами $p_э$ и $p_п$ при различных состояниях прозрачности, в различные сезоны и в нескольких пунктах, расположенных возможно более равномерно между экватором и полюсами.

В качестве исходных данных для такого исследования были использованы таблицы нормального дневного хода интенсивности прямой радиации на горизонтальную поверхность (см. табл. 25). Из этих таблиц для вычислений были выбраны три случая дневного хода интенсивности радиации, соответствующие очень высокой, средней и очень низкой прозрачности атмосферы (характеризуемой интенсивностями S при высоте солнца 30°, равными соответственно 1,35; 1,10 и 0,70 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$). По этим рядам для широт от 0 до 75° через 15°, а для более высоких широт через 5° широты были вычислены полуденные значения интенсивности радиации и возможные суточные суммы. Такие вычисления были произведены для трех дней года: дня летнего солнцестояния, дня равноденствия и дня зимнего солнцестояния. По полуденным интенсивностям радиации $S_п$ были вычислены полуденные коэффициенты прозрачности $p_п$, а по возможным суточным суммам радиации и таблицам — эффективные коэффициенты прозрачности $p_э$. Соотношение полученных таким путем величин $p_э$ и $p_п$ и в этом случае оказывается линейным. Оно может быть представлено уравнением

$$p_э = 0{,}92 p_п + 0{,}080. \qquad (7.12)$$

При $p_п = 1$ это уравнение дает и $p_э = 1$, что естественно при абсолютной прозрачности атмосферы.

Уравнение (7.12) несколько отличается своими постоянными параметрами от уравнений (7.10) и (7.11), полученных ранее для Карадага. Однако необходимо отметить, что данные, из которых оно получено, характеризуют почти втрое более широкий диапазон изменений коэффициентов прозрачности атмосферы, и таким образом, это уравнение имеет несравненно более общий характер. Результаты вычислений в Карадаге, представленные уравнением (7.12), дают удовлетворительную точность. Расхождение значений $p_э$, вычисленных по уравнениям (7.10) и (7.12), составляет при $p_п=0{,}700$ менее 0,2% величины $p_э$, а при $p_п=0{,}850$ — около 0,8%. Уравнение (7.12) представляет результаты вычислений $p_э$ с практически одинаковой точностью для всех широт и склонений солнца при высокой и нормальной прозрачности атмосферы (отклонения отдельных значений $p_э$ от вычисленных по формуле большей частью составляют десятые доли процента и не превышают 1%). Только при очень пониженной прозрачности атмосферы предельные отклонения в низких широтах ($\varphi < 45°$) могут возрастать до 3—4%.

Таким образом, расчет возможных сумм прямой радиации по эффективному коэффициенту прозрачности $p_э$, а величин $p_э$ по формуле (7.12) по точности получаемых результатов можно считать практически равноценным с эмпирическими методами подсчета.

Несмотря на вполне удовлетворительную точность вычисления возможных сумм как по методу Анго—Миланковича, так и по методу Аверкиева, составленные ими таблицы очень редко применяются для расчетов. Это объясняется их общим и весьма существенным недостатком. При вычислении по ним возможных сумм приходится производить интерполяцию по трем аргументам: широте, склонению солнца и коэффициенту прозрачности, причем по аргументу p — между значениями, расположенными на различных страницах таблицы. Такая интерполяция настолько неудобна практически, что авторы актиноклиматологических исследований до настоящего времени предпочитают подсчитывать возможные суммы радиации эмпирическими методами или пользоваться обобщенными среднеширотными возможными суммами. Более удобных таблиц, где бы трудности интерполяции сводились к минимуму, пока не опубликовано. В составлении таких таблиц в настоящее время и нет необходимости, так как более простым и удобным представляется чисто аналитический метод вычисления возможных сумм, основанный на представлении дневного хода интенсивности радиации формулой Кастрова.

§ 30. Аналитический метод расчета возможных сумм прямой радиации с применением формулы Кастрова

Как было показано в главе 6, дневной ход радиации наиболее удовлетворительно представляет формула Кастрова. Другим преимуществом этой формулы является то, что с ее помощью суточная сумма радиации может быть вычислена путем непосредственного интегрирования. Возможные суммы радиации могут вычисляться как для перпендикулярной, так и для горизонтальной поверхности. Хотя в существующей актинометрической литературе вычисление возможных сумм радиации на перпендикулярную поверхность не рассматривается, этому вопросу все же необходимо уделить достаточное внимание. Через возможные суммы радиации на перпендикулярную поверхность могут быть наиболее просто выражены возможные суммы всех других видов коротковолновой радиации, как это будет показано далее.

Подстановка в формулу Кастрова вместо числа оптических масс m его первого приближения $m = \frac{1}{\sin h}$ дает для интенсивности радиации на перпендикулярную поверхность

$$S_m = \frac{S_0 \sin h}{c + \sin h} = S_0 - \frac{S_0 c}{c + \sin h}. \qquad (7.13)$$

Подстановка этого значения S_m вместо функции $F(\tau)$ в формулу (7.6) с последующей заменой $\sin h$ правой частью формулы (7.3) приводит к формуле, определяющей суточную сумму радиации,

$$\sum S = \frac{S_0 T}{\pi} \left(\tau_0 - c \int\limits_0^{\tau_0} \frac{d\tau}{c + A + B \cos \tau} \right). \qquad (7.14)$$

В этой формуле τ_0 — часовой угол солнца в момент его захода, $A = \sin \varphi \sin \delta$, $B = \cos \varphi \cos \delta$.

В правой части формулы интегрирование может быть выполнено непосредственно. Величина интеграла выражается различно в зависимости от знака разности $(c + A)^2 - B^2$.

Если эта разность положительна, т. е. $(c+A)^2 > B^2$, то

$$\sum S = \frac{S_0 T}{\pi} \left[\tau_0 - \frac{2c}{\sqrt{(c + A)^2 - B^2}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{c+A-B}{c+A+B}} \cdot \operatorname{tg} \frac{\tau_0}{2} \right) \right]. \qquad (7.15)$$

Если же $(c + A)^2 < B^2$, то

$$\sum S = \frac{S_0 T}{\pi} \left[\tau_0 - \frac{c}{\sqrt{B^2 - (c+A)^2}} \ln \frac{\sqrt{B + (c + A)} + \sqrt{B - (c + A)} \operatorname{tg} \frac{\tau_0}{2}}{\sqrt{B + (c + A)} - \sqrt{B - (c + A)} \operatorname{tg} \frac{\tau_0}{2}} \right]. \qquad (7.16)$$

Таким приемом Б. М. Гальперин [14] были получены выражения подобного же вида для сумм прямой радиации на горизонтальную поверхность, а Л. Г. Махоткиным [33] — для сумм рассеянной радиации. Однако до настоящего времени эти формулы не нашли применения для расчетов не только из-за их сложности, но главным образом вследствие зависимости определяемых ими сумм от четырех аргументов (B, A, c и τ_0). Поэтому оказывается невозможным табулировать или представить в виде номограммы значения сумм радиации в зависимости от значений этих аргументов.

Однако формулы (7.15) и (7.16) могут быть представлены в виде, более удобном для практических применений.

Из формулы (7.3) следует:

$$\cos\tau_0 = -\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta = -\frac{A}{B}; \tag{7.17}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2} = \sqrt{\frac{1-\cos\tau_0}{1+\cos\tau_0}} = \sqrt{\frac{\cos(\varphi-\delta)}{\cos(\varphi+\delta)}} = \sqrt{\frac{B+A}{B-A}}, \tag{7.18}$$

откуда

$$\tau_0 = 2\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{B+A}{B-A}}. \tag{7.19}$$

Коэффициент c в формуле Кастрова, характеризующий ослабление радиации в атмосфере, может быть вычислен по интенсивности радиации S_m, измеренной при числе оптических масс m

$$c = \frac{S_0 - S_m}{mS_m}. \tag{7.20}$$

В предыдущем параграфе было показано, какое значение для точности вычисления возможных сумм имеет нахождение эффективного значения применяемой характеристики прозрачности. Для коэффициента прозрачности, очень сильно подверженного влиянию эффекта Форбса, эффективное значение оказывалось близким к его полуденному значению. Как было показано выше, на величине коэффициента c формулы Кастрова эффект Форбса сказывается очень незначительно. Поэтому без существенной погрешности можно принять, что эффективное значение коэффициента $c_э$ равно его значению $c_п$, вычисленному по интенсивности радиации в истинный полдень. Тогда, согласно формуле (7.20),

$$c_э = c_п = \frac{S_0 - S_п}{m_п S_п} = \frac{S_0 - S_п}{S_п}\sin h_п = \frac{S_0 - S_п}{S_п}(A + B\cos\tau_п), \tag{7.21}$$

причем $\cos\tau_n = 1$

Подстановка в формулы (7.15) и (7.16) величин $\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2}$, τ_0 и c из формул (7.18), (7.19) и (7.21), со введением для краткости обозначений

$$\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2} = \sqrt{\frac{B+A}{B-A}} = R; \tag{7.22}$$

$$\frac{S_0 - S_п}{S_п} = N, \tag{7.23}$$

приводит эти формулы к виду

$$\sum S = \frac{2S_0T}{\pi}\left[\operatorname{arctg} R - \frac{NR}{\sqrt{(1+N)(NR^2-1)}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{NR^2-1}{1+N}}\right] \tag{7.24}$$

для случая $R^2 > \frac{1}{N}$ и

$$\sum S = \frac{2ST_0}{\pi}\left[\operatorname{arctg} R - \frac{NR}{2\sqrt{(1+N)(1-NR^2)}}\ln\frac{\sqrt{1+N}+\sqrt{1-NR^2}}{\sqrt{1+N}-\sqrt{1-NR^2}}\right] \tag{7.25}$$

для случая $R^2 < \frac{1}{N}$.

При $R^2 = \frac{1}{N}$ формула значительно упрощается. В этом случае

$$\sum S = \frac{2S_0T}{\pi}\left[\operatorname{arctg} R - \frac{R}{1+R^2}\right]. \tag{7.26}$$

Формулы (7.24) и (7.25) не менее сложны, чем ранее полученные формулы (7.15) и (7.16), но выражают сумму радиации как функцию всего лишь двух аргументов: R и N. При этом величина R определяется только широтой места и склонением солнца, а N — только полуденной интенсивностью радиации. В этом заключается очень существенное преимущество данного варианта формул, так как для вычисления функции двух аргументов можно составить таблицы или номограммы, удобные для практического применения.

Необходимо отметить, что для некоторых сочетаний широты места и склонения солнца величина R может получаться мнимой. Из формул (7.22) и (7.18) следует, что для этого величины $\cos(\varphi - \delta)$ и $\cos(\varphi + \delta)$ должны иметь разные знаки, что при положительных значениях φ (т. е. в северном полушарии) возможно при

$$\cos(\varphi - \delta) < 0, \quad \text{т. е. при} \quad (\varphi - \delta) > 90°$$

или при

$$\cos(\varphi + \delta) < 0, \quad \text{т. е. при} \quad (\varphi + \delta) > 90°.$$

Первый случай становится возможным при отрицательных значениях δ (т. е. в зимние месяцы) и при величинах φ, близких к 90° (т. е. в высоких широтах). В этом случае солнце не появляется из-за горизонта в течение всего периода, пока $\varphi > 90° + \delta$ (полярная ночь). Суточные суммы радиации в это время, очевидно, равны нулю.

Второй случай возможен также при значениях φ, близких к 90°, но уже при положительных значениях δ. Все время, пока выполняется условие $\delta > 90° - \varphi$, солнце не заходит за горизонт (полярный день). В этом случае в формулах (7.5), (7.6), (7.14) и др. необходимо взять в качестве верхнего предела интегрирования $t_0 = 12$ *час* и $\tau_0 = \pi$, в результате чего вместо формул (7.24) и (7.25) получается одна более простая формула

$$\sum S = S_0 T \left(1 - \frac{c}{\sqrt{(c+A)^2 - B^2}}\right) = S_0 T \left(1 - \frac{N}{\sqrt{(1+N)(N-\beta)}}\right), \tag{7.27}$$

где $\beta = \dfrac{B-A}{B+A}$.

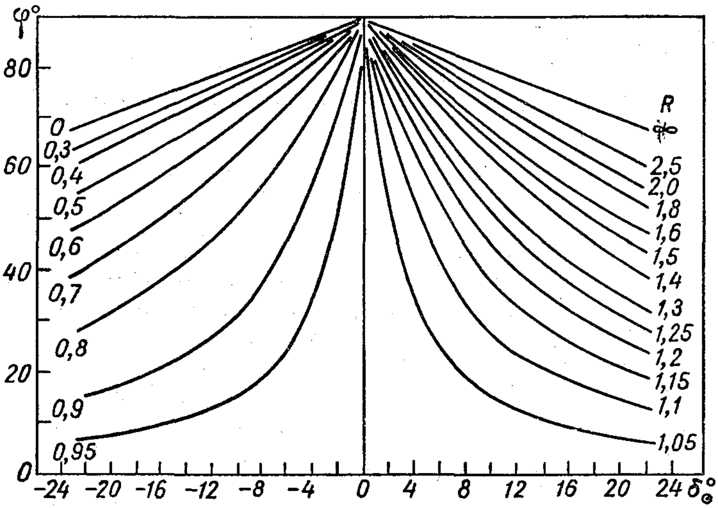

Рис. 40. Номограмма для определения величины R.

Несмотря на сложный вид формул (7.24)—(7.27), вычисление сумм радиации по ним может быть произведено очень быстро с помощью двух таблиц или номограмм. Первая из таблиц составляется для определения величины R по данным значениям φ и δ, вторая для определения $\sum S$ по данному значению $S_п$ и найденному по первой таблице или номограмме значению R.

Номограмма для вычисления величины R представлена на рис. 40. По горизонтальной оси номограммы отложены значения склонения солнца σ от $-23{,}5$ до $+23{,}5°$, по вертикальной оси — значения широты φ от 0 до $+90°$ (т. е. для северного полушария). Кривые линии номограммы представляют изолинии равных значений R, указанных при каждой кривой. Любой паре значений φ и δ соответствует определенная точка номограммы, расположенная либо на какой-нибудь изолинии R, либо между двумя изолиниями. Целые и десятые доли величины R для этой точки отсчитываются по ближайшей линии, проходящей под точкой (при $\delta > 0$) или над точкой (при $\delta < 0$). Сотые доли R отсчитываются на глаз по положению точки между двумя изолиниями. Если нанесенная по данным φ и δ точка приходится выше верхней изолинии $R = \infty$, то при положительных значениях склонения солнца это означает полярный день, а при отрицательных — полярную ночь.

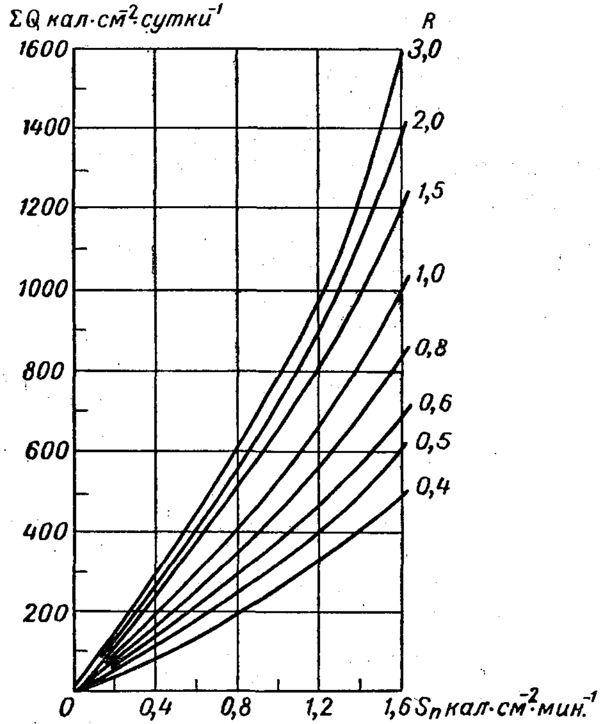

Рис. 41. Номограмма для определения возможных сумм радиации ΣS.

Из формулы (7.18) и номограммы следует, что в северном полушарии при $\delta > 0$ (т. е. в течение теплого полугодия) $R > 1$ и возрастает с широтой. При $\delta < 0$ (холодное полугодие) $R < 1$ и с широтой уменьшается. В дни осеннего и весеннего равноденствий (при $\delta = 0$) $R = 1$ на всех широтах. На экваторе $R = 1$ в течение всего года.

Образец номограммы для вычисления суммы S представлен на рис. 41. По горизонтальной оси графика отложены не сами значения N, а определяющие их величины полуденной интенсивности радиации $S_п$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$. Таким образом, для определения сумм радиации не требуется предварительного вычисления N, что значительно упрощает расчет. По вертикальной оси отложены вычисленные по формулам для данного значения $S_п$ суммы S в *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*сутки*$^{-1}$. Кривые линии номограммы представляют изолинии равных значений R. Для определения $\sum S$ на номограмме находят точку, соответствующую исходным значениям $S_п$ и R. Отсчет ординаты этой точки по шкале, указанной на вертикальной оси номограммы, дает искомое значение $\sum S$.

Вычисление возможных сумм прямой радиации на поверхность, перпендикулярную направлению потока, производится очень редко. Однако эти суммы имеют первостепенное значение, так как через них наиболее просто могут быть выражены возможные суммы всех других видов коротковолновой радиации.

Для горизонтальной поверхности $S'=S\sin h$. Поэтому в соответствии с формулой (7.13) можно написать

$$S'=S_0\left(\sin h-\frac{c\sin h}{c+\sin h}\right)=S_0\left(\sin h-c+\frac{c^2}{c+\sin h}\right) \qquad (7.28)$$

или, переходя к суточной сумме,

$$\sum S'=\frac{S_0T}{\pi}\int\limits_0^{\tau_0}\left(A-c+B\cos\tau+\frac{c^2}{c+A+B\cos\tau}\right)d\tau. \qquad (7.29)$$

Таким образом, сумма радиации для горизонтальной поверхности выражается через тот же интеграл $\int\limits_0^{\tau_0}\frac{d\tau}{c+A+B\cos\tau}$, что и сумма для перпендикулярной поверхности.

После интегрирования получается:

$$\sum S'=\frac{S_0T}{\pi}\left[(A-c)\tau_0+B\sin\tau_0+\right.$$
$$\left.+\frac{2c^2}{\sqrt{(c+A)^2-B^2}}\operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{c+A-B}{c+A+B}}\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2}\right)\right] \qquad (7.30)$$

или

$$\sum S'=\frac{S_0T}{\pi}\left[(A-c)\tau_0+B\sin\tau_0+\right.$$
$$\left.+\frac{c^2}{\sqrt{B^2-(c+A)^2}}\ln\frac{\sqrt{B+(c+A)}+\sqrt{B-(c+A)}\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2}}{\sqrt{B+(c+A)}-\sqrt{B-(c+A)}\operatorname{tg}\frac{\tau_0}{2}}\right]. \qquad (7.31)$$

Формулы (7.30) и (7.31) были впервые получены Б. М. Гальперин.

Введение аргументов N и R аналогично тому, как это было сделано выше для $\sum S$, дает

$$\sum S' = \frac{2S_0T}{\pi}\cos(\varphi - \delta)\left[\left(\frac{R^2-1}{2R^2} - N\right)\operatorname{arctg} R + \frac{1}{2R} + \right.$$
$$\left. + \frac{N^2R}{\sqrt{(1+N)(NR^2-1)}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{NR^2-1}{1+N}}\right] \qquad (7.32)$$

при $R^2 > \frac{1}{N}$, или $NR^2 > 1$,

$$\sum S' = \frac{2S_0T}{\pi}\cos(\varphi - \delta)\left[\left(\frac{R^2-1}{2R^2} - N\right)\operatorname{arctg} R + \frac{1}{2R} + \right.$$
$$\left. + \frac{N^2R}{2\sqrt{(1+N)(1-NR^2)}}\ln\frac{\sqrt{1+N}+\sqrt{1-NR^2}}{\sqrt{1+N}-\sqrt{1-NR^2}}\right] \qquad (7.33)$$

при $R^2 < \frac{1}{N}$ и

$$\sum S' = S_0T\cos(\varphi - \delta)\left[\frac{R^2-3}{2R^2}\operatorname{arctg} R + \frac{R^2+3}{2R(R^2+1)}\right] \qquad (7.34)$$

для случая $R^2 = \frac{1}{N}$.

Для непрерывного полярного дня суточная сумма радиации выразится формулой

$$\sum S' = S_0T\cos(\varphi - \delta)\left[\frac{1-\beta}{2} - N + \frac{N^2}{\sqrt{(N+1)(N-\beta)}}\right]. \qquad (7.35)$$

Формулы (7.32)—(7.35) можно упростить, если выразить $\sum S'$ через $\sum S$. Из сопоставления формул (7.28) и (7.20) следует

$$S'_h = S_0\sin h - cS_h. \qquad (7.36)$$

Отсюда при интегрировании получается

$$\sum S' = \frac{T}{\pi}\int_0^{\tau_0} S_0\sin h\, d\tau - c\sum S. \qquad (7.37)$$

Произведение $S_0\sin h = S'_A$ есть интенсивность радиации, падающей на горизонтальную поверхность при отсутствии атмосферы или при ее абсолютной прозрачности. Следовательно,

$$\sum S' = \sum S'_A - c\sum S. \qquad (7.38)$$

Эта формула представляет существенный интерес, так как с ее помощью устанавливается количественное соотношение между суточными суммами радиации на горизонтальную и перпендикулярную поверхность.

Суточную сумму радиации на горизонтальную поверхность при абсолютной прозрачности атмосферы легко вычислить по величинам A, B и R

$$\sum S'_{\text{А}} = \frac{S_0 T}{\pi} \int\limits_0^{\tau_0} (A + B\cos\tau)\, d\tau = \frac{S_0 T}{\pi} (A\tau_0 + B\sin\tau_0) =$$

$$= \frac{S_0 T}{\pi} \left(A\tau_0 + \sqrt{B^2 - A^2}\right) =$$

$$= \frac{S_0 T}{\pi} \cos(\varphi - \delta) \left[\frac{R^2 - 1}{R^2} \operatorname{arctg} R + \frac{1}{R}\right]. \qquad (7.39)$$

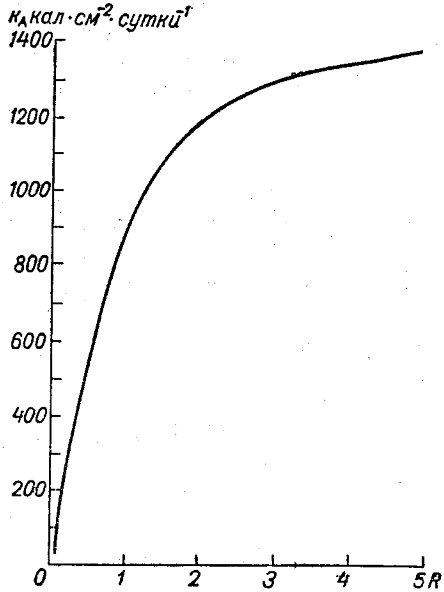

Рис. 42. График для определения сумм радиации при абсолютной прозрачности атмосферы.

Если ввести обозначение

$$k_{\text{А}} = \frac{S_0 T}{\pi} \left(\frac{R^2 - 1}{R^2} \operatorname{arctg} R + \frac{1}{R}\right) \qquad (7.40)$$

и принять во внимание, что $\cos(\varphi - \delta) = \sin h_{\text{п}}$, то

$$\sum S'_{\text{А}} = k_{\text{А}} \sin h_{\text{п}}. \qquad (7.41)$$

Величина $k_{\text{А}}$ зависит только от R и эта зависимость может быть представлена таблицей или графиком (рис. 42).

Из формул (7.20), (7.38) и (7.41) следует, что

$$\sum S' = (k_A - N \sum S) \sin h_п \qquad (7.42)$$

или

$$\sum S' = \left(\frac{k_A}{\Sigma S} - N\right) \sum S \sin h_п = k_{S'} \sum S \sin h_п, \qquad (7.43)$$

т. е. суточные суммы радиации на горизонтальную поверхность пропорциональны суммам радиации на перпендикулярную поверхность и синусам полуденных высот солнца. Коэффициент пропорциональности $k_{S'}$ при отсутствии облачности является функцией R и N или R и $S_п$. Вычисления показывают, что величина этого коэффициента медленно уменьшается с возрастанием величин R и $S_п$ (табл. 29).

Таблица 29

Зависимость коэффициента $k_{S'}$ от R и $S_п$

R	$S_п$ *кал·см*$^{-2}$ *·мин*$^{-1}$			
	0,40	0,80	1,20	1,60
0,4	0,81	0,78	0,75	0,71
1,0	0,78	0,76	0,73	0,69
2,0	0,76	0,74	0,71	0,67

Таким образом, величина коэффициента в очень различных условиях может меняться только в сравнительно небольших пределах (0,67—0,81) и в среднем может быть принята равной 0,75.

Существование прямой пропорциональности между суммами прямой радиации на горизонтальную и перпендикулярную поверхности соответственно формуле (7.43) было эмпирически установлено Е. П. Барашковой для сумм, получаемых при действительных условиях облачности. По данным шести регистрирующих прямую радиацию станций СССР (Якутск, Свердловск, Иркутск, Карадаг, Владивосток и Тбилиси) за периоды регистрации 14—25 лет величины коэффициента $k_{S'}$ как в годовом ходе, так и для различных станций менялись в пределах 0,68—0,83, что почти совпадает с данными табл. 29. Также совпадают и значения коэффициента $k_{S'}$ для средних условий (по Барашковой среднее значение $k_{S'} = 0{,}75 \div 0{,}76$). Этим подтверждается общий характер эмпирически установленной ранее зависимости и она получает теоретическое обоснование.

Как следует из полученных выше соотношений, вычислять суммы радиации на горизонтальную поверхность практически наиболее удобно по формуле (7.42). При этом можно использовать таблицы или номограммы, предназначенные для вычисления величин k_A и $\sum S$, после чего $\sum S'$ вычисляется очень просто.

Для суждения о точности расчета возможных сумм прямой радиации по изложенной выше методике необходимо установить, насколько соответствуют действительности предположения и допущения, сделанные при выводе применяемых для расчета формул.

Основным допущением следует считать то, что дневной ход интенсивности радиации при неизменной в течение дня прозрачности атмосферы с удовлетворительной точностью выражается формулой Кастрова. В предыдущей главе было уделено большое внимание обоснованию этого допущения и полученные результаты исследования формулы Кастрова свидетельствуют о его справедливости. Особенно хорошее согласие с результатами наблюдений получается при вычислении по значению $S_0 = 1{,}80$ *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$. При средней и повышенной прозрачности атмосферы и при высоте солнца больше 15° (в летние месяцы) величины интенсивности, вычисленные по значению c при $m = 1{,}5$, практически совпадают с результатами непосредственных наблюдений.

Вторым допущением следует считать принятое условие о неизменности прозрачности атмосферы в течение всего дня. В действительности прозрачность атмосферы в большинстве случаев меняется в течение дня, в результате чего состояние прозрачности, отмеченное в полдень, может оказаться нехарактерным для всего дня. Поэтому очень желательно выяснить, в какой степени изменения прозрачности атмосферы могут отразиться на точности суточных сумм, вычисленных без учета этого изменения.

Изменения прозрачности атмосферы в течение дня могут быть периодическими или непериодическими. Периодические изменения прозрачности связаны с увеличением влагосодержания и запыленности воздуха по мере прогревания деятельной поверхности, а также с ростом или уменьшением конденсационной мутности. В результатее этих изменений дневной ход радиации может оказаться несимметричным относительно истинного полудня. В летние месяцы дополуденные значения интенсивности прямой и суммарной радиации обычно получаются несколько выше послеполуденных. В зимние месяцы может наблюдаться обратное соотношение вследствие уменьшения конденсационной мутности под действием солнечной радиации. В том и другом случае сумма радиации, вычисляемая по полуденной интенсивности, получится больше действительной суммы за одну половину дня, но меньше за другую. В целом за весь день вычисленная сумма в большинстве случаев оказывается близкой к действительной, так как амплитуды периодических изменений прозрачности обычно невелики.

Непериодические изменения прозрачности вызываются сменой воздушных масс различного происхождения. В таких случаях прозрачность атмосферы в течение дня возрастает или уменьшается, и дневной ход радиации может быть резко асимметричен относительно истинного полудня. Но и в этих случаях сумма радиации, вычисленная по $S_п$, соответствует средней за день прозрачности и не будет заметно отличаться от действительной. Наиболее существенные ошибки могут получаться в тех случаях, когда прозрачность атмосферы изменяется скачком незадолго до полудня или вскоре после полудня. В этом случае полуденная прозрачность будет характерна для одной половины дня, но нехарактерна для другой. В отдельные дни значительных промежутков времени (порядка декады, месяца и более) непериодические изменения прозрачности наблюдаются в разное время дня и бывают направлены в различные стороны. Поэтому их влияние на суммы радиации в значительной степени сглаживается и не вносит существенных ошибок в результаты расчетов. Но при расчете возможных сумм для отдельных дней расхождение между вычисленными и наблюдаемыми суммами иногда может становиться заметным.

При выводе формул принималось также, что число оптических масс $m=\frac{1}{\sin h}$, тогда как по Бемпораду при $h<30°$ величина $m<\frac{1}{\sin h}$. Следствием расхождения величин m и $\frac{1}{\sin h}$ является расхождение между величинами, вычисленными по формуле Кастрова и формуле (7.13). Для высот солнца, меньших 10°, при $S_0=1{,}80$ *кал*$\cdot$*см*$^{-2}\cdot$*мин*$^{-1}$ и $c=0{,}32$ (для среднего, наиболее часто повторяющегося состояния прозрачности атмосферы) получаются следующие соотношения:

$h°$	10	6,8	5	3	2	1
m (Бемпорад)	5,60	8,0	10,4	15,4	19,8	27,0
$\frac{1}{\sin h}$	5,76	8,5	11,5	19,1	28,6	57,1
S' (формула Кастрова)	0,65	0,51	0,42	0,30	0,25	0,19
S' [формула (7.13)]	0,63	0,48	0,38	0,25	0,18	0,09
S' (по наблюдениям)	0,63	0,47	0,35	0,20	0,14	0,07

Из этих данных следует, что замена в формуле Кастрова числа оптических масс m на $\frac{1}{\sin h}$ не только не приводит к ухудшению результатов расчета, но значительно приближает их к действительности даже при очень малых высотах солнца. По-видимому, это объясняется тем, что в реальной атмосфере со значительной аэрозольной мутностью действительная длина пути лучей в атмосфере несколько превышает величины таблицы Бемпорада (см. § 7). Таким образом, можно считать, что допущение $m=\frac{1}{\sin h}$ не вносит сколько-нибудь существенных ошибок в результаты расчетов.

Других допущений, кроме рассмотренных выше, при выводе формул не делалось. Поэтому можно ожидать, что в преобладающем большинстве случаев возможные суммы радиации, вычисляемые изложенным методом, должны находиться в удовлетворительном согласии с действительными суммами. Более заметные расхождения могут быть только для отдельных дней с резкими изменениями прозрачности атмосферы в моменты, близкие к полудню.

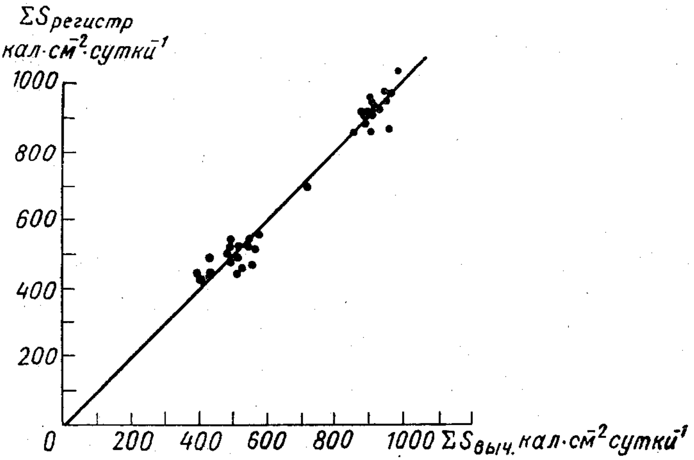

Рис 43. Соотношение суточных сумм ΣS в безоблачные дни, вычисленных и полученных путем регистрации в Ташкенте.

Для проверки этого заключения и установления величины возможных расхождений по формулам (7.24) и (7.25) были вычислены возможные суточные суммы $\sum S$ для 25 дней июня (1939—1950 гг.) и 22 дней декабря (1946—1950 гг.), отмеченных как совершенно безоблачные по записям актинографа в Ташкенте.

Сопоставление результатов расчета и регистрации представлено графически на рис. 43. Как видно из графика, отклонения вычисленных сумм от сумм, полученных путем регистрации, имеют случайный характер. Среднее значение $\sum S$ для июля составляет по расчету 913 *кал* · *см*$^{-2}$ за сутки, а по регистрации 926 *кал* · *см*$^{-2}$ за сутки; расхождение получается около 1,5%. В декабре среднее значение $\sum S$ по расчету равно 522 *кал* · *см*$^{-2}$ за сутки, а по регистрации 515 *кал* · *см*$^{-2}$ за сутки, т. е. расхождение также около 1,5%. Среднее отклонение без учета знака составляет для июня 32 *кал* · *см*$^{-2}$, т. е. около 3,5%, а для декабря 34 *кал* · *см*$^{-2}$ или около 6,5% суточной суммы. Максимальное отклонение в июне составило 12%, а в декабре 17%. Таким образом, даже для отдельных дней возможные суммы, полученные путем расчета, можно считать удовлетворительно точными.

Рассмотренный способ расчета возможных сумм удобен тем, что он предъявляет минимальные требования к объему необходимой информации, поскольку измерения интенсивности прямой радиации в истинный полдень производятся на каждой актинометрической станции, а результаты их используются для расчетов без какой бы то ни было переработки.

§ 31. Расчет возможных сумм рассеянной и суммарной радиации

Возможные суммы рассеянной радиации редко используются для расчетов. Однако методику их вычисления все же необходимо рассмотреть, так как эти суммы могут быть с успехом использованы для расчета действительных сумм рассеянной и суммарной радиации.

Из формул дневного хода рассеянной радиации, рассмотренных в § 23, наиболее целесообразно использовать формулу, связывающую интенсивность рассеянной радиации с интенсивностью прямой

$$D = k_D c S. \qquad (7.44)$$

Так как коэффициенты k_D и c можно считать постоянными в течение дня, то при интегрировании они выносятся за знак интеграла и тогда

$$\sum D = k_D c; \sum S = k_D N; \sum S \sin h_{\text{п}}, \qquad (7.45)$$

т. е. формула для дневных сумм рассеянной радиации имеет такой же вид, как и для сумм прямой радиации на горизонтальную поверхность и отличается от последней только величиной коэффициента пропорциональности k_D. Отсюда следует, что для расчета возможных сумм рассеянной радиации могут использоваться те же таблицы и номограммы, как и для расчета прямой радиации.

При отсутствии снежного покрова альбедо различных естественных поверхностей обычно меняется в сравнительно узких пределах, от 15 до 25%, и лишь в редких случаях выходит за эти пределы. Столь небольшие изменения альбедо не вызывают заметных изменений рассеянной радиации. Но при наличии снежного покрова рассеянная радиация возрастает. Поэтому при вычислении возможных сумм рассеянной радиации необходимо в случаях отсутствия или наличия снежного покрова пользоваться двумя различными значениями коэффициента k_D. Как показано в § 23, при расчете величины c по постоянной $S_0 = 1{,}80$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ для условий зеленого ландшафта (без снега) $k_D = 0{,}38$. При наличии устойчивого снежного покрова величина k_D может быть вычислена по формуле (6.31).

Возможные суточные суммы суммарной радиации в соответствии с формулами (7.43) и (7.45) также могут быть выражены через $\sum S$

$$\sum Q = \sum S' + \sum D = (k_{S'} + k_D N) \sin h_{\text{п}} \sum S. \qquad (7.46)$$

В формуле (7.46) сумма $k_{S'} + k_D N$ зависит от прозрачности атмосферы в соответствии с формулой (7.23). В умеренных широтах в летние месяцы величина произведения $k_D N$ меняется в пределах 0,15—0,30, так как полуденная интенсивность радиации составляет обычно 60—70% величины S_0.

Как показано в настоящей главе, суточные суммы всех видов солнечной радиации связаны между собой и могут быть вычислены по полуденной интенсивности радиации. Таким образом, расчет всех основных показателей режима солнечной радиации может быть произведен при минимальном объеме информации — одной величине интенсивности прямой радиации, достаточно репрезентативно характеризующей условия прозрачности.

Глава 8

ВЫЧИСЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

§ 32. Целесообразность применения различных характеристик прозрачности атмосферы

Количественные характеристики прозрачности атмосферы для прямой солнечной радиации применяются в актинометрии либо при расчетах радиационных потоков, либо для получения информации о свойствах естественного атмосферного аэрозоля. В первом случае характеристики прозрачности имеют значение только расчетных параметров и не являются предметом исследования. Во втором случае основной интерес представляют сами характеристики и выбор их определяется стремлением извлечь из них возможно больше сведений о физическом состоянии атмосферы. Естественно, что в качестве расчетных параметров целесообразно использовать наиболее простые комплексные характеристики прозрачности, обеспечивающие достаточную точность расчетов. Для исследований же самого атмосферного аэрозоля больше подходят характеристики, позволяющие выделить хотя бы основные компоненты общего ослабления радиации, т. е. релеевское и аэрозольное рассеяние и селективное поглощение водяным паром.

Различные задачи, ставящиеся при исследованиях прозрачности атмосферы, способствовали выработке и применению значительного числа различных характеристик прозрачности. Некоторые из этих характеристик были рассмотрены в предыдущих главах с точки зрения их применимости в расчетных формулах. В настоящей главе характеристики прозрачности рассматриваются как показатели физического состояния атмосферного аэрозоля. Изменения этого состояния обусловлены физическими процессами, происходящими в атмосфере. Таким образом, с характеристиками прозрачности связана важная обратная задача актинометрии — получение информации об атмосферных процессах по непериодическим изменениям радиационного поля, в данном случае — по изменениям прямой солнечной радиации.

§ 33. Коэффициент прозрачности и другие комплексные характеристики прозрачности атмосферы

Как было показано ранее, коэффициент прозрачности p формулы Бугера является простым, ясным по своему физическому смыслу и удобным для расчета сумм радиации параметром. Применять его для расчетов суточного хода радиации менее удобно вследствие наличия эффекта Форбса и необходимости учитывать зависимость величины p от высоты солнца. Для устранения этого неудобства был предложен ряд формул, в которых величина p сохраняет значение бугеровского коэффициента прозрачности при $m=1$. Вид функциональной зависимости, связывающей вычисляемую интенсивность радиации с величиной p и числом оптических масс m или высотой солнца h, выбирается при этом с тем расчетом, чтобы величина p получалась независящей от m или h, т. е. чтобы исключался эффект Форбса. Таковы рассмотренные в § 20 формулы Бемпорада (6.3), Сивкова (6.14), Мюрка (6.15). Однако результаты исследования этих формул, приведенные в § 22, показывают, что полностью исключить эффект Форбса все же не удается и он остается заметным при пониженной прозрачности атмосферы и небольших высотах солнца ($m>5$). То же относится и к предельному коэффициенту прозрачности Гульницкого (6.12).

Вычисление коэффициента p по измеренной интенсивности радиации с помощью соответствующих формул затруднений не вызывает. При этом вычислении, как и для остальных характеристик прозрачности атмосферы, для солнечной постоянной принимается ее астрофизическое значение $S_0=1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$.

Как характеристика оптических свойств атмосферного аэрозоля коэффициент прозрачности имеет значительные недостатки. К числу этих недостатков относится прежде всего его малая чувствительность к изменениям прозрачности. Так, изменение интенсивности радиации при $m=2$ от 0,70 до 1,35 *кал·см*$^{-2}$*·мин*$^{-1}$

(табл. 18), т. е. в 1,9 раза, вызывает возрастание величины p_2 от 0,594 до 0,826, т. е. всего лишь на 40%. Вторым существенным недостатком является трудность разделения основных составляющих общего ослабления радиации. Все же, несмотря на эти недостатки, коэффициент прозрачности нередко используется и для оценки степени прозрачности атмосферы.

Для исключения эффекта Форбса величины p, получаемые при различных высотах солнца h, необходимо приводить в какой-либо одной определенной высоте. Удобно за такое «нормальное» значение h принимать значение, соответствующее целому числу оптических масс m. Так как при $h=90°$ ($m=1$) измерений производить не удается, то целесообразно принять за основу $h=30°$ ($m=2$), при котором можно производить непосредственные измерения в течение большей части года. Для приведения можно использовать соотношения между величинами p при разных значениях m, вычисленные по данным наблюдений (табл. 18) и приведенные в табл. 30.

Таблица 30

Величины коэффициентов прозрачности при различном числе оптических масс (S_0=1,98 *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$)

Прозрачность атмосферы	Число оптических масс						
	1	1,5	2	3	4	5	8
Очень низкая	0,535	0,570	0,594	0,642	0,666	0,685	0,729
Сильно пониженная . .	0,591	0,635	0,652	0,691	0,717	0,733	0,770
Пониженная	0,641	0,676	0,697	0,731	0,756	0,769	0,802
Нормальная	0,692	0,724	0,747	0,775	0,795	0,808	0,835
Повышенная	0,737	0,766	0,786	0,810	0,826	0,837	0,861
Высокая	0,778	0,806	0,826	0,843	0,857	0,865	0,886
Идеальная	0,884	0,896	0,904	0,914	0,922	0,927	0,939

Величины p при $m=1$ вычислены по значениям S, помещенным в табл. 25. Приведение величин p к $m=2$ наиболее удобно делать путем введения в значения p_m поправок Δp, зависящих как от самой величины p_m, так и от числа m, для которого была вычислена эта величина

$$p_2 = p_m + \Delta p. \tag{8.1}$$

Для определения поправок Δp может быть использована номограмма, составленная по данным табл. 30 и изображенная на рис. 44. По горизонтальной оси графика отложены значения коэффициента прозрачности p_m, который нужно привести к $m=2$. По вертикальной оси — величина поправки $\Delta p = p_2 - p_m$. Данные табл. 30 на графике изображены кружками, через которые проведены кривые линии, представляющие осредненное значение поправки Δp в зависимости от p_m. Соответствующие значения m указаны при каждой кривой. Поправки положительны для значений $m < 2$ и отрицательны для $m > 2$.

При сравнении величин p, вычисленных по измерениям в различных пиргелиометрических шкалах или по различным значениям солнечной постоянной, необходимо обеспечить сравнимость

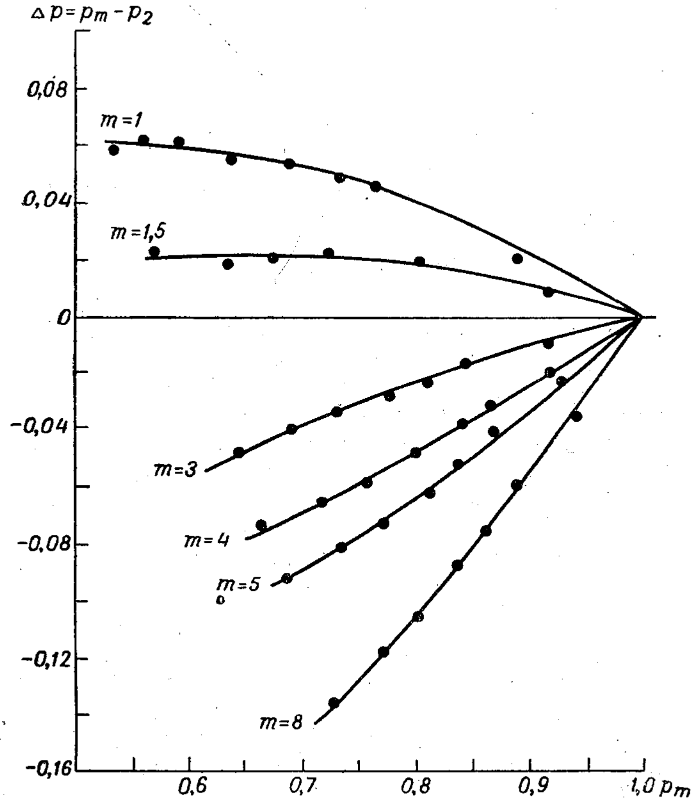

Рис. 44. Величина поправок для приведения коэффициента прозрачности к $m=2$.

сопоставляемых величин. В формулу коэффициента прозрачности входит отношение величин S/S_0. Это отношение не меняется при переходе от одной пиргелиометрической шкалы к другой, если относительное изменение S и S_0 одинаково. Поэтому коэффициенты прозрачности остаются неизменными при переходе от европейской шкалы Онгстрема со значением солнечной постоянной 1,88 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ к американской шкале Аббота со значением $S_0=1{,}95$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ или к новой МПШ 1956 г. со значением $S_0=1{,}91$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$. Но при переходе от европейской или американской шкал к МПШ 1956 г. и новому значению солнечной постоянной $S_0=1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ относительное изменение S и S_0 получается уже неодинаковым. В первом случае

$$\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{нов}}=\frac{1{,}015}{1{,}053}\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{пр}}=0{,}964\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{пр}}.$$

Соответственно

$$(p_m)_{\text{нов}}=\sqrt[m]{0{,}964}\,(p_m)_{\text{пр}}. \qquad (8.2)$$

В частности, при $m=2$

$$(p_2)_{\text{нов}}=0{,}982\,(p_2)_{\text{пр}}. \qquad (8.3)$$

Во втором случае при переходе от американской шкалы к МПШ 1956 г. и новому значению солнечной постоянной

$$\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{нов}}=\frac{0{,}98}{1{,}015}\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{пр}}=0{,}965\left(\frac{S}{S_0}\right)_{\text{пр}},$$

т. е. соотношение между прежними и новыми величинами коэффициентов прозрачности в обоих случаях получается практически одинаковым и выражается одной общей формулой (8.2).

Интегральный коэффициент ослабления радиации $a=-\ln p=-2{,}30\lg p$ еще в большей степени, чем коэффициент прозрачности, подвержен влиянию эффекта Форбса, так как логарифмы коэффициентов прозрачности меняются значительно быстрее, чем сами коэффициенты p. Например, как показывает табл. 30, при нормальной прозрачности атмосферы отношение $p_8/p_1=1{,}20$, тогда как $\dfrac{a_1}{a_8}=\dfrac{\lg p_1}{\lg p_8}=2{,}04$. Величина коэффициента ослабления не дает наглядного представления о степени прозрачности атмосферы, о величине и соотношении основных компонент общего ослабления радиации. По этим причинам комплексный коэффициент ослабления радиации до настоящего времени не применяется в качестве характеристики прозрачности атмосферы. Одна из его составляющих — коэффициент аэрозольного и релеевского рассеяния или оптическая плотность атмосферы — находит применение в расчетах (как это было показано в главах 4 и 5), но как характеристика прозрачности атмосферы обладает теми же существенными недостатками, как и комплексный коэффициент ослабления радиации.

Рассматривавшийся ранее в главах 6 и 7 коэффициент Кастрова c как характеристика прозрачности атмосферы имеет некоторые преимущества перед другими комплексными характеристиками прозрачности. Этими преимуществами следует считать большую чувствительность к изменениям прозрачности атмосферы и меньшее влияние на его величины эффекта Форбса. Однако при расчете этого коэффициента по астрономической величине солнечной постоянной влияние эффекта Форбса становится заметным, как это можно видеть по данным табл. 22. Величина c также не дает наглядного представления о степени прозрачности атмосферы и не позволяет выделить основные компоненты общего ослабления радиации. Поэтому коэффициент Кастрова до сих пор в качестве индекса оптического состояния атмосферы не применялся.

§ 34. Интенсивность радиации как первичная характеристика прозрачности атмосферы

Все характеристики интегральной прозрачности атмосферы вычисляются по интенсивности прямой солнечной радиации S, падающей на перпендикулярную к направлению лучей поверхность. Поэтому вполне естественно эту интенсивность (приведенную к среднему расстоянию от Солнца и отнесенную к какой-либо определенной высоте его над горизонтом) принять за первичную характеристику прозрачности атмосферы. По соображениям, изложенным в предыдущем параграфе, целесообразно за основное значение S принять значение, соответствующее $h=30°$ и $m=2$. Величины S, измеренные при других высотах солнца, могут быть приведены к $h=30°$ благодаря существованию общих закономерностей, выражающих изменение величин S в зависимости от h. По величинам S, соответствующим $h=30°$, могут быть вычислены любые характеристики прозрачности атмосферы, свободные от влияния эффекта Форбса. Такой путь получения характеристики прозрачности представляется наименее трудоемким и наиболее надежным, так как избавляет от необходимости разрабатывать методику приведения к одной и той же высоте солнца для каждой характеристики в отдельности, значительно уменьшает возможность ошибок приведения и дает более сравнимые значения характеристик.

Приведение измеренных интенсивностей S к среднему расстоянию между Землей и Солнцем удобнее всего делать путем введения в величины S поправок ΔS, величина которых меняется в течение года от —3,3% (в декабре и январе) до +3,4% (в июле). Учитывая точность измерений и точность приведения, можно округлить относительные поправки до целых процентов. Ошибка за счет округления поправки в этом случае не будет превышать 0,5%. Зато период, в течение которого может применяться одна и та же поправка, может быть очень продолжительным. Так, поправка —3% может применяться с 23 ноября по 13 февраля, а поправка +3% может применяться с 22 мая по 16 августа. Эти поправки, относительные (в процентах) и абсолютные (в калориях на квадратный сантиметр в минуту), для различных периодов указаны в табл. 31. Табличные величины поправок с указанным знаком придаются измеренной интенсивности.

Таблица 31

Поправки ΔS для приведения интенсивности солнечной радиации к среднему расстоянию Земли от Солнца

Период применения поправки	ΔS	Пределы изменений S	ΔS	Пределы изменений S	ΔS	Пределы изменений S	ΔS	Пределы изменений S	ΔS
	%	$кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$							
1 I—13 II	—3	0,17—0,49	—0,01	0,50—0,83	—0,02	0,84—1,16	—0,03	1,17—1,50	—0,04
14 II—7 III	—2	<0,26	0,00	0,26—0,74	—0,01	0,75—1,25	—0,02	>1,25	—0,03
8 III—25 III	—1	<0,51	0,00	0,51—1,49	—0,01	>1,49	—0,02		
26 III—11 IV	0	0,0 при любых значениях S							
12 IV—30 IV	+1	<0,51	0,00	0,51—1,49	+0,01	>1,49	+0,02		
1 V—21 V	+2	<0,26	0,00	0,26—0,74	+0,01	0,75—1,25	+0,02	>1,25	+0,03
22 V—16 VIII	+3	0,17—0,49	+0,01	0,50—0,83	+0,02	0,84—1,16	+0,03	1,17—1,50	+0,04
17 VIII—7 IX	+2	<0,26	0,00	0,26—0,74	+0,01	0,75—1,25	+0,03	>1,25	+0,04
8 IX—25 IX	+1	<0,51	0,00	0,51—1,49	+0,01	>1,49	+0,02		
26 IX—13 X	0	0,0 при любых значениях S							
14 X—31 X	—1	<0,51	0,00	0,51—1,49	—0,01	>1,49	—0,02		
1 XI—22 XI	—2	<0,26	0,00	0,26—0,74	—0,01	0,75—1,25	—0,02	>1,25	—0,03
23 XI—31 XII	—3	0,17—0,49	—0,01	0,50—0,83	—0,02	0,84—1,16	—0,03	1,17—1,50	—0,04

В § 20—22 было показано, что ни одна из предлагавшихся формул не представляет с достаточной точностью соотношений между интегральной интенсивностью солнечной радиации, высотой солнца и прозрачностью атмосферы при всех наблюдающихся сочетаниях этих факторов. Учитывая сложный характер интегральных показателей прозрачности и различное распределение их составляющих при разных условиях, вряд ли можно надеяться на получение такой универсальной формулы и в дальнейшем. Но эмпирические соотношения между интенсивностью радиации и высотой солнца при различных условиях прозрачности получаются вполне определенными. Именно эти соотношения и целесообразно положить в основу при выработке методики приведения интенсивности радиации к определенной высоте солнца. Приведенные к $h=30°$ значения интенсивности $S_{30°}$ в зависимости от значений S_h, измеренных при другой высоте h, могут быть представлены в форме таблицы или графика. Для составления таблицы или графика могут быть использованы величины интенсивности, приведенные в табл. 25. Путем интерполяции данных, указанных в ее строчках и столбцах, может быть получена более удобная для применения детализированная таблица. По такой таблице любое измеренное значение S может быть найдено в одной из ее горизонтальных строчек и в вертикальном столбце, соответствующем значению h в момент измерения. Тогда в той же горизонтальной строчке и вертикальном столбце для $h=30°$ можно прочитать искомое значение $S_{30°}$. Такая детализированная таблица, однако, велика по размерам или ее приходится размещать на нескольких листах. Более компактной является номограмма, предназначенная для приведения к $h=30°$ и воспроизведенная на рис. 45. Эта номограмма также построена по данным табл. 25. По горизонтальной оси номограммы откладываются значения интенсивности S_h, измеренные при какой-либо высоте солнца h. По оси ординат отсчитываются приведенные значения $S_{30°}$, соответствующие тому же состоянию прозрачности атмосферы, при котором производилось измерение. Проведенные на графике кривые соответствуют значениям h, указанным при каждой кривой. Каждая пара значений S_h и h определяет на графике точку, ордината которой дает приведенное значение $S_{30°}$. Если точка приходится между двумя кривыми графика, то ее положение определяется на глаз. С помощью графика приведенные значения $S_{30°}$ получаются с точностью $\pm 0{,}01$—$0{,}02$ *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$.

Положенные в основу редукционных таблиц и графика данные табл. 15 получены из наблюдений на небольших высотах над уровнем моря. Однако эти таблицы можно применять и для более высоких уровней. Это подтверждается расчетами интенсивностей радиации на различных уровнях в свободной атмосфере, опубли-

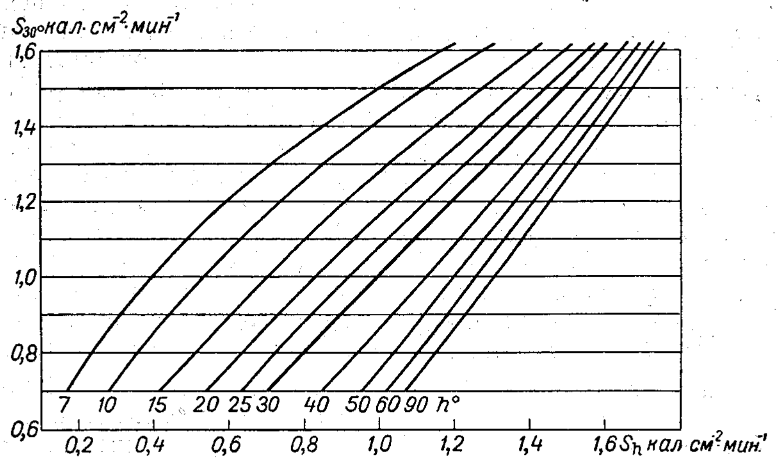

Рис. 45. Номограмма для приведения интенсивности радиации к $m=2$.

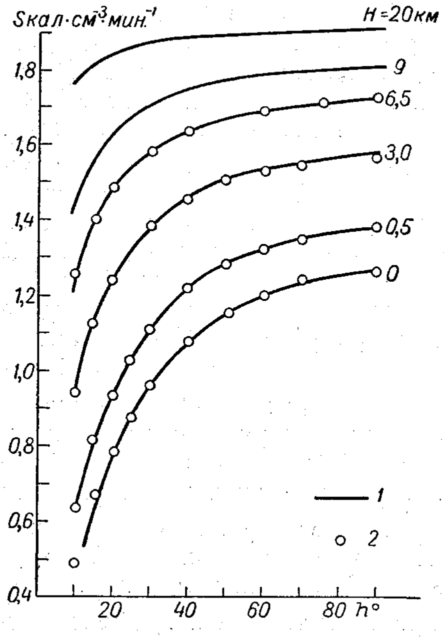

Рис. 46. Дневной ход интенсивности радиации в свободной атмосфере по расчету Авасте и Шифрина (*1*) и по номограмме рис. 43 (*2*).

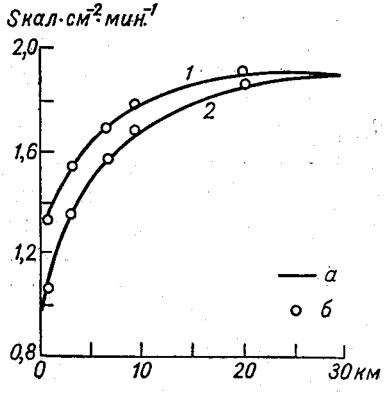

Рис. 47. Изменения интенсивности радиации с высотой по расчету (*а*) и по наблюдениям (*б*).

кованными в упоминавшейся ранее работе Авасте, Молдау и Шифрина [II.1]. По этим расчетам на рис. 46 сплошными кривыми представлен ход интенсивности радиации в зависимости от высоты солнца на уровнях 0,0; 0,5; 3,0; 6,5; 9,0 и 20 *км* для стандартной радиационной модели атмосферы ($\tau_0\lambda_0=0{,}3$; $w=2{,}1$ *см*). На этом же графике нанесены точки, полученные с помощью номограммы рис. 45 для различных высот солнца по значению $S_{30°}$, совпадающему с рассчитанными теоретически. Как можно видеть по расположению точек относительно кривых, результаты расчета дневного хода радиации по номограмме рис. 45 вполне удовлетворительно согласуется с результатами теоретического расчета. В свою очередь результаты теоретического расчета Авасте, Молдау и Шифрина хорошо согласуются с результатами непосредственных измерений радиации в свободной атмосфере, производившихся в последнее время с помощью высотных аэростатов. В качестве примера можно привести результаты измерения интенсивности прямой солнечной радиации на высотах до 30 *км*, опубликованные в статье К. Я. Кондратьева, Г. А. Никольского и Е. Н. Есиповой. Результаты этих измерений представлены на рис. 47. Измеренные интенсивности приведены к высотам солнца 60° (2 подъема, 1963 г.) и 26,5° (3 подъема, 1964 г.) и к среднему расстоянию от Солнца. На графике представлены осредненные результаты двух первых подъемов (кривая *1*) и трех последних (кривая *2*). Результаты теоретического расчета, также приведенные к высотам солнца 60 и 23,5°, обозначены кружками. Кружки располагаются на кривых или очень близко к ним, подтверждая этим полную применимость теории потоков коротковолновой радиации в свободной атмосфере, изложенную в работе [63]. Отсюда можно заключить и о применимости описанной выше методики приведения интенсивности радиации к определенной высоте солнца в условиях высокогорных станций и свободной атмосферы. Преимущество этой методики заключается также в том, что она позволяет использовать для вычисления характеристик прозрачности атмосферы измерения, произведенные при различных высотах солнца, тогда как ранее для получения сравнимых значений этих характеристик требовалось производить измерения при постоянных высотах солнца, что очень осложняло производство наблюдений.

Величины интенсивности радиации, приведенные к определенной высоте солнца, зависят только от состояния прозрачности атмосферы и сами его характеризуют. Сопоставление этих величин, полученных в различных условиях климата, погоды и географической широты места позволяет делать заключение об изменениях прозрачности атмосферы под влиянием этих условий. Но при таких сопоставлениях необходимо иметь в виду, что вычисляемые по $S_{30°}$ значения характеристик прозрачности могут считаться сравнимыми только в том случае, если измерения делались при атмосферном давлении, не отличающемся значительно от нормального давления $b_0=1000$ *мб*, при котором число относительных масс m, проходимых солнечным лучом в атмосфере, равно числу абсолютных масс M. При меньших давлениях (т. е. при больших высотах над уровнем моря) это равенство нарушается в соответствии с формулой $M=\frac{b}{b_0}m$. В этом случае приведение значений S к $h=30°$ описанным выше методом равносильно приведению к числу относительных оптических масс $m=2$. В § 10 было показано, что характеристики прозрачности, вычисляемые по относительному числу оптических масс, относятся к действительной толщине слоя однородной атмосферы над уровнем измерения $H=H_0\frac{b}{b_0}$. Следовательно, при различных значениях b числовые значения этих характеристик несравнимы. Для обеспечения их сравнимости можно сопоставлять только нормализованные значения характеристик прозрачности, т. е. значения, приведенные к одинаковому числу абсолютных оптических масс M, в частности к $M=2$. Такое приведение наиболее просто можно произвести для величин интенсивности радиации S с помощью тех же таблиц или графиков, которые применяются для приведения величин S к $h=30°$. В этом случае приведение измеренных значений S следует делать не к $h=30°$, а к той высоте солнца, которой при данном атмосферном давлении b соответствует число абсолютных оптических масс $M=2$. Эту высоту легко определить из условия

$$M=\frac{b}{b_0}m=2,$$

откуда

$$m=\frac{2000}{b\ мб}. \tag{8.4}$$

Остается определить по таблице Бемпорада высоту солнца, для которой число относительных оптических масс выражается формулой (8.4).

В табл. 32 указаны полученные таким образом значения высот солнца, для которых при данном давлении число $M=2$.

Приведение к одинаковому числу абсолютных масс атмосферы позволяет сопоставить ослабление радиации в различных условиях, но при одинаковой физической длине пути солнечного луча в атмосфере. Тогда число молекул воздуха на этом пути во всех случаях остается постоянным и меняются только факторы, определяющие аэрозольное и селективное ослабление радиации. Изучение этих факторов и составляет одну из важнейших задач исследования атмосферной прозрачности.

Таблица 32

Высоты солнца (*град*), при которых число абсолютных оптических масс атмосферы $M=2$

Атмосферное давление, *мб*	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
1000	30,0	30,3	30,6	31,0	31,3	31,6				
900	27,0	27,3	27,6	27,9	28,2	28,5	28,8	29,1	29,4	29,7
800	23,5	23,8	24,1	24,5	24,8	25,1	25,4	25,7	26,1	26,4
700	20,3	20,6	20,9	21,3	21,6	21,9	22,2	22,5	22,9	23,2
600	17,3	17,6	17,9	18,2	18,5	18,8	19,1	19,4	19,7	20,0
500	14,3	14,6	14,9	15,2	15,5	15,8	16,1	16,4	16,7	17,0
400	11,3	11,6	11,9	12,2	12,5	12,8	13,1	13,4	13,7	14,0

Таким образом, к одинаковому числу оптических масс (относительных или абсолютных) можно приводить исходные величины интенсивности радиации. Вычисленные по ним характеристики прозрачности будут относиться к одинаковым значениям m и, следовательно, будут вполне сравнимы. При этом становится излишним рассмотрение методики приведения к определенным значениям m различных характеристик прозрачности.

§ 35. Фактор мутности Линке

Отмеченные выше недостатки коэффициента прозрачности как характеристики самой прозрачности побудили Ф. Линке в 1922 г. предложить новую характеристику прозрачности атмосферы, названную им фактором мутности [84].

Фактор мутности T был определен как отношение коэффициентов ослабления радиации в реальной и идеальной атмосфере при данном числе оптических масс:

$$T = \frac{a_m}{a_{i,\,m}} = \frac{\lg p_m}{\lg p_{i,\,m}}. \tag{8.5}$$

Так как в реальной атмосфере всегда $a_m > a_{i,\,m}$, то фактор мутности всегда больше единицы. Только для идеальной атмосферы $T=1$. Случай $T<1$, очевидно, невозможен, если коэффициенты a_m и $a_{i,\,m}$ относятся к одинаковой толщине слоя нормальной однородной атмосферы.

Уже из формулы (8.5) можно видеть, что фактор мутности как характеристика прозрачности должен обладать значительными преимуществами по сравнению с коэффициентом прозрачности Бугера. Он должен быть более чувствителен к изменениям прозрачности, так как логарифмы коэффициентов прозрачности меняются в более широких пределах, чем сами эти коэффициенты.

Что же касается эффекта Форбса, то он в одинаковом направлении действует на величины a_m и $a_{i,m}$ и поэтому изменение величин T с изменением m получается значительно меньше, чем для коэффициента прозрачности. Фактор мутности дает наглядное представление об ослаблении радиации, характеризуя переменное ослабление в реальной атмосфере по отношению к постоянному ослаблению идеальной атмосферы. Наконец, фактор мутности позволяет легко выделить основные составляющие комплексного ослабления радиации, что следует считать наиболее существенным его преимуществом.

Представляя комплексный коэффициент ослабления радиации реальной атмосферы как сумму основных его составляющих, можно представить формулу (8.5) в виде

$$T = \frac{a_{i,m} + a_{d,m} + a_{w,m}}{a_{i,m}} = 1 + W + R, \tag{8.6}$$

где $a_{d,m}$ и $a_{w,m}$ — соответственно коэффициенты аэрозольного и селективного ослабления радиации, а $a_{i,m}$ — сумма коэффициентов ослабления компонентами идеальной атмосферы, т. е. чистым воздухом и озоном. Величины $W = \frac{a_{w,m}}{a_{i,m}}$ и $R = \frac{a_{d,m}}{a_{i,m}}$ могут быть определены в отдельности, так как $a_{w,m}$ есть функция общего содержания водяного пара в вертикальном столбе атмосферы, измеряемого толщиной слоя осажденной воды w *см*, и числа оптических масс атмосферы m. Сама величина w, как было отмечено в § 8, может быть приближенно представлена формулой вида (3.36), так что можно положить

$$W = \varphi(e_0), \tag{8.7}$$

где e_0 есть упругость водяного пара на уровне измерения.

Вид функции $\varphi(e_0)$ может быть определен эмпирически. Нередко применяется зависимость наиболее простого вида (линейная): $W = be_0$, причем величины b определяются эмпирически. Для условий средних широт они меняются в пределах 0,10—0,12 (при величинах e_0, выраженных в миллиметрах). В работе [I.17] по наблюдениям в Карадаге получена нелинейная зависимость $W = e^{0,43}$. Для уточнения вида функции $\varphi(e_0)$ и закономерностей изменения ее параметров необходимо дополнительное исследование на более обширном материале.

После того как определена «влажная мутность» W, величина R определяется как разность

$$R = T - 1 - W, \tag{8.8}$$

почему и называется «остаточной мутностью».

Входящие в формулу (8.6) величины $a_{i,m}$, $a_{w,m}$ и $a_{d,m}$, очевидно, должны измеряться в одних и тех же единицах, т. е. относиться к толщине слоя однородной атмосферы над местом измерения.

Для вычисления фактора мутности необходимо знать интенсивность радиации в идеальной атмосфере $S_{i,m}$ для данного значения m, которой определяются величины коэффициентов $a_{i,m}$ и $p_{i,m}$. Из формулы Бугера—Ламберта следует

$$T = \frac{\lg S_0 - \lg S_m}{\lg S_0 - \lg S_{i,m}} = P(m) \lg \frac{S_0}{S_m}, \tag{8.9}$$

где $P(m)$ есть постоянный для данного значения m коэффициент

$$P(m) = \frac{1}{\lg S_0 - \lg S_{i,m}} = \frac{2{,}30}{m a_{i,m}}. \tag{8.10}$$

Таким образом, величины коэффициентов $P(m)$ зависят как от положенных в основу расчета значений $S_{i,m}$, так и от принятой величины солнечной постоянной. Как было показано в табл. 4, с 1922 по 1964 г. различными авторами получались значительно отличающиеся друг от друга результаты расчетов интенсивности радиации в идеальной атмосфере. В соответствии с этим менялись и величины постоянных $P(m)$. Наименьшие значения $P(m)$ были получены Линке по старым данным о спектральном распределении радиации вне пределов земной атмосферы. Поэтому постоянные коэффициенты $P(m)$, а следовательно, и значения T оказались заниженными на 25% по сравнению с более поздними и более близкими к действительности расчетами Фейснера и Дюбуа. Так, по расчету Линке величина $P(m=2) = 10{,}30$, а по Фейснеру и Дюбуа $P(m=2) = 12{,}86$. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при использовании данных о факторе мутности, полученных до 1930 г., например данных, рассчитанных А. И. Батыгиной для нескольких пунктов СССР. После опубликования работы Фейснера и Дюбуа вычисленные ими значения коэффициентов $P(m)$ применялись вплоть до последнего времени. В частности они рекомендовались для применения в Международном руководстве по актинометрическим наблюдениям во время МГГ [I.44], хотя введение нового значения солнечной постоянной требовало их перевычисления. Такое перевычисление $P(m)$ по новому расчету интенсивности радиации в идеальной атмосфере (табл. 3 и 4) и значению $S_0 = 1{,}98$ *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ приводит к несколько меньшим значениям $P(m)$, чем было получено по расчетам Фейснера и Дюбуа, так, величина $P(m=2) = 11{,}5$ вместо прежнего значения $P(m=2) = 12{,}86$. Соотношение между величинами $P(m)$ по старому и новому расчетам представлено на рис. 48.

Для фактора мутности остается справедливым то, что было сказано в § 33 относительно изменений коэффициента прозрачности при переходе от одной пиргелиометрической шкалы к другой или при изменении величины S_0. Так, например, изменение величины T при переходе от шкалы Онгстрема и $S_0 = 1{,}88$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ к шкале МПШ и $S_0 = 1{,}98$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ равно изменению, полученному при измерении по одной и той же шкале МПШ и изменении величины S_0 от 1,91 до 1,98 *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$.

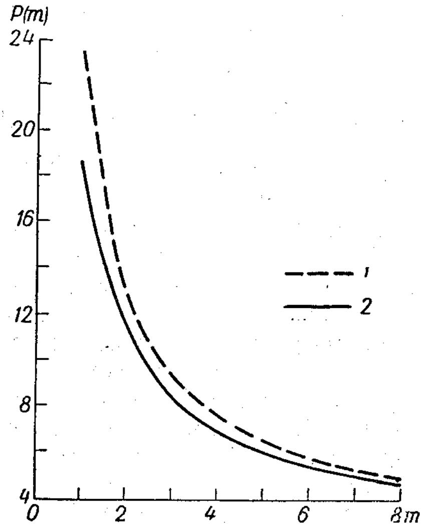

Рис. 48. Коэффициент $P(m)$ по Фейснеру и Дюбуа (*1*) и по новому расчету (*2*).

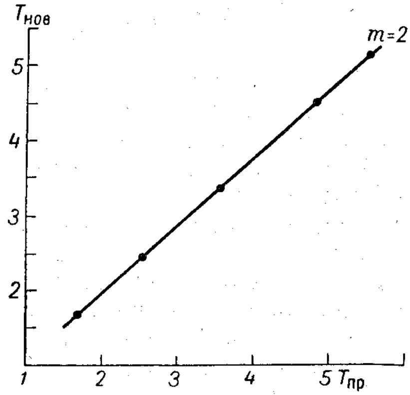

Рис. 49. Величина фактора мутности T по прежним $T_{пр}$ и новым $T_{нов}$ постоянным.

При таком переходе соотношение между прежним и новым значением фактора мутности определяется формулой

$$T_{нов} = T_{пр} \frac{P_{нов}}{P_{пр}} \frac{\lg \frac{1{,}91}{S_m}}{\lg \frac{1{,}98}{S_m}}. \tag{8.11}$$

При $m=2$ получается

$$T_{нов} = T_{пр} \cdot 0{,}891 \left[1 + \frac{0{,}0158}{\lg 1{,}91 - \lg S_m}\right]; \tag{8.12}$$

$$\Delta T = T_{нов} - T_{пр} = T_{пр} \left[-0{,}109 + \frac{0{,}0141}{\lg 1{,}91 - \lg S_m}\right]. \tag{8.13}$$

Таким образом, величины T_2 (при $m=2$) по новым постоянным получаются несколько меньше, чем по старым, причем поправка ΔT зависит от интенсивности радиации и уменьшается с ее возрастанием. Соотношение между прежними и новыми значениями T представлены на рис. 49.

Представление о виртуальном ходе фактора мутности и об эффекте Форбса дает табл. 33, вычисленная по значениям интенсивности радиации табл. 18 и интенсивности радиации идеальной атмосферы $S_{i,m}$ табл. 3.

Таблица 33

Факторы мутности атмосферы при различном числе оптических масс

Прозрачность атмосферы	Число оптических масс						
	1	1,5	2	3	4	5	8
Очень низкая	5,05	5,32	5,20	4,91	5,01	5,01	5,05
Сильно пониженная	4,25	4,30	4,26	4,09	4,10	4,11	4,18
Пониженная	3,59	3,71	3,62	3,47	3,45	3,48	3,52
Нормальная	2,98	3,06	2,92	2,82	2,88	2,83	2,88
Повышенная	2,46	2,52	2,41	2,33	2,36	2,36	2,39
Высокая	2,03	2,04	1,91	1,89	1,90	1,92	1,94

Данные таблицы подтверждают предположение о высокой чувствительности фактора мутности к изменениям прозрачности. Так, при $m=2$ величины T изменяются в пределах 5,20—1,91, т. е. в 2,7 раза, а соответствующие им величины S — только в 1,9 раза. Если же считать переменной частью фактора мутности только разность $T-1$, то эта разность может изменяться в пределах 4,20—0,91, т. е. более чем в 4,5 раза. Эффект Форбса проявляется только при малых значениях m, от 1 до 3, причем максимальные значения T отмечаются при $m=3$. Отношение $\frac{T_{1,5}}{T_3}$ получается почти одинаковым при всех условиях прозрачности атмосферы и в среднем составляет 1,08. Наибольшее изменение T наблюдается в промежутке от $m=2$ до $m=3$.

Виртуальный ход фактора мутности для интегрального потока радиации можно признать незначительным. Однако при вычислении T для инфракрасной области ($\lambda > 0,625$ *мк*) виртуальный ход оказывается выраженным настолько резко, что величины, вычисленные для различного числа оптических масс, становятся несравнимыми.

Для устранения этого неудобства Линке в 1942 г. предложил применять в качестве характеристики прозрачности атмосферы «новый фактор мутности», который характеризует мутность реальной атмосферы по отношению не к идеальной сухой атмосфере, а к некоторой «идеальной влажной» атмосфере. В качестве такой атмосферы была принята чистая (без аэрозольных частиц) атмосфера с общим содержанием водяного пара $w=1,0$ *см* слоя осажденной воды. Расчет нового фактора мутности производится по тем же формулам (8.5), (8.9) и (8.10), в которые вместо величин $a_{i,m}$, $p_{i,m}$ и $S_{i,m}$ подставляются величины $a_{w,m}$, $p_{w,m}$,

$S_{w,m}$ и $P_{w,m}$, отнесенные к идеальной влажной атмосфере. По расчетам Линке, для такой атмосферы и интегрального потока радиации следует принимать:

m	1	1,5	2	3	4	6	8
$S_{w,m}$	1,64	1,53	1,45	1,32	1523	1,06	0,92
$P_{w,m}$	0,844	0,856	0,866	0,881	0,892	0,904	0,912
$P_{w,m}$	13,57	9,60	8,97	6,04	5,02	3,80	3,10

Эти величины относятся к американской пиргелиометрической шкале и значению солнечной постоянной $S_0=1{,}94$ *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$. Необходимость применения нового фактора мутности не является бесспорной.

Прежде всего вызывает сомнение обоснованность выбора величны $w=1{,}0$ *см*, положенной в основу определения идеальной влажной атмосферы. Этой величине на уровне земной поверхности соответствует упругость водяного пара e_0, приблизительно равная 7 *мб* и наблюдаемая в средних широтах в весенние и осенние месяцы. В летние месяцы (а также в более низких широтах в течение всего года) запас воды в атмосфере значительно превышает 1 *см* слоя осажденной воды и приближается к 2 *см*. Сами величины $S_{w,m}$ могут меняться в зависимости от исходных данных и методики расчета. Все это делает расчет фактора мутности по отношению к какой-либо идеальной влажной атмосфере недостаточно определенным и в значительной степени условным.

Неясно также, почему новый фактор мутности относится к атмосфере, не содержащей аэрозольных частиц, если в реальной атмосфере ослабление радиации происходит преимущественно путем аэрозольного рассеяния. Более целесообразно было бы новую характеристику мутности определять по отношению к некоторой модели атмосферы, учитывающей все основные компоненты ослабления радиации (например, к радиационной модели атмосферы Шифрина). Еще проще было бы принять за основу состояние прозрачности, наиболее часто наблюдаемое в реальной атмосфере («нормальная» прозрачность, табл. 18). В этих случаях влияние эффекта Форбса даже в инфракрасной части спектра можно свести к минимуму. Величина такого «нормализованного» фактора мутности могла бы получаться как меньше единицы (при высокой прозрачности атмосферы), так и значительно больше (при сильной замутненности). Определив нормализованный фактор мутности T_N как отношение коэффициентов ослабления радиации в реальной и «нормальной» атмосфере

$$T_N=\frac{a_m}{(a_m)_{\text{норм}}}, \qquad (8.14)$$

можно легко вычислить T_N по величинам общего фактора мутности для реальной (T) и нормальной ($T_н$) атмосферы

$$T_N = \frac{T}{T_н}. \tag{8.15}$$

В табл. 34 приводятся величины нормализованного фактора мутности, вычисленного по данным табл. 33.

Таблица 34

Нормализованный фактор мутности T_N

Прозрачность атмосферы	Число оптических масс						
	1	1,5	2	3	4	5	8
Очень низкая	1,70	1,74	1,77	1,74	1,77	1,77	1,75
Сильно пониженная . .	1,43	1,41	1,46	1,45	1,45	1,45	1,45
Пониженная	1,20	1,21	1,24	1,23	1,22	1,23	1,22
Нормальная	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Повышенная	0,83	0,82	0,83	0,83	0,83	0,83	0,83
Высокая	0,68	0,67	0,65	0,67	0,67	0,68	0,67

Данные таблицы показывают, что величина нормализованного фактора мутности практически не зависит от числа оптических масс. Величины $T_N < 1$ свидетельствуют о том, что атмосфера в данный момент прозрачнее нормальной величины $T_N > 1$ — что она более замутнена. Таким образом, нормализованный фактор мутности представляет некоторые преимущества по сравнению с новым фактором мутности Линке.

Необходимо все же отметить, что новые факторы мутности, относимые в какой-либо нормальной атмосфере, не исключают применения общего фактора мутности T как характеристики прозрачности атмосферы. Рассмотренные выше новые характеристики не позволяют выделить основные компоненты мутности атмосферы так просто, как это можно сделать с помощью формулы (8.6). Значительно проще обойтись без этих новых характеристик, так как основная цель их введения в практику — исключение эффекта Форбса — может быть достигнута другим путем: приведением к определенной высоте солнца величин интенсивности радиации.

§ 36. Индекс мутности Махоткина

В 1957 г. Л. Г. Махоткин [33] предложил применять в качестве характеристики прозрачности атмосферы новый индекс, названный им индексом мутности. Этот индекс, как и нормализованный фактор мутности, характеризует наблюдаемую мутность атмосферы по отношению к мутности некоторой нормальной атмосферы.

В качестве исходного положения принимается, что изменения интенсивности радиации в зависимости от m могут быть с удовлетворительной точностью представлены формулой

$$S_m = a - b \lg m. \tag{8.16}$$

При $m=1$ $S_{90^\circ}=a$, так что

$$S_m = S_{90^\circ} - b \lg m. \tag{8.17}$$

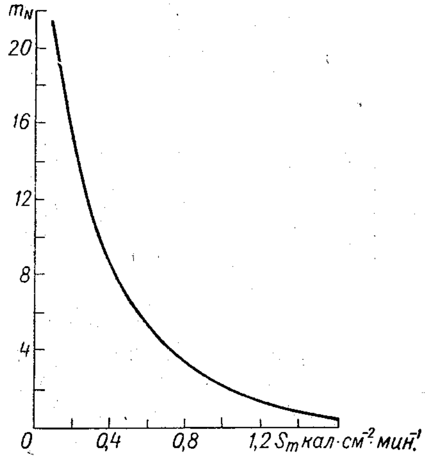

Рис. 50. Значения m_N при нормальной прозрачности атмосферы по Махоткину.

За нормальную прозрачность атмосферы Махоткин принимает среднюю прозрачность атмосферы, наблюдавшуюся в Карадаге. При этой прозрачности зависимость между S_m и m (в интервале $1{,}6 \geqslant S_m \geqslant 0{,}1$ *кал·см*$^{-2}$·*мин*$^{-1}$ хорошо выражается формулой

$$S_m + 0{,}5\,(S_m - 0{,}8)^3 = 1{,}41 - 1{,}11 \lg m_N. \tag{8.18}$$

По этой формуле для каждого значения S_m в указанном интервале может быть вычислено соответствующее значение m_N для нормальной атмосферы. Зависимость m_N от S_m представлена графически на рис. 50.

При прозрачности, отличающейся от нормальной, интенсивность радиации S будет наблюдаться при числе оптических масс $m \neq m_N$. Индекс мутности N определяется как отношение числа масс для нормальной и фактической прозрачности атмосферы

$$N = \frac{m_N}{m}. \tag{8.19}$$

Если атмосфера в данный момент прозрачнее нормальной, то интенсивность S наблюдается при большем числе оптических масс, чем это было бы в нормальной атмосфере, т. е. $m > m_N$ и индекс $N < 1$. При более замутненной атмосфере $N > 1$.

Для оценки предложенного индекса в табл. 35 представлены величины N, вычисленные по данным табл. 18 с помощью графика рис. 50. При этом необходимо иметь в виду, что величины S_m в формуле (8.18) выражены в европейской актинометрической шкале.

Таблица 35

Индекс мутности Махоткина N при различной прозрачности атмосферы

Прозрачность атмосферы	Число оптических масс						
	1	1,5	2	3	4	5	8
Очень низкая	2,00	2,13	2,08	2,13	2,25	2,28	2,12
Сильно пониженная	1,55	1,53	1,65	1,60	1,55	1,64	1,65
Пониженная	1,20	1,20	1,25	1,23	1,20	1,24	1,26
Нормальная	0,92	0,93	0,91	0,93	0,90	0,90	0,91
Повышенная	0,65	0,67	0,68	0,67	0,70	0,70	0,68
Высокая	0,48	0,47	0,45	0,47	0,50	0,50	0,49

Индекс мутности Махоткина по своему определению сходен с нормализованным фактором мутности T_N. Можно думать, что между величинами обоих этих индексов должна существовать тесная связь. Это предположение подтверждается при сопоставлении величин T_N табл. 34 и N табл. 35 (рис. 51). Связь между N и T_N с удовлетворительной точностью может быть выражена эмпирической формулой

$$N = 0{,}40T_N + 0{,}50T_N^2. \tag{8.20}$$

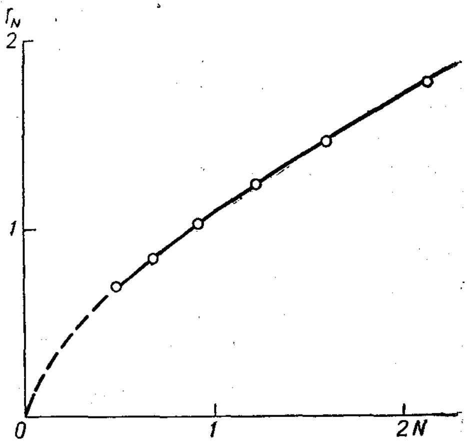

Рис. 51. Соотношение между величинами индекса мутности N и нормализованного фактора мутности T_N.

Как и нормализованный фактор мутности, индекс Махоткина практически не имеет виртуального хода. Как характеристика прозрачности атмосферы индекс Махоткина не имеет существенных преимуществ перед фактором мутности и не дает никакой новой информации о физическом состоянии атмосферы.

§ 37. Индекс прозрачности Мюрка

В § 20—22 рассматривалась формула Мюрка (6.15). В эту формулу входят параметр p, имеющий значение бугеровского коэффициента прозрачности при $m=1$, и параметр B, меняющийся с изменением прозрачности атмосферы. По Мюрку, величина B зависит от концентрации вещества, ослабляющего радиацию, практически не зависит от числа оптических масс m и может быть использована как характеристика прозрачности атмосферы.

С величинами p_m, p и m величина B связана соотношением

$$p_m = p_1 m^B, \tag{8.21}$$

из которого следует

$$B = \frac{\lg p_m - \lg p_1}{\lg m}. \tag{8.22}$$

При постоянном m отношение $\frac{p_m}{p_1}$ характеризует влияние эффекта Форбса. Поскольку это влияние ослабевает с возрастанием прозрачности, величина B действительно связана с величиной коэффициента p, функцией которой она является. Это подтверждается приведенным в работе [63] эмпирическим соотношением

$$\lg p_1 = -1{,}848B - 0{,}009,$$

т. е.

$$B = -0{,}54 \lg p_1 - 0{,}005. \tag{8.23}$$

Таким образом, в действительности единственной характеристикой прозрачности в формуле Мюрка следует считать коэффициент p_1. Что же касается величины B, то она является только вспомогательным параметром, исключающим эффект Форбса. Благодаря введению этого параметра становится возможным рассчитывать дневной ход интенсивности радиации по формуле Мюрка, пользуясь постоянным значением $p = p_1$. Что же касается величины B, то ее нельзя считать самостоятельной характеристикой прозрачности атмосферы.

Необходимо также отметить, что предположение о независимости величины B от m не подтверждается результатами наблюдений. Так, при нормальной прозрачности атмосферы вычисление по данным табл. 30 и формуле (8.22) дает величины B, уменьшающиеся от 0,12 при $m = 1{,}5$ до 0,09 при $m = 8$. При незначительной величине B такое уменьшение нельзя считать пренебрежимо малым, так как оно составляет 25% первоначальной величины B при $m = 1{,}5$. Вычисление же величины B по формуле (8.23) дает значение, равное 0,08, т. е. результаты расчета по этой формуле также недостаточно хорошо согласуются с результатами наблюдений. Возможно, такое расхождение получилось вследствие различия в величине солнечной постоянной, принятой при вычислении коэффициентов прозрачности в табл. 30 и в работе Мюрка.

По приведенным выше соображениям применение индекса Мюрка в качестве характеристики прозрачности атмосферы следует признать нецелесообразным.

ЧАСТЬ III

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛАЧНОСТИ

Глава 9

ВЛИЯНИЕ ОБЛАЧНОСТИ НА КОРОТКОВОЛНОВЫЕ ПОТОКИ РАДИАЦИИ

§ 38. Перенос солнечной радиации в облаках

С физико-химической точки зрения облака представляют аэрозоль с водной дисперсной фазой (твердой или жидкой), но с концентрацией аэрозольных частиц, во много раз превышающей их обычную концентрацию в безоблачной атмосфере. Поэтому перенос радиации в облачной среде определяется теми же законами рассеяния и поглощения лучистой энергии, что и в безоблачной атмосфере. Различия в поглощении и рассеянии по сравнению с безоблачной атмосферой вызываются только различиями в величине и концентрации аэрозольных частиц.

Размеры облачных частиц как в облаках верхнего яруса, состоящих из ледяных кристаллов, так и в капельножидких облаках среднего и нижнего ярусов наиболее часто имеют диаметр нескольких (5—15) микрон. Более крупные капли (диаметром в несколько десятков микрон) наблюдаются в облаках форм Ns и Cb, особенно в средних и верхних частях последних. Как показывают результаты теоретических исследований, индикатрисы рассеяния водяных капель такого размера оказываются очень вытянутыми в направлении «вперед», т. е. в направлении падающей радиации. По расчетам К. С. Шифрина, для капли радиусом 6 *мк* и длиной волны 0,5 *мк* радиация рассеянная «вперед» (при углах рассеяния $\beta < 90°$) превосходит радиацию рассеянную «назад» ($\beta > 90°$) приблизительно в 3400 раз.

Поэтому в тонких облачных слоях с незначительной концентрацией облачных частиц преобладает однократное рассеяние радиации и наблюдаются яркие ореолы около солнца и неравномерное распределение яркости по небу. Но в более плотных облаках со значительной обемной концентрацией капель (порядка сотен в 1 *см*³) направленный поток радиации при распространении в облаке испытывает многократное рассеяние, в результате которого на некоторой глубине «назад» будет рассеиваться уже большая часть потока. Этим объясняются значительные величины альбедо облаков, близкие к величинам альбедо чистого снега. Радиация, отраженная земной поверхностью вверх, также в большей части снова отражается к земле нижней поверхностью облачного покрова, увеличивая тем самым интенсивность рассеянной радиации. Благодаря этому изменения величины альбедо подстилающей поверхности оказывают на интенсивность рассеянной радиации большее влияние при наличии облачности, чем при ее отсутствии.

В облаках значительной вертикальной мощности (при толщине облака более 100 *м*) в результате многократного рассеяния на некотором расстоянии от верхней и нижней границ облачного слоя устанавливается стационарный радиационный режим, определяемый коэффициентами поглощения и рассеяния этого слоя и формой его обобщенной индикатрисы рассеяния. При таком стационарном режиме в любой точке слоя поверхности одинаковой яркости имеют форму, близкую к сферической.

Кроме рассеяния, радиация в облаке может частично поглощаться каплями или кристаллами, образующими облако. Однако теоретические расчеты [4] показывают, что отношение объемного коэффициента рассеяния облачной среды к объемному коэффициенту полного ослабления мало отличается от единицы и, следовательно, поглощением в облаке при расчетах интегрального потока радиации можно пренебречь. В таком случае основной радиационной характеристикой облака можно считать его объемный коэффициент рассеяния σ, определяемый водностью облака, объемной концентрацией составляющих его частиц и их распределением по размерам. Коэффициент σ, очевидно, связан с безразмерным коэффициентом рассеяния τ на пути определенной длины, который, как и в случае безоблачной атмосферы, может быть назван оптической плотностью облака. Помимо чисто теоретического расчета по заданным микрофизическим характеристикам облака, оптическая плотность может быть определена экспериментально по метеорологической дальности видимости $L_м$, измеренной внутри облака. Если величина $L_м$ выражена в километрах, то между нею и величиной натурального коэффициента ослабления a, отнесенного к расстоянию 1 *км*, существует известное соотношение

$$L_м = \frac{3,9}{a}, \qquad (9.1)$$

откуда

$$a = \frac{3,9}{L_м} \approx \tau. \qquad (9.2)$$

Данные о метеорологической дальности видимости (МДВ), полученные по измерениям на северо-западе Европейской территории СССР, в Арктике и на Дальнем Востоке в облаках различных форм и в тумане, опубликованы в работе Г. М. Забродского [16]. Измерения МДВ производились во время летних экспедиций 1954—1959 гг. с помощью измерителя видимости, установленного на самолетах-лабораториях.

Вычисленные по этим данным величины оптической плотности облаков представлены в табл. 36.

Таблица 36

Повторяемость величин оптической плотности облаков различных форм и тумана, %

Оптическая плотность облака	Форма облаков						Туман
	St, Fs	Sc	Ns, As	Cu, Cb	Ac	Cs	
<5	0	2	5	—	—	59	3
5—8	8	7	16	3	18	22	8
8—13	11	13	25	11	5	4	18
13—20	22	19	12	16	16	2	22
20—40	36	31	26	13	31	2	33
40—80	22	22	11	34	29	3	10
>80	2	6	5	23	2	8	6
Среднее взвешенное значение	31	33	25	49	33	10	27

Как видно из этой таблицы, наибольшей оптической плотностью отличаются кучевые и кучево-дождевые облака, наименьшей — перисто-слоистые, состоящие из ледяных кристаллов. Измерения водности облаков q, производившиеся одновременно с определением оптической плотности облаков τ, показали, что оптическая плотность облаков связана с их водностью, хотя эта связь не является линейной. Выражающее эту связь уравнение регрессии имеет вид

$$a = cq^n, \tag{9.3}$$

причем параметры c и n различны для разных форм облаков. Если водность q выражается в граммах на кубический метр, а коэффициент ослабления относится к расстоянию 1 *км*, то для слоисто-кучевых облаков $n=0{,}63$, а для слоистых $n=0{,}72$.

Для всех форм капельно-жидких облаков наиболее часто повторяющиеся значения оптической плотности лежат в пределах 20—80. Если принять во внимание, что даже в сильно замутненной безоблачной атмосфере значения оптической плотности редко превосходят 0,5 (причем эти значения отнесены к 8-километровому слою однородной атмосферы), то можно считать, что рассеяние радиации в облаках происходит в десятки и сотни раз более интенсивно, чем в безоблачной атмосфере.

Теоретическое исследование и общее решение задачи переноса радиации в облаках дано в работах Е. С. Кузнецова и В. В. Овчинского [II.30], Е. М. Фейгельсон [II.59, 29], М. Е. Берлянд и Е. П. Новосельцева [4, 21]. Полученные ими очень сложные формулы позволяют рассчитать интенсивность нисходящей суммарной радиации облачного неба в зависимости от микрофизических характеристик облаков и потока радиации, падающей на их верхнюю границу. Теория позволяет исследовать влияние изменений каждого параметра на интенсивность радиации и уяснить роль каждого из действующих факторов на общий результат переноса радиации облаками. Но в конкретных условиях определенного места и момента времени числовые значения необходимых для расчета параметров обычно остаются неизвестными и теоретический метод расчета оказывается неприменимым.

Поэтому для практического расчета радиационных характеристик при наличии облачности приходится применять менее точные, но значительно более простые эмпирические методы. Основным приемом, который используется при разработке этих методов, является установление количественных зависимостей между характеристиками радиационного режима, полученными из непосредственных измерений, и наблюдаемыми одновременно метеорологическими характеристиками облачности, которые определяются регулярно на широкой сети метеорологических станций. Для расчетов могут быть использованы различные характеристики облачности, для каждой из которых методика расчета имеет свои особенности, а в результаты расчетов могут входить систематические и случайные ошибки различной величины и знака. Для выбора метода расчета, наиболее соответствующего поставленной задаче, следует рассмотреть метеорологические характеристики облачности с точки зрения их связи с физическим состоянием облачного покрова и радиационным режимом под этим покровом.

§ 39. Метеорологические характеристики облачности

Количество и форма облаков. Метеорологической характеристикой облачности, наиболее часто используемой при расчетах радиационного режима, является оценка количества облаков по десятибалльной шкале (0 — отсутствие облаков, 10 — сплошной облачный покров) в долях единицы или в процентах.

Для потока прямой солнечной радиации количество облаков раздельных форм, выраженное в процентах, оказывается близким к вероятности покрытия солнечного диска облаками, а среднее количество облаков за некоторый период — с отношением времени, в течение которого солнечный диск закрывался облаками, к общей длительности рассматриваемого периода. Так как покрытие солнечного диска облаком значительно уменьшает приток прямой радиации или вовсе прекращает его, то суммы прямой радиации уменьшаются с возрастанием облачности. Связь между количеством облаков и суммами прямой радиации оказывается достаточно тесной для получения удовлетворительных результатов при расчетах.

Вследствие многократного рассеяния света в облаках энергетическая яркость участка неба, покрытого облаком, значительно больше яркости такого же участка безоблачного неба. Поэтому рассеянная радиация неба в большинстве случаев возрастает с увеличением облачности, а сумма рассеянной радиации может в первом приближении рассматриваться как функция облачности.

Уменьшение прямой радиации с возрастанием облачности, как правило, не компенсируется увеличением рассеянной радиации. Поэтому суммарная радиация, как и прямая, уменьшается по мере увеличения облачности, т. е. также может рассматриваться как функция количества облаков.

Кроме общего количества облаков, имеет значение их распределение по небесному своду. Так, облака, находящиеся в околозенитной зоне, оказывают большое влияние на рассеянную радиацию и значительно меньшее на прямую. Наоборот, облачность вблизи горизонта не сказывается на рассеянной радиации, но при малых высотах солнца может уменьшать прямую. Различия в распределении облачности могут оказывать влияние на результаты измерений в отдельных случаях, но при расчетах суточных и месячных сумм радиации это влияние можно считать несущественным.

Наряду с оценкой количества облаков на метеорологических станциях при каждом наблюдении определяется и их форма. В основу международной классификации облачных форм положены главным образом морфологические признаки. Однако классификация в известной степени характеризует и оптические свойства облаков различных форм (агрегатное состояние облачных элементов, их размеры, оптическую плотность, вертикальную мощность облачного слоя). Поэтому влияние облачности на радиационный режим существенно зависит не только от количества облаков, но и от их формы. Обычная метеорологическая группировка облаков по ярусам хорошо отражает и различие их влияния на радиационный режим. Облака верхнего яруса (Ci, Cis, Cc), состоящие из ледяных кристаллов со сравнительно небольшой объемной концентрацией, оказывают на радиационный режим лишь небольшое воздействие, уменьшая незначительно прямую солнечную радиацию и увеличивая рассеянную. Облака среднего яруса (As и Ac) очень заметно уменьшают прямую радиацию и сильно увеличивают рассеянную. Наконец, облака нижнего яруса, закрывая солнечный диск, полностью прекращают доступ к земной поверхности прямой солнечной радиации. При значительной вертикальной мощности эти облака ослабляют и рассеянную, а следовательно, и суммарную радиацию. Так как наибольшее влияние на радиационный режим оказывают облака нижнего яруса, то существенное уточнение расчетов радиационных характеристик оказывается возможным в тех случаях, когда кроме определения общего количества облаков, оценивается в отдельности и степень покрытия неба облаками нижнего яруса.

На метеорологических станциях наблюдения над облачностью ведутся в установленные сроки. В таблицах для каждого срока отмечается среднее значение облачности за месяц и среднее из всех сроков для каждого дня. Вследствие небольшого числа сроков наблюдений средние значения для отдельного дня недостаточно точно характеризуют дневной ход облачности. Более детальные ежечасные отсчеты области производятся лишь в немногих обсерваториях.

По средним за сутки величинам количества облаков определяется также число ясных и пасмурных дней. Ясным днем считается такой, когда среднее за все сроки значение облачности по 10-балльной шкале меньше или равно двум, пасмурным — когда это значение больше или равно восьми. Число ясных и пасмурных дней за определенный период также может быть использовано для расчета радиационных характеристик этого периода.

Все оценки облачности на станциях производятся визуально, без применения каких-либо приборов.

Продолжительность солнечного сияния. Характеристикой облачности может считаться также продолжительность солнечного сияния, которая регистрируется на широкой сети станций посредством гелиографов. Хотя станций с гелиографами значительно меньше, чем станций, ведущих визуальные наблюдения над облачностью, однако их во много раз больше, чем станций, производящих актинометрические наблюдения.

Промежуток времени от восхода до захода солнца определяет максимально возможную (астрономическую) продолжительность солнечного сияния. Отмечаемая гелиографом продолжительность, естественно, получается меньше астрономически возможной. Запись солнечного сияния гелиографом начинается только после того, как интенсивность солнечной радиации достигнет определенной величины, называемой порогом чувствительности гелиографа. У гелиографов типа Кемпбелля—Стокса со стеклянным шаром, применяемых на большинстве станций, порог чувствительности меняется в пределах 0,25—0,35 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *мин*$^{-1}$ в зависимости от прозрачности стеклянного шара и цвета лент, используемых для записи. Падение интенсивности радиации ниже порога чувствительности вызывает прекращение записи. В дневные часы перерыв в записи означает, что в это время солнечный диск закрывался облаками, достаточно плотными для очень существенного уменьшения интенсивности прямой радиации. Относительная продолжительность солнечного сияния (т. е. отношение продолжительности, записанной гелиографом, к астрономически возможной для данного дня или периода) характеризует, таким образом, условия облачности по тому влиянию, которое она оказывает на прямую солнечную радиацию. Поскольку прямая радиация тесно связана с другими видами солнечной радиации, между продолжительностью солнечного сияния по гелиографу и суммами всех видов радиации существуют устойчивые количественные соотношения, которые могут быть использованы для расчетов.

§ 40. Общие основания методики учета влияния облачности

При наличии облачности интенсивность радиации меняется в зависимости от оптической плотности облаков, их распределения по небесному своду и положения по отношению к диску солнца. Эти изменения происходят настолько быстро и в таких широких пределах, что отдельные значения интенсивности радиации имеют случайный характер и влияние основных определяющих факторов — высоты солнца, характера облачности и длины дня может быть выявлено только при обобщении очень большого числа измерений.

Наибольший интерес представляет определение сумм радиации (часовых, суточных, декадных или месячных), получаемых горизонтальной поверхностью при действительных условиях облачности, наблюдаемых в данном пункте в данное время.

Обычный прием, используемый для расчета действительных сумм радиации $\sum I$ при отсутствии ее регистрации, состоит в том, что величина суммы представляется в виде

$$\sum I = \sum I_{\text{в}} \cdot f(N), \qquad (9.4)$$

где $\sum I_{\text{в}}$ — возможная сумма радиации, а $f(N)$ — функция какой-либо характеристики облачности N, принимаемой за основу при расчете.

Многочисленные предложенные и применяемые в настоящее время методы расчета различаются между собой по выбору расчетной характеристики облачности N, по виду функции $f(N)$ и по методу определения возможных сумм $\sum I_{\text{в}}$.

Очевидно, результаты расчета по формулам вида (9.4) будут тем ближе к действительности, чем лучше выбранная характеристика облачности N отражает влияние облачности на радиацию и чем удачнее выбран вид функции $f(N)$. Эта функция определяется часто эмпирически по действительным суммам радиации, полученным путем регистрации в отдельных пунктах. Соответственно формуле (9.4),

$$f(N) = \frac{\Sigma I}{\Sigma I_{\text{в}}}. \qquad (9.5)$$

Отношение действительной суммы радиации к возможной может быть названо относительной суммой радиации. Для определения вида функции $f(N)$ относительная сумма радиации должна быть возможно более точной, что в свою очередь требует возможно более точного вычисления возможной суммы $\sum I_в$.

Методы, используемые различными авторами для определения возможных сумм радиации (главным образом суммарной), могут быть представлены, в порядке их возрастающей точности, следующими вариантами, при которых за возможную сумму принимается:

а) сумма радиации при данной широте и склонении солнца и абсолютной прозрачности атмосферы (что в отношении радиационного режима равнозначно отсутствию атмосферы);

б) то же при наличии идеальной атмосферы;

в) то же при наличии реальной атмосферы со средней для данного периода и широты прозрачностью (по обобщенным возможным суммам);

г) суммы радиации, соответствующие реальной прозрачности атмосферы для данных условий (определенные эмпирическими или теоретическими методами).

При определении возможных сумм радиации по методам а) и б) относительные суммы радиации получаются с систематическими ошибками в сторону занижения (так как возможные суммы $\sum I_в$ завышаются) тем большими, чем больше принимаемая при их вычислении прозрачность атмосферы отличается от действительно наблюдающейся в данный период. Эти систематические ошибки могут получаться различными по величине в зависимости от широты и склонения солнца и годового хода прозрачности атмосферы. Возможные суммы по методу в) определяются с меньшими систематическими ошибками, но эти ошибки все же не исключаются полностью. Использование для расчета недостаточно точных возможных сумм может приводить к искажению вида функции $f(N)$ и к тому, что входящие в эту функцию параметры получатся постоянными только для использованных рядов значений $\sum I$ и $\sum I_в$. Так как вид функции $f(N)$ и значения ее постоянных параметров могут быть определены только для небольшого числа пунктов, производящих регистрацию сумм радиации, то полученные для этих пунктов соотношения приходится распространять на районы с иными географическими и климатическими условиями. Вычисляемые таким путем суммы радиации окажутся тем ближе к действительности, чем меньше зависят постоянные параметры расчетных формул от географических, сезонных и местных условий. Выполнение этого требования имеет особенно важное значение, когда необходимо определить возможно точнее действительные суммы радиации не для средних условий, а для конкретных периодов, т. е. для определенных месяцев, декад или отдельных дней определенного года. Поэтому для возможного уточнения и обобщения методики расчета следует пользоваться наиболее точными методами вычисления возможных сумм с учетом действительных условий прозрачности атмосферы для данного периода.

Глава 10

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ВИЗУАЛЬНЫМ ОЦЕНКАМ ОБЛАЧНОСТИ

§ 41. Методы расчета по общей облачности

Метод расчета действительных сумм радиации по общей облачности основан на очень простых предпосылках. Если средняя за некоторый период общая облачность (в долях единицы) равна n, то разность $1-n$, называемая «степенью ясности» по общей облачности, представляет часть небесного свода, свободную от облаков. Средняя степень ясности соответствует также относительной продолжительности периода, в течение которого солнце не закрывалось облаками. В первом приближении, считая облака непрозрачными для прямой солнечной радиации, относительную сумму прямой радиации можно принять равной степени ясности по общей облачности

$$\frac{\Sigma S}{\Sigma S_{\text{в}}}=1-n \quad \text{или} \quad \sum S=\sum S_{\text{в}}(1-n). \qquad (10.1)$$

Таким методом С. И. Савинов [II. 43] в 1925 г. впервые подсчитал суммы прямой радиации с учетом облачности и дал первые карты географического распределения прямой радиации для 0—60° с. ш.

Очевидно, что расчет по формуле (10.1) дает заниженные суммы прямой радиации $\sum S$, так как для прямой радиации непрозрачны только плотные и достаточно мощные облака нижнего яруса. Если в качестве второго приближения принять, что облака в среднем пропускают к земной поверхности часть падающей на них радиации k, то

$$\frac{\Sigma S}{\Sigma S_{\text{в}}}=1-n+kn \quad \text{или} \quad \sum S=\sum S_{\text{в}}[1-n(1-k)]. \qquad (10.2)$$

Как было показано в § 31, при ясном небе суточные суммы суммарной радиации пропорциональны суммам прямой радиации. При наличии облачности величины $\sum S$ и $\sum Q$ меняются в одну и ту же сторону, так что между ними сохраняется зависимость, близкая к пропорциональной. Поэтому формулы вида (10.1) и (10.2) с соответственно измененными параметрами оказываются применимыми и для расчета суммарной радиации. Так, формула вида (10.2) была получена Г. Кимболлом по данным станций США и также использована для построения карт географического распределения $\sum Q$. Эта же формула была применена Т. Г. Берлянд для исследования географического распределения суммарной радиации на территории СССР [2, 3, 5] и построения карт суммарной радиации для Атласа теплового баланса [1]. Для этих работ была предварительно определена зависимость коэффициента k от широты, причем было установлено возрастание k от 0,32 для 25—35° с. ш. до 0,55 для 75° с. ш.

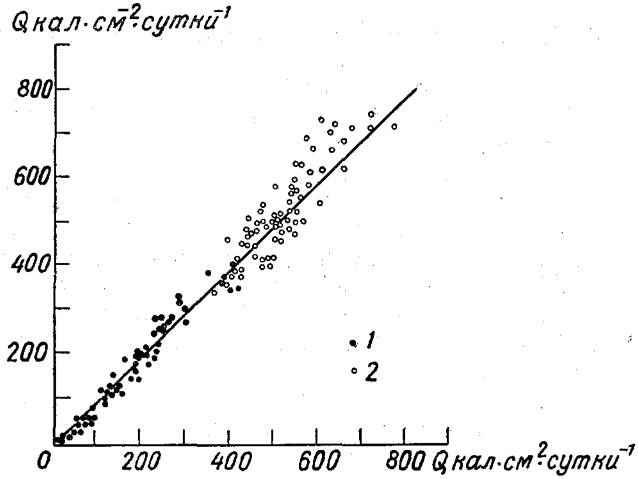

Рис. 52. Соотношение между суммами Q, измеренными и рассчитанными [3].
1 — декабрь, 2 — июнь.

Зависимость между суточными суммами суммарной радиации по непосредственным измерениям и рассчитанными по формуле $\sum Q = \sum Q_в (1 - cn)$ представлена на рис. 52. Как можно видеть на рисунке, точки, представляющие эту зависимость, располагаются вблизи биссектрисы координатного угла, но все же не вполне симметрично относительно нее. Рассчитанные величины $\sum Q$ получаются выше измеренных при малых значениях $\sum Q$, т. е. при значительной облачности, и ниже измеренных при малой облачности. Такое соотношение позволяет предположить, что действительная зависимость суточных $\sum Q$ от n не является прямолинейной. Действительно, исследование по данным 75 пунктов, расположенных в различных климатических условиях, привело Т. Г. Берлянд к выводу [2], что связь между величинами $\sum Q$ и n наиболее точно выражается функцией второй степени относительно n

$$\sum Q = \sum Q_в [1 - (a + bn) n]. \qquad (10.3)$$

При этом параметр $b \approx 0,38$, т. е. оказывается при всех условиях приблизительно постоянным, а параметр a зависит от широты.

В среднем для 0—60° с. ш. $a \approx 0,38 \approx b$ и тогда

$$\sum Q = \sum Q_в [1 - 0,38 (1 + n) n]. \qquad (10.4)$$

Возможные суммы радиации $Q_в$ (средние суточные) вычислены по методу Украинцева, осреднены по широтам и представлены в таблице для широт от +90° (с. ш.) до —90° (ю. ш.) через 5° по месяцам. Как отмечалось в § 26, по методу Украинцева получаются завышенные возможные суммы. Это завышение компенсируется соответствующим уменьшением коэффициентов a и b формулы (10.3).

Аналогичную квадратичную зависимость по данным 88 станций Западной Европы и США получил Д. Блек [35]:

$$\sum Q = \sum S'_А (0,80 - 0,34n - 0,46n^2), \qquad (10.5)$$

где за возможную сумму принимается сумма прямой солнечной радиации при абсолютной прозрачности атмосферы $\sum S'_А = \sum Q_А$. Необходимо отметить, что формула (10.5) при полном покрытии неба ($n = 1$) дает $\sum Q = 0$, тогда как в действительности суммы, близкие к нулю, получаются только при покрытии неба очень мощным слоем облаков Cb в течение всего дня. Формула (10.3) дает удовлетворительно точные результаты при вычислении по ней многолетних средних для данного месяца суточных сумм радиации. Среднее отклонение вычисленных сумм от измеренных составляет 8—10% без учета знака отклонения и около 3% с учетом знака.

Таким образом, метод расчета по общей облачности можно считать вполне применимым для определения средних месячных характеристик радиационного климата.

Однако при переходе от многолетних средних месячных условий к конкретным периодам небольшой длительности и, в особенности, к отдельным дням точность расчетов сумм радиации по общей облачности снижается очень существенно.

На рис. 53 представлено соотношение между средней за месяц облачностью n и относительными месячными суммами суммарной радиации $\frac{\sum Q}{\sum Q_в}$ для отдельных месяцев 1963 г. в Воейково. Пунктирная линия на графике соответствует формуле (10.3) с коэффициентом $a = 0,36$ для широты Воейково. Точки графика располагаются по обе стороны этой линии, но несимметрично и их расположение нельзя признать случайным. Все точки, лежащие ниже пунктирной линии, соответствуют месяцам холодного полугодия, тогда как выше этой линии располагаются точки, соответствующие месяцам теплого полугодия. Для этих месяцев среднее отклонение вычисленных сумм от действительных составляет 11%, причем для всех 6 месяцев вычисленные суммы оказываются заниженными. Наибольшее отклонение для июля составляет — 17%.

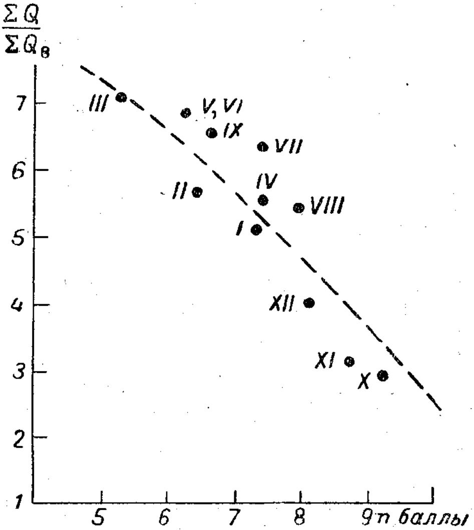

Рис. 53. Соотношение между n и $\frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_в}$ для 1963 г. в Воейково.

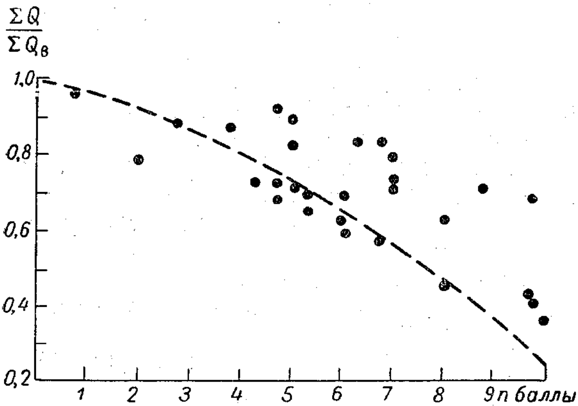

Рис. 54. Средние суточные суммы суммарной радиации в зависимости от общей облачности. Июнь 1963 г., Воейково.

Еще большие расхождения могут получаться при вычислении суточных сумм радиации по средней за сутки облачности (по срокам 7, 13 и 19 час.) для отдельных дней. Так, в Воейково в июне того же 1963 г. (рис. 54) почти для половины общего числа дней месяца действительные суммы радиации оказались выше вычисленных по формуле (10.3) на десятки процентов. Особенно большие отклонения вычисленных сумм в сторону занижения отмечались при пасмурном небе (при облачности 8—10 баллов), когда вычисленные суточные суммы в большинстве случаев составляли менее 50% действительных сумм.

Показанное на этих примерах уменьшение точности расчетов при переходе от многолетних средних к небольшому числу дней или отдельным дням наблюдается во всех случаях и его следует признать вполне закономерным. Общая облачность учитывается независимо от формы облаков. Между тем влияние облачности на радиацию определяется не только количеством облаков, но и их формой. При обобщении очень большого числа случаев величины постоянных параметров в расчетных формулах статистически обобщают типичные сочетания различных форм и их повторяемость, характерные для данного пункта. Так как эти средние характеристики облачности мало меняются в пространстве, то и постоянные параметры формул оказываются сравнительно устойчивыми. В формулах вида (10.2) и (10.3) учитывается изменение параметров k, a и b с широтой, но не учитываются изменения, связанные с различной повторяемостью форм облачности в различные сезоны и в конкретных условиях погоды отдельных дней. Эти неучитываемые изменения и приводят к существенным расхождениям между вычисляемыми и действительными суммами радиации. Отсюда можно сделать вывод, что возможности метода расчета радиационных характеристик по общей облачности исчерпываются расчетом их многолетних средних значений. Для уточнения расчетов и расширения возможностей их применения необходимо наряду с общей облачностью использовать также и другие метеорологические характеристики облачности.

§ 42. Комбинированные методы расчета по визуальным оценкам облачности

На станциях метеорологической сети СССР начиная с 1929 г. одновременно с оценкой общей облачности производится оценка покрытия неба облаками нижнего яруса. Облачность нижнего яруса оказывает наиболее существенное воздействие на радиационный режим, так как облака нижнего яруса, закрывающие солнечный диск, почти совсем не пропускают прямую солнечную радиацию. Как было отмечено выше, степень ясности $1-n$ по общей облачности при расчетах по формуле (10.1) оказывается заниженной, так как наличие на солнечном диске облаков, вообще говоря, не означает прекращения притока прямой радиации. Если же вычислять степень ясности по нижней облачности $1-n_н$, то она окажется завышенной, так как прямую радиацию ослабляют не только облака нижнего яруса, но и более высоких ярусов. Соответственно суммы радиации, вычисленные по формуле (10.1) с подстановкой в нее нижней облачности $n_{\text{н}}$, должны получаться систематически завышенными. Отсюда следует, что близкие к действительности суммы радиации могут быть получены при подстановке в формулу (10.1) некоторого значения n, лежащего в промежутке между значениями средней и нижней облачности. В качестве первого приближения можно было бы попытаться применить формулу

$$\sum S = \sum S_{\text{в}} \left(1 - \frac{n + n_{\text{н}}}{2}\right). \tag{10.6}$$

Такой метод расчета сумм радиации, предложенный С. И. Сивковым, был впервые проверен Н. М. Копыловым [20] на материалах Карадага и Павловска. При этом было показано, что результаты расчета сумм радиации получаются удовлетворительными в теплое полугодие. Для холодного полугодия относительные ошибки вследствие уменьшения прихода радиации значительно возрастают и получаются около 20%. Для Павловска вычисленные суммы систематически завышались для всех месяцев в среднем на 3%. Следует отметить, что вычисление сумм производилось по Карадагу для отдельных месяцев периода 1934—1937 гг., а для Павловска по средним за пятилетний период 1928—1932 гг.

Проверка этого метода на более обширном материале была произведена Б. М. Гальперин [11]. Для проверки были использованы средние за различные периоды (от 3 до 10 лет) результаты регистрации прямой солнечной радиации на 15 станциях СССР, расположенных на различных широтах и в различных климатических условиях. Эта проверка подтвердила, что, как правило, вычисленные суммы получаются систематически завышенными и что ошибка расчета наиболее велика в холодном полугодии (октябрь—февраль). За период апрель—сентябрь в целом ошибка получилась не более 5% до 11 станций из 15.

Наличие систематических ошибок расчета, постоянных по знаку и отмечаемых при самых разнообразных условиях, свидетельствует о возможности существенного повышения точности расчета при сравнительно небольшом изменении исходных положений. Н. М. Копыловым было предложено для уточнения вводить в результаты расчета по формуле (10.6) постоянную поправку в 3%. Однако исследование, произведенное Б. М. Гальперин, показало, что эта поправка меняется в течение года, увеличиваясь в зимние месяцы. В летнее же время она зависит от относительных сумм радиации.

Чтобы наметить пути уточнения методики расчета, необходимо проанализировать основные предпосылки метода.

Если n означает общую, а $n_{\text{н}}$ — нижнюю облачность в долях единицы, то разность $n - n_{\text{н}}$ дает количественную оценку покрытия неба облаками верхнего и среднего ярусов. Далее предполагается, что:

а) степень ясности по общей облачности совпадает с относительной (по отношению к длине дня) продолжительностью периода, в течение которого радиация совершенно не ослабляется облаками;

б) облака верхнего и среднего ярусов пропускают к земной поверхности некоторую часть радиации k (где k — правильная дробь);

в) покрытие солнечного диска облаками нижнего яруса полностью прекращает приток прямой солнечной радиации.

При этих предположениях должно оправдываться соотношение

$$\frac{\Sigma S}{\Sigma S_в} = 1 - n + k(n - n_н) = 1 - (1 - k)n - kn_н. \qquad (10.7)$$

Если совершенно произвольно принять, что облака верхнего и среднего яруса пропускают 50% падающей радиации, т. е. $k=0{,}5$, то в этом случае формула (10.7) переходит в формулу (10.6). Результаты проверки этой формулы показывают, что среднее значение $k=0{,}5$ может рассматриваться как первое приближение к действительным условиям и что в качестве второго приближения, повышающего точность расчетов, следует принимать значение $k<0{,}5$. Определение величины k по полученным из наблюдений величинам $\sum S$, n и $n_н$ может быть произведено из уравнения

$$k = \frac{\frac{\Sigma S}{\Sigma S_в} - (1 - n)}{(n - n_н)}, \qquad (10.8)$$

являющегося следствием формулы (10.7). Так как степень ясности по общей облачности всегда меньше относительной суммы радиации $\frac{\sum S}{\sum S_в}$, то величина k во всех случаях остается положительной. По определению Б. М. Гальперин, среднее значение k по всем станциям для периода март—сентябрь получается близким к 0,40. При этом значении k формула (10.7) принимает вид

$$\sum S = \sum S_в (1 - 0{,}6n - 0{,}4n_н). \qquad (10.9)$$

Применение этой формулы к средним месячным величинам $\sum S$, n и $n_н$, полученным из наблюдений в Воейково в 1963 г., показало, что среднее отклонение вычисленных сумм от действительных за период март—сентябрь составило 6% (без учета знака отклонения), а наибольшее отклонение (для июня) — 15%. Для холодного полугодия относительные ошибки получаются более высокими вследствие малых величин суточных сумм, абсолютные же отклонения не превосходят ± 3 *кал* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сутки*$^{-1}$.

Возможность использовать для расчетов формулу с коэффициентами, не меняющимися в годовом ходе и независящими от широты, может рассматриваться как существенное преимущество метода расчета по общей и нижней облачности, хотя возможная максимальная ошибка 15% выходит за пределы допустимой точности расчета (10%).

Рассмотренный метод был предложен для вычисления сумм прямой радиации. В силу существования зависимости между суммами всех видов солнечной радиации он может быть применен и для вычисления суммарной радиации с соответствующим изменением числовых значений и физического смысла входящих в формулы постоянных параметров.

Вариант этого метода был применен Н. И. Гойса для приведения средних месячных сумм суммарной радиации $\sum Q$ к длинному ряду [13, 14] и для расчета географического распределения суммарной радиации по территории Украины и Молдавии [15]. Для расчетов была использована формула вида

$$\sum Q = \sum Q_{\text{в}} \left(1 - k_1 \frac{n + n_{\text{н}}}{2}\right). \tag{10.10}$$

В этой формуле коэффициент k_1 оказывается различным для месяцев теплого периода (май—сентябрь). Так, для Киева по материалам регистрации $\sum Q$ и наблюдений над облачностью за 1953—1958 гг. были получены средние значения $k_1 = 0{,}65$ (за октябрь—апрель). Среднее отклонение от этих значений k_1 для отдельных месяцев составило (без учета знака) 6%, наибольшее — около 10%.

Точность расчетов $\sum Q$ по этому методу для отдельных месяцев отдельного года была проверена по материалам регистрации в Воейково в 1963 г. Величина коэффициентов k_1 для Воейково получилась на 20—25% выше, чем для 6-летних средних по Киеву. При этом соотношение между величинами k_1 для теплого и холодного периодов получилось такое же, как в Киеве: $k_1 = 0{,}67$ в среднем для периода май—сентябрь и $k_1 = 0{,}80$ для периода октябрь—апрель. Среднее отклонение для отдельных месяцев составило (без учета знака) около 5%, максимальное — около 12%.

Эти результаты показывают, что точность расчетов суммарной радиации по формуле (10.10) приблизительно соответствует точности расчетов прямой радиации по формуле (10.7).

В формулу (10.10) величины общей и нижней облачности входят с одинаковым весом. Более естественным представляется допущение, что эти веса различны. В таком случае бóльшую точность расчета должна была бы дать формула вида

$$\sum Q = \sum Q_{\text{в}} (1 - c_1 n - c_2 n_{\text{н}}). \tag{10.11}$$

Аналогичная формула была предложена П. П. Кузьминым [18, 19] и также проверялась Н. И. Гойса. Оказалось, что коэффициенты c_1 и c_2 очень неустойчивы и даже для одного и того же месяца в разные годы меняются в очень широких пределах в зависимости от соотношения между общей и нижней облачностью, что препятствует применению формул вида (10.11) для расчетов суммарной радиации.

К этой же группе формул может быть отнесена формула Альбрехта [31]

$$\sum Q = \sum Q_{в} \left\{ 1 - \left[1 - \left(0{,}615 + 0{,}157 \frac{n}{n_{н}} \right) \varphi(h_{п}) \right] n \right\}. \quad (10.12)$$

Эта формула представляет попытку уточнения формул вида (10.7) и (10.9) путем представления их постоянных параметров как функций отношения средних месячных величин общей и нижней облачности и полуденной высоты солнца. Введение множителя $\varphi(h_{п})$ имеет целью учесть годовой ход функции пропускания радиации облаками. Предполагается, что при этом усложнении формулы числовые параметры 0,615 и 0,157 окажутся независящими от широты и сезона. Это предположение требует проверки.

Еще более сложный вид имеет формула, примененная Бернгардтом и Филиппсом [34] для расчетов географического распределения радиации по поверхности земного шара. В формулу входят суммы солнечной радиации при абсолютной прозрачности атмосферы $\sum S'_A$ возможные суммы прямой $\sum S'_{в}$, рассеянной $\sum D_{в}$ и суммарной $\sum Q_{в}$ радиации, суммы радиации при пасмурном небе $\sum Q_{10}$ и средняя облачность n. В этих обозначениях расчетная формула имеет вид

$$\sum Q = \frac{\Sigma S'_{в}}{\Sigma S'_{А} - \Sigma S'_{в}} \left[\sum S'_{А} - \sum S'_{в} + \sum D_{в} \left(\frac{\Sigma S'_{А}}{\Sigma S'_{в}} - 1 \right) \right] \times$$

$$\times \left[\frac{\Sigma Q_{в}(1-n) + \Sigma Q_{10} n}{\Sigma Q_{в}} \right]. \quad (10.13)$$

Эта формула получена на основе теоретических предпосылок. В работе [34] Бернгардт сопоставлял результаты расчетов суммарной радиации по этой формуле и по формулам (10.2 и 10.5) и пришел к выводу, что эти расчеты находятся в удовлетворительном согласии. Но это означает, что сложные формулы вида (10.12) или (10.13) не имеют преимуществ в отношении точности перед более простыми, и можно думать, что возможности повышения точности расчетов ограничиваются недостаточной репрезентативностью самих применяемых характеристик облачности. Эта недостаточная репрезентативность, по-видимому, связана с использованием оценок облачности, получаемых из небольшого числа дневных сроков наблюдений (обычно трех или даже двух сроков). Такие оценки, осредненные за небольшое число дней, оказываются близкими к средним, полученным из ежечасных наблюдений. Этим объясняется удовлетворительная точность расчетов по визуальным оценкам облачности при получении многолетних средних характеристик радиационного режима. Но при расчетах за более короткие промежутки времени отклонения действительного суточного хода облачности и повторяемости отдельных облачных форм от многолетних средних оказывают очень существенное влияние на радиационный режим, что заметно понижает точность расчетов. Для отдельных дней расчет радиационного режима по визуальным оценкам облачности дает совершенно неудовлетворительные результаты. Более перспективным в этом отношении представляется использование количественных оценок режима облачности, получаемых с помощью гелиографов.

Глава 11

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНОСТИ ПО ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ СОЛНЕЧНОГО СИЯНИЯ

§ 43. Методы расчета радиационных характеристик по относительной продолжительности солнечного сияния

Продолжительность солнечного сияния, регистрируемая гелиографами, подсчитывается по часовым промежуткам и выражается в часах и долях часа. Абсолютная продолжительность солнечного сияния за сутки зависит не только от условий облачности, но и от длины дня, т. е. от широты и склонения солнца. Влияние астрономических факторов можно исключить, сопоставляя абсолютную продолжительность солнечного сияния с астрономически возможной, т. е. с промежутком времени от восхода до захода солнца, также выраженным в часах. Отношение первой величины ко второй представляет относительную продолжительность солнечного сияния $\frac{s}{s_{\text{в}}}$, выраженную в долях астрономически возможной продолжительности. Относительная продолжительность солнечного сияния определяется только условиями облачности и сама может рассматриваться как характеристика облачности. По своему смыслу она соответствует степени ясности, т. е. дополнению облачности до единицы. По величине в течение большей части года она занимает промежуточное положение между степенью ясности по общей и по нижней облачности, подходя ближе к последней $\left(1-n<\frac{s}{s_{\text{в}}}<1-n_{\text{н}}\right)$. Так как гелиограф на сети станций является весьма распространенным прибором, естественно возникла мысль об использовании данных по продолжительности солнечного сияния для расчетов сумм радиации в тех пунктах, где непосредственных актинометрических наблюдний не производилось.

При расчетах по этому методу предполагается существование функциональной зависимости между относительными суммами радиации $\frac{\sum I}{\sum I_{\text{в}}}$ и относительной продолжительностью солнечного сияния $\frac{s}{s_{\text{в}}}$. Считая, что эта зависимость линейная, для суммарной радиации получим формулу вида:

$$\sum Q = \sum Q_{\text{в}} \left(a + b \frac{s}{s_{\text{в}}} \right). \tag{11.1}$$

А. Онгстрем [32], предложивший эту формулу, нашел из наблюдений в Стокгольме, что $a = 0{,}25$ и $b = 1 - a = 0{,}75$. Так как коэффициенты a и b, очевидно, зависят от форм облаков и их вертикальной мощности, то значения a и b меняются в известных пределах. Вариантом формулы (11.1) является формула

$$\sum Q = \sum S'_{\text{А}} \left(a_1 + b_1 \frac{s}{s_{\text{в}}} \right), \tag{11.2}$$

в которую вместо возможной суммы суммарной радиации входит сумма прямой радиации на горизонтальную поверхность при абсолютной прозрачности атмосферы, с соответствующим изменением коэффициентов a и b.

Формулы вида (11.1) и (11.2) находят широкое применение для актинометрических расчетов. Однако изменчивость коэффициентов a и b в зависимости от географических условий и сезона значительно ограничивает применение этих формул для обширных территорий и коротких промежутков времени.

Предположение о линейности связи между величинами $\frac{\sum Q}{\sum Q_{\text{в}}}$ и $\frac{s}{s_{\text{в}}}$ несколько снижает точность расчетов для многолетних средних величин, так как в действительности соотношение между этими величинами не вполне линейно. В качестве примера приводится рис. 55, заимствованный из статьи Блека, Бонитона и Прескотта [35]. На графике представлено соотношение средних месячных значений $\frac{Q}{Q_{\text{А}}}$ и $\frac{s}{s_{\text{в}}}$ по данным 32 станций, расположенных на различных континентах от 64,8° с. ш. до 6,3° ю. ш. Точки, характеризующие это соотношение, располагаются довольно широкой полосой, причем линия *2*, соответствующая середине этой полосы, явно изогнута и с удовлетворительным приближением может быть представлена кривой второго порядка

$$\frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_А} = 0{,}20 + 0{,}2\frac{s}{s_в} + 0{,}5\left(\frac{s}{s_в}\right)^2. \tag{11.3}$$

Между тем авторы, задавая прямолинейную зависимость (линия *1*), получают

$$\frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_А} = 0{,}23 + 0{,}48\frac{s}{s_в}. \tag{11.4}$$

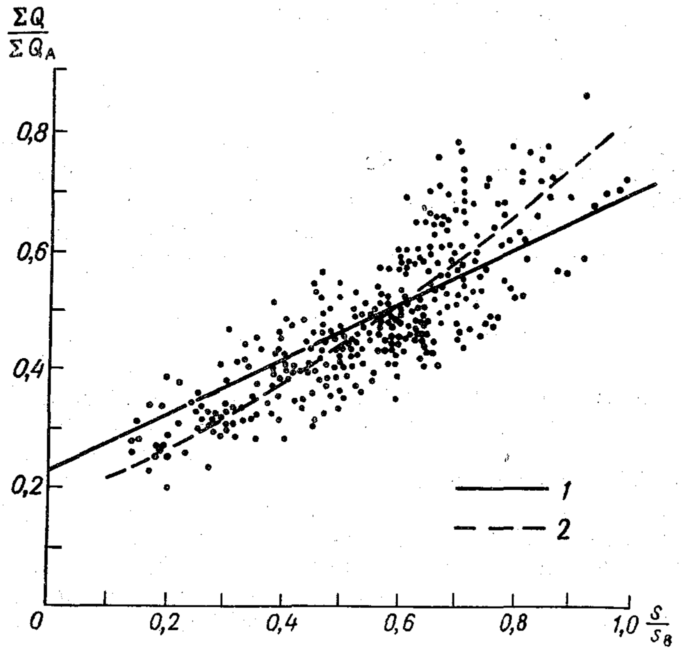

Рис. 55. Соотношение средних месячных значений $\frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_А}$ и $\frac{s}{s_в}$ по [35].

Легко видеть, что формула (11.4) дает завышенные величины $\frac{\sum Q}{\sum Q_А}$ при малых значениях относительной продолжительности солнечного сияния $\left(\frac{s}{s_в} < 0{,}5\right)$ и заниженные при больших $\left(\frac{s}{s_в} > 0{,}7\right)$. Таким образом, применение квадратичной зависимости (11.3) вместо линейной (11.4) позволяет несколько уточнить результаты расчетов. Но эта замена не делает связь между отношениями $\frac{\sum Q}{\sum Q_A}$ и $\frac{s}{s_в}$ более тесной. Из графика видно, что наибольшие отклонения вычисленных относительных месячных сумм от действительных могут составлять до 20%, т. е. ошибки в отдельных случаях даже для средних месячных сумм могут получаться чрезмерно большими. Можно было бы ожидать повышения точности расчета путем определения локальных постоянных параметров для сравнительно небольших районов со сходными географическими условиями. В качестве примера исследования в этом направлении можно привести работу Дж. Дея о распределении суммарной радиации в Англии и по окружающей ее акватории и территории [38]. Для расчетов были использованы регистрации суммарной радиации на 17 станциях, расположенных на территории Англии. Для каждой из этих станций были определены величины параметров a_1 и b_1 расчетной формулы (11.2). К каждой из этих опорных станций было отнесено несколько (от 1 до 13) метеорологических станций, расположенных в сходных условиях и производящих регистрацию солнечного сияния. Для каждой из этих станций были вычислены месячные суммы радиации по параметрам a_1 и b_1 соответствующих опорных станций. Таким образом, для характеристики территориального распределения суммарной радиации стало возможным использовать данные 57 станций (не считая кораблей погоды) вместо 17 станций с непосредственно актинометрическими наблюдениями. Таким путем Дею удалось построить карты распределения радиации значительно более детализированные, чем карты, построенные по материалам только актинометрических станций. Однако и при таком методе расчета ошибки вычисленных месячных сумм в отдельных случаях могут достигать 25%, и точность расчетов по сравнению с универсальной формулой Блека и соавторов (11.4) не повышается. Причины, препятствующие повышению точности расчетов, будут рассмотрены далее.

Степень ясности по общей облачности и относительная продолжительность солнечного сияния отклоняются от относительных сумм солнечной радиации $\frac{\sum S}{\sum S_в}$ в разные стороны. Это было использовано С. И. Савиновым [23, 24] для разработки комбинированного метода расчета сумм прямой солнечной радиации $\sum S$ по общей облачности и продолжительности солнечного сияния. Относительная сумма радиации была принята равной среднему значению степени ясности по общей облачности $1-n$ и относительной продолжительности солнечного сияния. В этом случае

$$\sum S = \frac{\Sigma S_в}{2}\left(1 - n + \frac{s}{s_0}\right). \qquad (11.5)$$

Метод С. И. Савинова проверялся им самим, Н. М. Копыловым [20], Б. М. Гальперин [11], Н. И. Гойса [14, 15], причем проверка подтвердила вполне удовлетворительную точность расчета средних месячных сумм радиации этим методом. В большинстве случаев относительная ошибка вычисленных сумм получается меньше 10%. Она возрастает в те месяцы, когда общая облачность особенно отличается от нижней (до 20%).

По точности результатов расчета метод С. И. Савинова можно признать одним из лучших методов, предложенных до настоящего времени для расчетов прямой солнечной радиации. Его широкому применению препятствует трудность получения данных о продолжительности солнечного сияния, так как эти данные при публикации результатов актинометрических наблюдений приводятся редко.

§ 44. Расчет радиационных характеристик по абсолютной продолжительности солнечного сияния

Сопоставление суточных и месячных сумм прямой и суммарной радиации с соответствующими величинами продолжительности солнечного сияния s, выраженными в часах, показывает, что между величинами ΣS, ΣQ и s существует довольно тесная количественная связь. В первом приближении эта связь может быть принята прямолинейной, как это было сделано В. Н. Украинцевым [28]:

$$\sum Q = ms + n. \qquad (11.6)$$

Коэффициенты m и n были определены Украинцевым для небольшого числа станций, причем оказалось, что оба эти коэффициента имеют широтный и годовой ход. Зависимость их от широты для каждого месяца года была представлена в работе в табличной форме.

Так как для работы Украинцева были использованы недостаточно точные измерения суммарной радиации, то Е. П. Барашковой по данным шести станций СССР были получены уточненные значения коэффициентов m' и n' [11.10].

Существование отчетливо выраженного годового хода коэффициента n с максимумом в июне и минимумом в декабре позволяло предположить, что этот ход связан с годичным изменением высоты солнца. Как было показано в §§ 30 и 31 одним из основных факторов, определяющих суточные суммы радиации, является синус полуденной высоты Солнца. Поэтому представляла интерес проверка этого предположения на возможно более обширном наблюдательном материале.

Для проверки были использованы результаты регистрации суммарной радиации за 1958 г. на 20 станциях СССР, расположенных в широтной зоне 40—65° с. ш. вблизи уровня моря и в различных географических условиях. Разнообразие условий широты, режима облачности, прозрачности атмосферы и состояния подстилающей поверхности при этом представлялось достаточно обеспеченным, так что можно было ограничиться измерениями одного года. По каждой станции были вычислены значения коэффициентов m и n, причем эти коэффициенты, как получалось и ранее, оказались различными для разных станций и разных месяцев. Однако оказалось возможным обобщить эти результаты, причем величину n с удовлетворительной точностью можно было представить как функцию синуса полуденной высоты солнца, а величину m — как функцию продолжительности солнечного сияния. Зависимость между m и s, а также между n и $\sin h_п$ оказалась, однако, не линейной, а значительно более сложной. После этих уточнений формула для расчета месячных сумм суммарной радиации приняла вид

$$\sum Q = 49 s^{1,31} \cdot 10^{-4} + 10,5 (\sin h_п)^{2,1}. \qquad (11.7)$$

Эта формула не содержит никаких локальных параметров, что облегчает ее применение. Сложный вид формулы не затрудняет ее применение, так формула легко может быть табулирована или представлена в виде номограммы.

Проверка формулы на разнообразном наблюдательном материале показала, что она дает удовлетворительно точные результаты не только в применении к многолетним средним, но и при вычислении сумм за отдельные месяцы определенных годов (рис. 56 и 57). Отклонение вычисленных месячных сумм от измеренных в большинстве случаев получается менее 10%. Благодаря этому формула (11.7) была рекомендована для критического контроля сумм радиации, получаемых путем регистрации. Расчеты по формуле показали, что она применима также и для пунктов, расположенных вне территории СССР в соответствующей широтной зоне и даже значительно южнее. Севернее широты 65° формула дает заниженные суммы ΣQ вследствие наличия в этой зоне снежного покрова в те месяцы, когда в более южной зоне снежный покров отсутствует. Г. В. Гирдюк [12] установил, что на территории Кольского полуострова (66—70° с. ш.) формула (11.7) дает особенно заниженные (на 15—30%) суммы радиации в марте, апреле и мае, т. е. в месяцы, которые на меньших широтах считаются весенними, но в условиях Кольского полуострова являются скорее зимними. В остальные месяцы вычисленные суммы также получаются заниженными в среднем на 4—6%. Это свидетельствует о необходимости применять для северной зоны несколько увеличенные значения постоянных параметров или вводить в величины, вычисляемые по формуле (11.7), поправочные коэффициенты. Для всех пунктов Кольского полуострова получились близкие месячные значения поправочных коэффициентов. Применение формулы (11.7) с поправочными

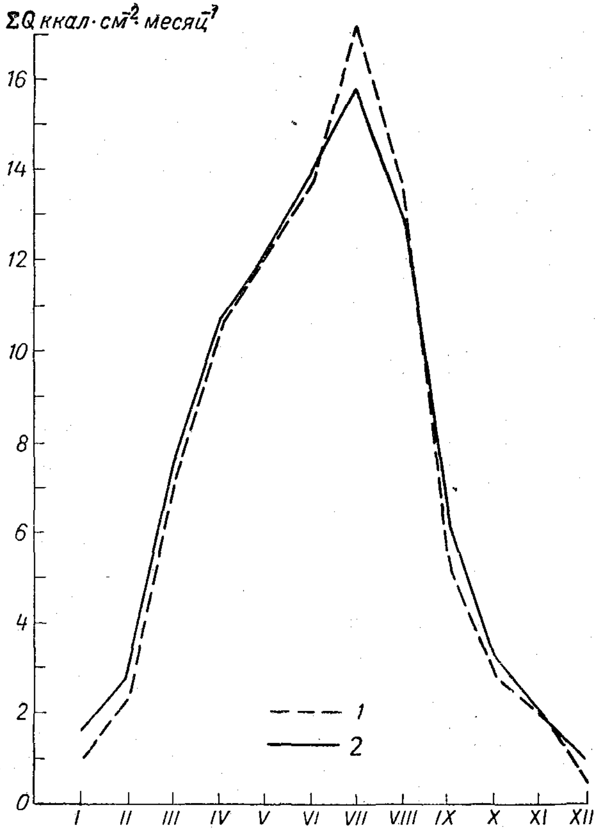

Рис. 56. Соотношение рассчитанных (*1*) и действительных (*2*) сумм суммарной радиации ΣQ. Москва, 1959 г.

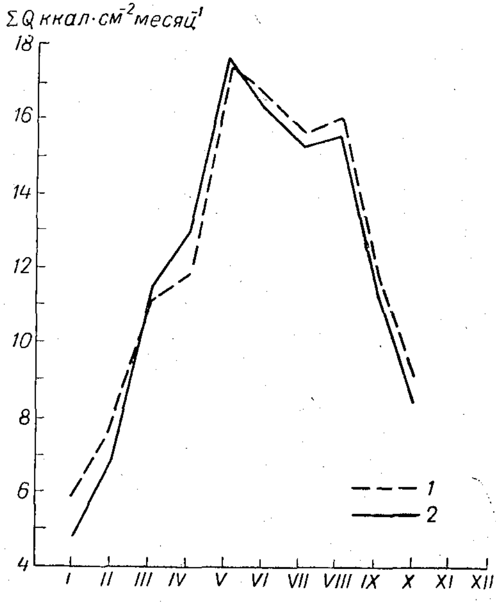

Рис. 57. Соотношение рассчитанных (*1*) и действительных (*2*) сумм суммарной радиации. Улан-Батор, 1958 г.

коэффициентами дало возможность получить месячные суммы радиации для 16 пунктов вместо 4 пунктов с актинометрическими наблюдениями, что позволило существенно уточнить территориальное распределение суммарной радиации в пределах полуострова.

В расчетные формулы вида (10.1)—(10.7) не входят явно ни характеристики прозрачности атмосферы, ни возможные суммы радиации. Этим методы расчета по абсолютной продолжительности солнечного сияния отличаются от других ранее рассмотренных методов. Однако средние условия прозрачности и их изменение в годовом ходе неявно входят в числовые значения постоянных параметров формул и учитываются ими. Такой учет соответствует определению возможных сумм радиации по средним условиям прозрачности в формулах § 35—37.

Сопоставление рассмотренных выше методов расчета сумм радиации как по характеристикам облачности, так и по продолжительности солнечного сияния приводит к выводу, что все они имеют точность одного и того же порядка. Все они дают удовлетворительные результаты при расчетах средних климатических характеристик радиационного режима: ошибки в большинстве случаев получаются меньше 10%. При переходе к расчету характеристик для отдельных месяцев определенного года ошибки возрастают до 20—30%. Применение этих методов к вычислениям для отдельных дней приводит к совершенно неудовлетворительным результатам: ошибки составляют многие десятки процентов. Попытки повысить точность расчета путем усложнения вида формул, учета дополнительных факторов и введения локальных параметров не приводят к желательным результатам и точность не удается повысить сколько нибудь существенно. Очевидно, эти неудачи имеют какую-то общую причину.

Можно думать, что этой причиной служит неучитываемый дневной ход облачности, который в отдельные месяцы и, в особенности, в отдельные дни может коренным образом отличаться от среднего дневного хода, получаемого при осреднении данных за несколько лет. Ввести в расчеты показатели дневного хода по визуальным оценкам облачности не представляется возможным. Иначе обстоит дело с учетом дневного хода продолжительности солнечного сияния, данные по которому имеются в таблицах обработки записей гелиографов как для месяца в целом, так и для каждого отдельного дня.

Такой путь повышения точности расчетов представляется очень перспективным, но до настоящего времени используется очень мало. В качестве обнадеживающего примера возможности повышения точности расчета для отдельных конкретных дней можно привести результат расчета сумм прямой радиации за первую декаду июля 1958 г. в Воейково [22]. Для каждого дня производился подсчет сумм радиации по отдельным часовым промежуткам, причем для подсчета использовались данные гелиографа и график, представлявший сумму радиации за данный час как функцию продолжительности солнечного слияния за час и синуса высоты солнца для середины промежутка. Суточные суммы радиации получились путем сложения часовых сумм. Результаты такого расчета представлены графически на рис. 58, Они оказались в очень хорошем согласии с суммами, зарегистрированными актинографом, хотя вычисленные для отдельных часовых промежутков суммы во многих случаях заметно отличались от измеренных. Так как отклонения в отдельных случаях

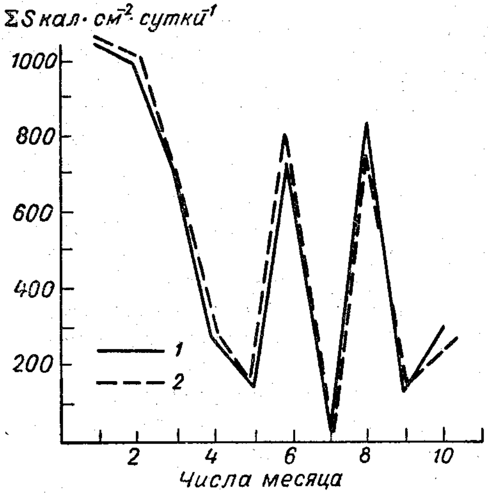

Рис. 58. Суточные суммы прямой радиации ΣS по актинографу (1) и по гелиографу (2).

имели различные знаки, то в общей суточной сумме они компенсировались почти полностью. Можно думать, что применение такого метода для расчетов рассеянной и суммарной радиации даст менее точные результаты, но и в этом случае точность расчета будет все же значительно выше, чем при расчетах методами, не учитывающими дневного хода облачности.

Некоторое повышение точности расчетов может также быть достигнуто путем уточнения подсчетов относительной продолжительности солнечного сияния. При ее вычислении по астрономически возможной продолжительности величины $\frac{s}{s_0}$ в разных пунктах могут получаться не вполне сравнимыми вследствие возможных различий в прозрачности стеклянного шара гелиографа и цвете лент, используемых для записи, а также различной закрытости горизонта на месте установки гелиографов. Поэтому, как было отмечено А. Онгстремом [32], за возможную продолжительность солнечного сияния следовало бы принимать возможную для данного гелиографа продолжительность, определяемую как промежуток времени между началом и окончанием записи при незакрытом облаками солнечном диске. Метод определения этой величины предложен в работе [26].

Из сделанного выше обзора видно, что разработка методики расчета радиационных характеристик еще далека от завершения. В настоящее время можно считать удовлетворительно разработанными методы расчета только основных интегральных характеристик радиационного режима вблизи земной поверхности, и только их многолетних средних значений. Уточнение расчетов для коротких конкретных периодов, расчет радиационных характеристик в отдельных участках спектра и на различных уровнях в свободной атмосфере следует считать важнейшими задачами дальнейшего развития расчетной актинометрии.

15 Заказ № 501

ЛИТЕРАТУРА

Часть I (главы 1—3)

1. Аверкиев М. С. Об определении основных характеристик прозрачности атмосферы. Информ. сб. ГУГМС, № 1. Гидрометеоиздат, 1961.
2. Аверкиев М. С. К вопросу об определении коэффициента прозрачности атмосферы. Метеорология и гидрология, № 11, 1962.
3. Бугер П. Оптический трактат о градации света. Перевод с французского. М., 1950.
4. Гордов А. Н. О возможности применения теории рассеяния к реальной атмосфере. Ж. геофиз., т. 6, вып. 4, 295—324, 1936.
5. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеоиздат, Л., 270, 1963.
6. Калитин Н. Н. Солнечная постоянная. Природа, № 2, 17—25, 1948.
7. Кастров В. Г. Некоторые вопросы теории рассеяния света в чистой атмосфере. Ж. геофиз., т. 3, вып. 2, 123—144, 1933.
8. Кастров В. Г. Замечания к моей работе «Некоторые вопросы теории рассеяния света в чистой атмосфере». Ж. геофиз., т. 4, вып. 4, 1934.
9. Кастров В. Г. К вопросу о поглощении солнечной радиации атмосферным водяным паром. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 13, № 5, 1949.
10. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Гидрометеоиздат, Л., 1954.
11. Кондратьев К. Я. и Гаевская Г. Н. О влажной мутности и определении запаса воды в атмосфере. Научн. бюлл. ЛГУ, № 32, 7—8, 1951.
12. Крылов П. А. Определение солнечной постоянной. Метеорология и гидрология, № 8, 17—30, 1938.
13. Крылов П. А. Из работ по солнечной постоянной. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 10, 1249—1261, 1957.
14. Ламберт И. Г. Фотометрия. 1760 г.
15. Махоткин Л. Г. Эквивалент массы Бемпорада. Тр. ГГО, вып. 100, 1960.
16. Прокофьева И. А. Атмосферный озон. АН СССР, М.—Л., 232, 1951.
17. Сивков С. И. К вопросу определения запаса воды в атмосфере. Тр ГГО, вып. 14(76), 26—34, 1949.
18. Тихановский И. И. Теория поляризации и яркости небесного света для абсолютно чистой земной атмосферы. Изв. Крымского педагог. ин-та им. М. В. Фрунзе, т. 2, 1928.
19. Хвольсон О. Д. О современном состоянии актинометрии. Записки Акад. наук, т. 69, № 4, СПБ, 245, 1892.
20. Шаронов В. В. Световая солнечная постоянная и ее наивероятнейшее значение. Изв. АН СССР, отд. техн. наук, № 9, 1284—1296, 1949.
21. Шефер К. и Матосси Ф. Инфракрасные спектры. ОНТИ, Л.—М., 1935.
22. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГТТИ, М.—Л., 1951.

23. Штауде Н. М. Функция бемпорад и ее значение в атмосферной оптике. Изв. АН КазССР, № 32, сер. астрон. и физ., вып. 2, 22—43, 1946.
24. Шулейкин В. В. Материалы по оптике сильно рассеивающей среды в применении к морской воде, туманам и облакам. Ж. геофиз., т. 3, вып. 3—5, 1933.
25. Abbot C. G. and Aldrich L. B. Smithsonian pyrheliometry revised. Smiths. Miscel. Coll., v. 60, No. 18, 1913.
26. Angström A. On the atmospheric transmission of sun radiation and on the dust in the air. Geogr. Ann., No. 2, 1929.
27. Angström A. On the absorption of solar radiation by atmospheric water vapor. Arkiv för Geofys. B. 3, No. 23, 557—566, 1961, II. B. 4, No. 24, 503—512, 1964.
28. Angström A. The parameters of atmospheric turbidity. Tellus, v. 16, No. 1, 64—75, 1964.
29. Angström K. Methode nouvelle pour l'étude de la radiation solaire. Nova Acta Reg. Soc. Uppsalensis, ser. 4, v. 1, No. 7, 1907.
30. Annals of the Astrophysical observatory of the Smithsonian Institution, vs 4, 5, 1922—1932.
31. Bemporad A. Zur Theorie der Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre. Mitteil. der Grossherzogl. Sternwarte zu Heidelberg (Astronomisches Institut), Bd 4, 1904.
32. Blumer H. Strahlungsdiagramme kleiner dielektrischer Kugeln. Zs. f. Phys., Bd 32, S. 119, 1925.
33. Blumer H. Die Zerstreuung des Lichtes an kleinen Kugeln. Zs. f. Phys., Bd 38, 940—947, 1926; Bd 39, S. 195, 1926.
34. Cabannes J. Sur la diffusion de la lumière par les molecules de l'air. Comptes Rendus Acad. Sc. Paris, t. 168, 1919.
35. Cabannes J. La diffusion moléculaire de la lumière. Paris, Presses Universitaires, 1929.
36. Chapman S. A theory of upper atmospheric ozone. Mem. Roy. Met. Soc., v. 3, 1930.
37. Dunkelman L. and Scolnik R. Solar spectral irradiance and vertical atmospheric attenuation in the visible and ultraviolet. J. Opt. Soc. Amer., v. 49, No. 4, 356—367, 1959.
38. Dutsch H. U. Photochemische Theorie des atmosphärischen Ozone unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichts-Zuständen und Luftbewegungen. Zürich, 1946.
39. Foitzik L. Zur meteorologischen Optik von Dunst und Nebel. Zs. f. Met., Bd 4, 289—297, 321—329, 1950.
40. Foitzik L. und Hinzpeter H. Sonnenstrahlung und Lufttrübung. Akad. Verl. Leipzig 310 SS, 1958.
41. Fowle F. E. The transparency of aqueous vapor. Astrophys. J., v. 42, p. 394, 1915.
42. Fowle F. E. The determination of aqueous vapor above Moun Wilson. Astrophys. J., v. 37, No. 5, 1913.
43. Gans R. Zs. f. Phys., Bd 17, S. 353, 1923.
44. Guide to meteorological instruments and observing practices. Ch. 9: Measurement of radiation and sunshine. 2nd ed. WMO, No. 8, TP 3, Suppl. No. 5, August, 1965.
45. Hann I., Süring R. Lehrbuch der Meteorologie. 4 Auflage, S. 243—246, 1926.
46. Hearn A. E., Walshaw C. D., Warmell T. W. The absorption coefficient of ozone at 3021 Å. Q. J. Roy. Met. Soc., v. 83, No. 357, 1957.
47. Hoelper O. Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung. Reichsamt f. Wetterdienst. Wissensch. Abhandl., Bd 5, Nr 10, 1939.
48. Howard J. N. and Chapman R. M. The pressure dependence of the absorption by entire bands of water vapour in the near infrared. J. Opt. Soc. Amer., v. 42, 423—426, 1952.

49. Howard J. N., Burch D. E. and Williams D. Infrared transmission of synthetic atmospheres. II. Absorption by carbon dioxide. J. Opt. Soc. Amer., v. 46, 237—241, 1956; III. Absorption by water vapor. J. Opt. Soc. Amer., v. 46, 242—245, 1956.
50. Humphreys W. The quantity and vertical distribution of water vapour in clear days. Bull. of the Mount-Weather Observatory, v. 4, p. 21, 1912.
51. Inn E. C. Y. and Tanaka Y. Absorption coefficient of ozone in the ultraviolet and visible regions. J. Opt. Soc. Amer., v. 43, No. 10, 1953.
52. Johnson F. S., [a. o.], The ultraviolet spectrum of the sun. Rocket exploration of the upper atmosphere. Pergamon Press London, pp. 279—288, 1954.
53. Johnson F. S. The solar constant. J. Met., v. 11, No. 6, 431—439, 1956.
54. Junge Chr. Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. Annal. d. Met., 1952, Beiheft.
55. Langley S. P. Researches on solar heat. Profess. Papers on the Signal Service XV. A report of the Mount-Whitney exped. Washington, 1884.
56. Linke F. Die Sonnenstrahlung und ihre Schwächung in der Atmosphäre. Handb. d. Geophysik, Bd 8, Kap. 6, 1943.
57. McDonald I. E. Absorption of solar radiation by atmospheric water vapor. J. Met., v. 17, No. 3, 1960.
58. Michard R. Sur la distribution de l'énergie dans le spectre continu ultraviolet du soleil. Bull. Astron. Inst. Netherl., v. 11, N° 416, p. 227, 1950.
59. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien. Ann. d. Phys., Bd 25, Nr 3, S. 377, 1908.
60. Minnaert M. The photosphere. The sun. Univ. Chicago, 1953.
61. Moon P. Proposed standard solar-radiation curves for engineering use. J. Frankl. Inst., v. 230, pp. 583—617, 1940.
62. Mügge R. und Möller F. Die Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigen Aufbau. Zs. f. Geophys., Bd 8, 53—64, 1932.
63. Mulders G. F. W. Sur la distribution de l'énergie dans le spectre continu du soleil. Zs. f. Astrophys., Bd 11, Ss 132—144, 1936.
64. Nicolet M. Sur la détermination du flux énergétique du rayonnement extraterrestre du soleil. Archiv f. Meteor., Geophys. u. Biokl., Ser. B, Bd 3, Ss 209—219, 1951. (Contrib. Inst. Roy. Met. Belg, No. 3).
65. Nicolet M. Sur le problème de la constante solaire. Annales d'Astrophys., t. 14, N° 3, 249—265, 1951. (Contrib. Inst. Roy. Meteorol. de Belgique No 3, 1951.)
66. Ny-Tsi-Ze et Choong Shin-Piaw. L'absorption de la lumière par l'ozone. CR Ac. Sc. Paris, t. 195, N° 4, 1932; t. 196, N° 13, 1933.
67. Paetzold H. K. The mean vertical ozone distribution resulting from the photochemical equilibrium turbulence and current of air. J. Atm. a. Terr. Phys., v. 3, 1953.
68. Paetzold H. K. Ein Beitrag zur atmosphärischen Extinktion. Astronom. Nachrichten, Bd 281, 17—22, 1953.
69. Pettit E. Measurements of ultraviolet solar radiation. Astrophys. J. v. 75, pp. 185—221, 1932.
70. Radau M. Actinomètrie. Paris, 1877.
71. Radiation measurements. Instruction manual. Ann. IGY, v. 6, 1956.
72. Rayleigh (Strutt J. W.) On the electromagnetic theory of light. Phil. Mag., v. 12, p. 81, 1881.
73. Rayleigh. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension and the origin of the blue of the sky. Phil. Mag., 5, v. 47, 375—384, 1899.
74. Rayleigh F. R. S. A re-examination of the light scattered by gases in respect of polarization. Proc. Roy. Soc. A, v. 97, 435, 1920; v. 98, 57, 1921.
75. Rossow W. W. Über die Berechnung der auf der Bahn eines Lichtstrahles befindlichen Luftmasse. Zs. f. Met., Bd 11, H. 7, 219, 1957.

76. Schnaidt F. Berechnung der relativen Schichtdicken des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Met. Zs, Bd 55, Nr 8, 296—299, 1938.
77. Schneider A. Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. Gerl. Beitr. zur Geophys, Bd 51, 69—99. 1937.
78. Smithsonian Physical Tables. 9th Revised Ed. Smiths. Inst. Washington D. C. 1954.
79. Stratton J. A. and Houghton H. G. A theoretical investigation of the transmission of light through fog. Phys. Rev., v. 38, 159, 1931.
80. Tichanowsky J. J. Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. Phys. Zs., Bd 28, S. 680—688, 1927.
81. Vigroux E. Contribution à l'étude experimentale de l'absorption de l'ozone. Ann. de Physique, n° 8, 1953.
82. Wyatt P. J., Stull R. V. and Plass G. N. The infrared transmittance of the water vapor. Applied Optics, v. 3, No. 2, 229—241, 1964.
83. Yamamoto G. and Onishi G. Absorption of solar radiation by water vapor in the atmosphere. J. Met., v. 9, No. 6, 1952.

ЛИТЕРАТУРА

Часть II (главы 4—7)

1. Аваcте О., Молдау Х., Шифрин К. С. Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации. Иссл. по физике атм., вып. 3, 23—71, Тарту, 1962.
2. Аверкиев М. С. О возможности определения переводного множителя актинометра без сравнения с эталонным прибором. Вестник МГУ, № 10, 171—175, 1955.
3. Аверкиев М. С. Возможные месячные и годовые суммы прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность при различной прозрачности атмосферы для широт 40—70°. Вестник МГУ, сер. биол., почв.-геол., геогр., 175—184, 1956.
4. Аверкиев М. С. Рассеянная радиация безоблачного неба. Метеорология и гидрология, № 5, 29—32, 1956.
5. Аверкиев М. С. Простой способ приближенного расчета суточных сумм инсоляции горизонтальной поверхности при безоблачном небе. Метеорология и гидрология, № 3, 25—27, 1957.
6. Аверкиев М. С. Суммарная радиация и ее компоненты при безоблачном небе в зависимости от прозрачности атмосферы для широт 40—70°. Вестник МГУ, сер. биол., почв.-геол., геогр., № 4, 185—198, 1958.
7. Аверкиев М. С. Уточненный метод расчета суммарной радиации. Вестник МГУ, сер. геогр., № 1, 40—47, 1961.
8. Аверкиев М. С. Об универсальной формуле для расчета суммарной радиации. Метеорология и гидрология, № 2, 27—30, 1962.
9. Аверкиев М. С. и Рязанова Л. А. (Бирюкова). Солнечная радиация в идеальной атмосфере и мутность атмосферы реальной. Вестник МГУ, № 5, 14—25, 1963.
10. Барашкова Е. П., Гаевский В. Л., Дьяченко Л. Н., Лугина К. М. и Пивоварова З. И. Радиационный режим территории СССР. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
11. Барашкова Е. П. Соотношение между месячными суммами прямой солнечной радиации, приходящей на горизонтальную и перпендикулярную поверхность. Тр. ГГО, вып. 125, 76—81, 1962.
12. Берлянд М. Е. Суточный ход температуры, турбулентного обмена и радиационного баланса. Тр. ГГО, вып. 48(110), 1954.
13. Вейнберг Б. П. Желтый уголь (мощность лучистой энергии солнца). Материалы № 75 Комиссии по изуч. ест. производительных сил АН СССР, Л., 1929.
14. Гальперин Б. М. Методика приближенных расчетов сумм солнечной радиации. Метеорология и гидрология, № 4, 1949.

15. Гальперин Б. М. Методика приближенных расчетов прихода прямой солнечной радиации по данным станционных метеорологических наблюдений. Тр. ЛГМИ, № 4, 79—106, 1955.
16. Гойса Н. И. Краткая характеристика суммарной радиации при ясном небе на территории Украины и Молдавии. Тр. УкрНИГМИ, вып. 20, 14—27.
17. Гульницкий Л. В. Радиационная методика определения элементов радиационного баланса атмосферы. Алма-Ата, 1949.
18. Давидович О. М. О зависимости между суммами прямой солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность и суммами ее на горизонтальную поверхность. Метеорология и гидрология, № 7, 3—7, 1938.
19. Калитин Н. Н. Солнечная постоянная по наблюдениям в Павловске. Изв. ГФО, № 2, 3—20, 1920.
20. Калитин Н. Н. Учет сумм тепла солнечной радиации. Изв. Науч.-мелиоративного ин-та, вып. 5, 132, 1923.
21. Калитин Н. Н. Актинометрия. Гидрометеоиздат, Л., 1938.
22. Калитин Н. Н. Напряжение солнечной радиации для реальной атмосферы и для атмосферы идеальной. ДАН СССР, т. 39, № 4, 139—142, 1943.
23. Калитин Н. Н. Рассеянная радиация безоблачного неба. ДАН СССР, т. 39, № 8, 1943.
24. Калитин Н. Н. Теоретические и действительные суммы тепла солнечной радиации для безоблачного неба. ДАН СССР, т. 49, № 9, 1945.
25. Кастров В. Г. Прозрачность абсолютно чистой и сухой атмосферы для солнечной радиации. Изв. Крым. пед. ин-та, т. 2, 1928.
26. Кастров В. Г. К вопросу об основной актинометрической формуле. Метеорол. вестник, № 7, 173—175, 1928.
27. Кастров В. Г. Актинометрические свойства мглы. Ж. «Социалистическое зерновое хозяйство», № 3, 1938.
28. Кастров В. Г. Солнечная радиация в тропосфере в случае абсолютно чистого и сухого воздуха. Тр. ЦАО, вып. 16, 26, 1956.
29. Кондратьев К. Я. и Волкова Г. П. Суточный ход и возможные суммы суммарной радиации. Метеорология и гидрология, № 7, 30—32, 1958.
30. Кузнецов Е. С. и Овчинский Б. В. Результаты численного решения интегрального уравнения теории рассеяния света в атмосфере. Тр. Геофиз. ин-та, № 4 (131), 104, 1949.
31. Махоткин Л. Г. Об изменении интенсивности немонохроматической радиации в ограниченном интервале. Тр. ГГО, вып. 26 (88), 104—112, 1951.
32. Махоткин Л. Г. О способах вычисления рассеянной освещенности при ясном небе. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1953.
33. Махоткин Л. Г. Прямая радиация и прозрачность атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 644—657, 1957.
34. Махоткин Л. Г. Закономерности изменения рассеянной радиации в безоблачной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 80, 17—22, 1959.
35. Махоткин Л. Г. О вычислении возможных суточных сумм прямой радиации. Тр. ГГО, вып. 80, 23—31, 1959.
36. Махоткин Л. Г. Итоги работ по изучению вариаций прямой солнечной радиации. Тр. ГГО, вып. 80, 11—16, 1959.
37. Махоткин Л. Г. О расчете возможных сумм солнечной радиации. Науч. сообщ. ин-та геол. и геогр. АН ЛитССР, т. 13, 103—107, 1962.
38. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебания климата. Гостехиздат, 1939.
39. Мюрк Х. О рациональности индекса мутности Л. Г. Махоткина. Исслед. по физике атмосферы. АН ЭССР, вып. 1, 26—42, Тарту, 1959.

40. Мюрк Х. О новой формуле интенсивности излучения и о новых характеристиках прозрачности атмосферы. Исслед. по физ. атм. вып. 1, 7—14, Тарту, 1959.
41. Руководство по контролю актинометрических наблюдений. Гидрометеоиздат, Л., 1962.
42. Савинов С. И. Обзор работ по актинометрии за последнее десятилетие. Метеорол. вестник, № 5—12, 166—174, 193—202, 227—237, 265—276, 332—346, 392—411, 1909.
43. Савинов С. И. Солнечная, земная и атмосферная радиация. Климат и погода, № 2—3, 1—47, 1926.
44. Савинов С. И. По поводу статьи В. Г. Кастрова «К вопросу об основной актинометрической формуле». Метеорол. вестник, № 7, 176—179, 1928.
45. Савостьянова М. В. Спектральный состав дневного света при фотосъемке. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 148, 1942.
46. Сивков С. И. Солнечная радиация и прозрачность атмосферы в Курске. Ж. геофиз., т. 1, № 1—2, 57—66, 1931.
47. Сивков С. И. О приведении напряжения радиации к определенной высоте солнца. Метеорология и гидрология, № 1, 3—12, 1938.
48. Сивков С. И. Общий метод приведения интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Тр. ГГО, вып. 14, 52—62, 1949.
49. Сивков С. И. Об эффективном коэффициенте прозрачности атмосферы. ДАН СССР, т. 80, № 4, 1951.
50. Сивков С. И. Обобщение эмпирических зависимостей между интенсивностью солнечной радиации, высотой солнца и прозрачностью атмосферы. Тр. ГГО, вып. 115, 95—103, 1960.
51. Сивков С. И. Метеорологическая солнечная постоянная. Тр. ВНМС, т. 6, 332/339, 1963.
52. Сивков С. И. Ослабление солнечной радиации в идеальной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 169, 66—75, 1965.
53. Соболев В. В. Приближенное решение задачи о рассеянии света в среде с произвольной индикатрисой рассеяния. Астрон. ж., т. 20, № 5—6, 1943.
54. Соболев В. В. О рассеянии света в атмосферах Земли и планет. Уч. зап. ЛГУ, сер. математ., вып. 18, 1949.
55. Таварткиладзе К. А. Описание и правила пользования номограммой для приведения коэффициента прозрачности и интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Изд. ЗакНИГМИ, 1961.
56. Трофимов К. Г. Суммы тепла от солнечной радиации и проблема ее использования. Социалистич. наука и техн., т. 4, № 1, 15—30, Ташкент, 1936.
57. Украинцев В. Н. Вычисление месячных сумм прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность для широт субтропической зоны. Материалы по агроклиматическому районированию субтропиков СССР, вып. 2, 5—12. Гидрометеоиздат, Л. 1938.
58. Украинцев В. Н. и Шепелевский А. О. О вычислении сумм прямой солнечной радиации по облачности. Метеорология и гидрология № 1, 3, 3—10, 1939.
59. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С., Коган С. Я., Коронатова Т. Д., Глазова К. С., Кузнецова М. А. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. Тр. ин-та физики атмосферы, АН СССР, № 1 (103), М., 1958.
60. Фесенков В. Г. Определение солнечной постоянной. Изв. АН СССР, сер. 7, № 6, 801—831, 1931.
61. Хргиан А. Прозрачность атмосферы и солярный климат. Метеорология и гидрология, № 1, 49—51, 1938.

62. Хромов С. П. и Мамонтова Л. Н. Метеорологический словарь. Гидрометеоиздат, Л., 1955.
63. Шифрин К. С., Авасте О. Потоки коротковолновой радиации в безоблачной атмосфере. Исслед. по физ. атм. АН ЭССР, вып. 2, 23—66, Тарту, 1960.
64. Angot A. Recherches théoriques sur la distribution de la chaleur à la surface du globe. Bureau Central Météorol. de France, Mémoires divers de 1883. Annales de 1883, t. I, pp. 121—169, 1885.
65. Baldit A. Sur la repartition de la chaleur solaire à la surface du globe. Annales du Bureau Central Météorol. Paris, Mémoires de 1909. pp. 104—143.
66. Bemporad A. Versuch einer neuen empirischen Formel zur Darstellung der Änderung der Intensität der Sonnenstrahlung mit der Zenitdistanz. Met. Зs., Bd. 24, H. 7, 306—313, 1907.
67. Bemporad A. La curva diurna della radiazione. Memorie della Societa degli Spottrosc. Ital. pp. 159—170, 1908.
68. Berlage H. P. Zur Theorie der Beleuchtung einer horizontalen Fläche durch Tageslicht. Met. Zs., Bd 45, Nr 5 S. 174—180, 1928.
69. Crova A. Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires et de leur absorption par l'atmosphère terrestre. Annal. de chim. et de phys. 5 série, t. XI, 1887.
70. Deirmendjian D. and Sekera Z. Global radiation resulting from multiple scattering in a Reyleigh atmosphere. Tellus, v. 6, No. 4, 382—398, 1954.
71. Dirmhirn I. Zur spektralen Beurteilung der Reflexion natürlichen Medien. Wetter u. Leben, Bd 9, S. 41, 1957.
72. Edlén B. The dispersion of standard air. J. Opt. Soc. Amer., v. 43, No. 5, p. 339, 1953.
73. Feussner K. u. Dubois P. Trübungsfaktor, precipitable water, Staub. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 27, S. 172—175, 1930.
74. Forbes J. D. On the transparency of the atmosphere and the laws of extinction of the sun's rays passing through it. Phil. Trans. 1842. p. 225—274.
75. Fritz S. Solar radiant energy and its modification by the earth and its atmosphere. Compendium of Meteorology, Amer. Met. Soc., 13—33, 1951.
76. Georgi J. Bemerkung zur Solarkonstanten. Zs. f. Met. Bd 5, H. 5—6, S. 136—139, 1951.
77. Georgi J. Solarkonstante und meteorologische Strahlungsmessung. Annalen d. Met., Bd. 5, H. 3—5, S. 83—96, 1952.
78. Gorczynski L. Sur les sommes de la chaleur en g.-cal. pour Varsovie, Treurenberg et Montpellier. Bull méteorol. du département de l'herault. Montpellier, 1906.
79. Hess P. u. Linke F. Die Strahlungsverhältnisse in einer Rayleigh-Atmosphäre. Met. Zs., Bd. 59, H. 10, 11, 12, 1942.
80. Houghton H. G. The solar constant. J. Met., v. 6, 270, 1951.
81. Kastrow W. Durchlässigkeit der absolut reinen und trockenen Atmosphäre für Sonnenstrahlung. Met. Zs., Bd. 45, 377, 1928.
82. Kastrow W. Zur Frage nach der Abschwächung der Sonnenstrahlung in der idealen Atmosphäre. Met. Zs., Bd 47, H. 4, S. 140—145, 1930.
83. Langley S. P. Die Solarkonstante und verwandte Probleme. Exner's Ref. Met. Zs., Bd. 20, S. 372, 1903.
84. Linke F. Transmissionskoeffizient und Trübungsfaktor. Beitr. z. Phys. d. Freien Atmosphäre, Bd. 10, S. 91, 1922.
85. Linke F. Meteorologisches Taschenbuch. Vierte Auflage. Leipzig, 1939.
86. Penndorf R. B. Tables of the refractive index for standard air, the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0,2 and 20 microns and their application to atmospheric optics. J. Opt. Soc. Amer., v. 47, No. 2, 176—182, 1957.
87. Perl H. Zur Kenntniss der wahren Sonnenstrahlung. Met. Zs., H. 3, 1935.

88. Pernter J. M. Über Langley's Untersuchungen der Sonnenstrahlung. Met. Zs., Bd. 3, H. 5, 193—207, 1886.
89. Reitz G. Pyranometrische Untersuchungen. Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 55, 290, 1939.
90. Rizzo I. Sopra le recente misure della «constante solari». Memorie della Reale Acad. delle Sci. di Torino, v. 48, 1899.
2. Sopra il calcolo della constante solare. Atti d. R. Acc. di Torino, v. 38, 1903.
91. Scheiner. Untersuchungen über die Solarkonstante. Publikationen des Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam, Nr 55, 1908.
92. Schüepp W. Bemerkungen zu J. Georgi's meteorologischen Solarkonstante. Geofisica Pura e Applicata, T. 30, Nr 1, 1955.
93. Wegener K. Die Solarkonstante aus Strahlungsmessung. Met. Rundschau., Bd. 8, H. 3—4, 1955.
94. Westman J. Messungen der Sonnenstrahlung zu Uppsala 1901. Exner's Ref. für Met. Zs., Bd. 24, 1907.
95. Wundt, W. Das Bouguersche Gesetz und die Solarkonstante. Met. Zs., S. 421, 1900.
96. Wundt W. Über die Berechnung der Solarkonstante. Met. Zs., Bd 24, H. 6, S. 261—269, 1907.

Часть III (главы 9—10)

1. Атлас теплового баланса, под ред. М. И. Будыко. 1 изд., Л., 1955; 2 изд., М., 1963.
2. Берлянд Т. Г. Методика климатологических расчетов суммарной радиации. Метеорология и гидрология, № 6, 9—12, 1960.
3. Берлянд Т. Г. Распределение солнечной радиации на континентах. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
4. Берлянд М. Е. и Новосельцев Е. П. К теории переноса солнечной радиации в атмосфере при наличии облачности и тумана. Тр. ВНМС, т. 6, 339—346, 1963.
5. Берлянд М. Е. и Берлянд Т. Г. Радиационный и тепловой баланс Европейской территории СССР. Тр. ГГО, вып. 10 (72), 1948.
6. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
7. Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Зубенок Л. И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Тр. ГГО, вып. 48 (110), 1954.
8. Гальперин Б. М. К методике приближенных расчетов сумм солнечной радиации. Метеорология и гидрология, № 4, 26—35, 1949.
9. Гальперин Б. М. Методика приближенных расчетов сумм прямой солнечной радиации. Тр. ЛГМИ, вып. 4, 1956.
10. Гальперин Б. М. О суммарной и рассеянной радиации в Арктике. Тр. ААНИИ, т. 229, 117—131, 1961.
11. Гальперин Б. М. Сравнение и оценка некоторых климатических методов расчета суммарной солнечной радиации по данным об облачности. Тр. ЛГМИ, вып. 14, 144—152, 1963.
12. Гирдюк Г. В. Распределение суммарной солнечной радиации по территории Кольского полуострова. Тр. ГГО, вып. 179, 79—83, 1965.
13. Гойса Н. И. Методика расчета месячных сумм рассеянной и суммарной радиации по срочным наблюдениям. Тр. УкрНИГМИ, вып. 14, 79—90, 1958.
14. Гойса Н. И. Уточнение методики расчета суммарной радиации по наблюдениям за облачностью. Тр. Укр. НИГМИ, вып. 26, 3—13, 1961.
15. Гойса Н. И. Распределение суммарной радиации по территории Украины и Молдавии. Тр. УкрНИГМИ, вып. 26, 14—28, 1961.

16. Забродский Г. М. Результаты экспериментальных исследований оптической плотности облаков. Тр. ВНМС, т. 6, 102—111, 1963.
17. Каушила К. А. К вопросу о вычислении суммарной радиации с использованием данных об облачности. Науч. сообщ. ин-та геол. и геогр. АН ЛитССР, т. 13, 1962.
18. Кузьмин П. П. Метод определения максимальной интенсивности снеготаяния. Тр. ГГИ, вып. 24(78), 1950.
19. Кузьмин П. П. Исследование параметров формул снеготаяния. Тр. ГГИ, вып. 32(86), 1951.
20. Копылов Н. М. О приближенных вычислениях сумм солнечной радиации. Тр. ГГО, вып. 14(76), 1949.
21. Новосельцев Е. П. Анализ зависимости суммарной радиации при облачности от основных действующих факторов. Тр. ГГО, вып. 125, 42—47, 1962.
22. Руководство гидрометеорологическим станциям по регистрации радиации. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
23. Савинов С. И. Соотношение между облачностью, продолжительностью солнечного сияния и суммами прямой и рассеянной солнечной радиации. Метеорол. вестник, т. 39, № 1, 1—7, 1931.
24. Савинов С. И. О формулах, выражающих прямую и рассеянную радиацию в зависимости от степени облачности. Метеорол. вестник, № 5—7, 146—151, 1933.
25. Самойленко В. С. Формирование температурного режима морей. Гидрометеоиздат, Л., 1959.
26. Сивков С. И. О вычислении возможной и относительной продолжительности солнечного сияния. Тр. ГГО, вып. 160, 32—38, 1964.
27. Украинцев В. М. Вычисление месячных сумм прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность для широт субтропической зоны. Материалы по агроклиматич. райониров. субтропиков СССР, вып. 2, 5—12, Гидрометеоиздат, 1938.
28. Украинцев В. Н. Приближенное вычисление сумм прямой и рассеянной радиации солнечной. Метеорология и гидрология, № 6, 3—18, 1939.
29. Фейгельсон Е. М. Радиационные свойства облаков St. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1951.
30. Шифрин К. С. Коэффициент рассеяния на больших частицах. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 1, 1950.
31. Albrecht F. Methods of computing global radiation. Geof. Pura e Appl., v. 32, 131—138, 1955.
32. Angström A. Note on the relation between time of sunshine and cloudiness in Stockholm 1908—1920. Ark. f. Matem., Astr. och fys., Bd 17, No. 15, 1922.
33. Angström A. On the computation of global radiation from records of sunshine. Arkiv för Geof., B. 2, H. 6, 471—479, 1958.
34. Bernghardt F. u. H. Philipps H. Die räumliche und zeitliche Verteilung der Einstrahlung, der Ausstrahlung und der Strahlungsbilanz im Meeresniveau. Abhandl. d. Met. — Hydrol. Dienst. DDR, Nr. 45, 1958.
35. Black J. N., Bonithon C. W. and Prescott J. A. Solar radiation and the duration of sunshine. Q. J. Roy. Met. Soc., v. 80, 231—235, 1954.
36. Black J. N. The distribution of solar radiation over the earth's surface. Arch. d. Met., Ser. B, Bd 7, S. 165, 1956.
37. Black J. N. A contribution to the radiation climatology of Northern Europe. Arch. d. Met., Geophys. u. Biokl., Ser. B, Bd 10, 182—1960.
38. Day G. J. Distribution of total solar radiation on a horizontal surface over the British Isles and adjacent areas. Met. Mag., v. 90, No. 1071, 269—284, 1961.
39. Gorczynski L. Über den Zusammenhang zwischen den Summen der diffusen und der gesamten (Sonne—Himmel) Strahlung und der Sonnenscheindauer. Met. Zs., H. 6, 201, 1935.

40. Hamon R. W., Wiess L. L., Wilson W. T. Monthly Weather Rev., v. 82, No. 6, 141—146, 1954.
41. Hinzpeter H. Vergleichende Prüfung von Formeln zur Berechnung von Globalstrahlungssummen. Arch. f. Met., Geophys. und Biokl., Ser. B, Bd 9, H. 1, 1958.
42. Kimball H. Intensity of solar radiation on the surface of earth and its variation with latitude, altitude, season and time of day. Monthly Weather Rev., v. 63, 1935.
43. Sapsford C. M. An estimation of solar energy radiation for Australia. Aust J. Sci., v. 20, No. 4, 99—105, 1957.
44. Schulze R. Über die Vorzüge der Verwendung der „relativen Bestrahlung" für strahlungsklimatologischen Betrachtungen. Arch. f. Met., Geogr. u. Biokl., Ser. B, Bd 11, H. 3, 281—291, 1961.
45. Stolley G. Das natürliche Strahlungsklima, seine funktionelle Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren und die Möglichkeit seiner einfachen Erfassung für gärtnerische und Landwirtschaftliche Zwecke. Met. Rundschau, H. 9/10, 1955.
46. Whillier A. The determination of hourly values of total solar radiation from daily summations. Arch. f. Meteor., Geophys. u. Bioklim., Ser. B, Bd 7, H. 2, S. 197—204, 1956.

Таблица для перевода *кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$ **в** *мвт · см*$^{-2}$
(1 *кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$ **= 69,8** *мвт · см*$^{-2}$**)**

кал · см$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,000	—	0,1	0,1	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,6	0,6
0,00	0,0	0,7	1,4	2,1	2,8	3,5	4,2	4,9	5,6	6,3
0,10	7,0	7,7	8,4	9,1	9,8	10,5	11,2	11,9	12,6	13,3
0,20	14,0	14,7	15,4	16,1	16,8	17,5	18,2	18,9	19,6	20,3
0,30	20,9	21,6	22,3	23,0	23,7	24,4	25,1	25,8	26,5	27,2
0,40	27,9	28,6	29,3	30,0	30,7	31,4	32,1	32,8	33,5	34,2
0,50	34,9	35,6	36,3	37,0	37,7	38,4	39,1	39,8	40,5	41,2
0,60	41,9	42,6	43,3	44,0	44,7	45,5	46,1	46,8	47,5	48,2
0,70	48,9	49,6	50,3	51,0	51,7	52,4	53,1	53,8	54,5	55,2
0,80	55,8	56,5	57,2	57,9	58,6	59,3	60,0	60,7	61,4	62,1
0,90	62,8	63,5	64,2	64,9	65,6	66,3	67,0	67,7	68,4	69,1
1,00	69,8	70,5	71,2	71,9	72,6	73,3	74,0	74,7	75,4	76,1
1,10	76,9	77,6	78,3	79,0	79,7	80,4	81,1	81,8	82,5	83,2
1,20	83,9	84,6	85,3	86,0	86,7	87,4	88,1	88,8	89,5	90,2
1,30	90,9	91,6	92,3	93,0	93,7	94,4	95,1	95,8	96,5	97,2
1,40	97,9	98,6	99,3	100,0	100,7	101,4	102,1	102,8	103,5	104,2
1,50	104,8	105,5	106,2	106,9	107,6	108,3	109,0	109,7	110,4	111,1
1,60	111,8	122,5	113,2	113,9	114,6	115,3	116,0	116,7	117,4	118,1
1,70	118,8	119,5	120,2	120,9	121,6	122,3	123,0	123,7	124,4	126,1
1,80	125,8	126,5	127,2	127,9	128,6	129,3	130,0	130,7	131,4	132,1
1,90	132,8	133,5	134,2	134,9	135,6	136,3	137,0	137,7	138,4	139,1
2,00	139,8	140,5	141,2	141,9	142,6	143,3	144,0	144,7	145,4	146,1

Таблица для перевода *мвт · см*$^{-2}$ **в** *кал · см*$^{-2}$ *мин*$^{-1}$
(1 *мвт · см*$^{-2}$**=0,01433** *кал · см*$^{-2}$ *мин*$^{-1}$**)**

Мвт · см$^{-2}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	—	0,014	0,029	0,043	0,057	0,072	0,086	0,100	0,115	0,129
10	0,143	0,157	0,172	0,186	0,201	0,215	0,229	0,244	0,258	0,273
20	0,287	0,307	0,316	0,330	0,344	0,359	0,373	0.387	0,401	0,416
30	0,430	0,444	0,459	0,473	0,487	0,502	0,516	0,530	0,544	0,559
40	0,573	0,587	0,602	0,616	0,630	0,645	0,659	0,673	0,687	0,702
50	0,716	0,730	0,745	0,759	0,774	0,788	0,802	0,817	0,831	0,845
60	0,860	0,874	0,889	0,903	0,917	0,932	0,946	0,960	0,974	0,989
70	1,003	1,017	1,032	1,046	1,060	1,075	1,089	1,103	1,117	1,132
80	1,146	1,160	1,175	1,189	1,204	1,218	1,232	1,247	1,261	1,276
90	1,290	1,304	1,319	1,333	1,347	1,362	1,376	1,390	1,404	1,419
100	1,433	1,447	1,462	1,476	1,490	1,505	1,519	1,533	1,547	1,562
110	1,576	1,590	1,605	1,619	1,634	1,648	1,662	1,677	1,691	1,706
120	1,720	1,734	1,749	1,763	1,777	1,792	1,806	1,820	1,834	1,849
130	1,863	1,877	1,892	1,906	1,920	1,935	1,949	1,963	1,977	1,992
140	2,006									
0,0		0,001	0,003	0,004	0,006	0,007	0,009	0,010	0,012	0,013

Таблица для перевода калорий в милливатт-часы (1 *кал*=1,162 *мвт·час*)

Калории	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0		1	2	4	5	6	7	8	9	10
10	12	13	14	15	16	17	19	20	21	22
20	23	24	26	27	28	29	30	31	33	34
30	35	36	37	38	40	41	42	43	44	45
40	46	48	49	50	51	52	54	55	56	57
50	58	59	60	62	63	64	65	66	67	68
60	70	71	72	73	74	76	77	78	79	80
70	81	82	84	85	86	87	88	90	91	92
80	93	94	95	96	98	99	100	101	102	103
90	105	106	107	108	109	110	112	113	114	115
100	116	128	139	151	162	174	186	197	209	220
200	232	244	255	267	279	290	302	314	326	337
300	349	361	372	384	395	407	419	430	442	453
400	465	477	488	500	511	523	535	546	558	569
500	581	593	604	616	627	639	651	662	674	685
600	697	709	720	732	743	755	767	778	790	801
700	813	825	836	848	860	871	883	895	907	918
800	930	942	953	965	976	988	1000	1011	1023	1034
900	1046	1058	1069	1081	1092	1104	1116	1127	1139	1150
1000	1162	1174	1183	1197	1208	1220	1232	1243	1255	1267
1100	1278	1290	1302	1313	1324	1336	1348	1359	1371	1383
1200	1394	1406	1417	1429	1440	1452	1464	1475	1487	1499

Таблица для перевода калорий в джоули (1 *кал*=4,19 *дж*)

Калории	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,00	0,00	0,04	0,08	0,13	0,17	0,21	0,25	0,29	0,34	0,38
0,10	0,42	0,46	0,50	0,54	0,59	0,63	0,67	0,71	0,75	0,80
0,20	0,84	0,88	0,92	0,97	1,01	1,05	1,09	1,13	1,18	1,22
0,30	1,26	1,30	1,34	1,39	1,43	1,47	1,51	1,55	1,60	1,64
0,40	1,68	1,72	1,76	1,81	1,85	1,89	1,93	1,97	2,02	2,06
0,50	2,10	2,14	2,18	2,23	2,27	2,31	2,35	2,39	2,44	2,48
0,60	2,51	2,55	2,59	2,64	2,68	2,72	2,76	2,80	2,85	2,89
0,70	2,93	2,97	3,01	3,06	3,10	3,14	3,18	3,22	3,27	3,31
0,80	3,35	3,39	3,43	3,48	3,52	3,56	3,60	3,64	3,69	3,73
0,90	3,77	3,81	3,85	3,90	3,94	3,98	4,02	4,06	4,11	4,15
1,00	4,19	4,23	4,27	4,32	4,36	4,40	4,44	4,48	4,53	4,57
1,10	4,61	4,65	4,69	4,74	4,78	4,82	4,86	4,90	4,95	4,99
1,20	5,03	5,07	5,11	5,16	5,20	5,24	5,28	5,32	5,37	5,41
1,30	5,45	5,49	5,53	5,58	5,62	5,66	5,70	5,74	5,79	5,83
1,40	5,87	5,91	5,95	6,00	6,04	6,08	6,12	6,16	6,21	6,25
1,50	6,28	6,32	6,36	6,41	6,45	6,49	6,53	6,57	6,62	6,66
1,60	6,70	6,74	6,78	6,83	6,87	7,91	6,95	6,99	7,04	7,08
1,70	7,12	7,16	7,20	7,25	7,29	7,33	7,37	7,41	7,46	7,50
1,80	7,54	7,58	7,62	7,67	7,71	7,75	7,79	7,83	7,88	7,92
1,90	7,96	8,00	8,04	8,09	8,13	8,17	8,21	8,25	8,30	8,34
2,00	8,38									

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

ЧАСТЬ I

ОСЛАБЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

ЧАСТЬ II

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ОТСУТСТВИИ ОБЛАЧНОСТИ

Глава 5. **Расчет интенсивности радиации в реальной атмосфере по оптической плотности и количеству осажденной воды**

Глава 6. **Расчет интенсивности радиации по данным измерений**

Глава 7. **Суточные суммы радиации при отсутствии облачности**

Глава 8. **Вычисление характеристик прозрачности атмосферы**

ЧАСТЬ III

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛАЧНОСТИ

Глава 9. **Влияние облачности на коротковолновые потоки радиации**

Сивков Сергей Иванович

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Редактор Л. В. Царькова
Переплет художника П. К. Капустина
Худ. редактор В. А. Евтихиев
Технич. редактор Г. С. Николаева
Корректоры: Т. В. Алексеева, Л. И. Хромова

Сдано в набор 26/VI 1967 г. Подписано к печати 22/I 1968 г. Бумага тип. № 1 60×90¹/₁₆. Бум. л. 7,25. Печ. л. 14,5. Уч.-изд. л. 15,58. М-21724. Индекс МЛ-228. Тираж 1600 экз.
Заказ № 501 Цена 1 руб. 13 коп.
Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Ленинград, Прачечный пер., 6