

T-78.

ПРОВЕРЕНО
1961 г.

ПРОВЕРЕНО
1960 г.

ТРУДЫ ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

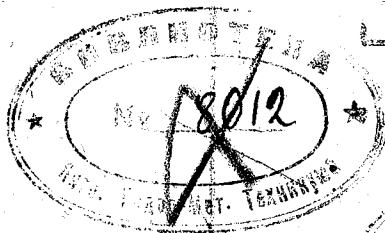
Выпуск 9

Под общей редакцией проф. П. Н. ТВЕРСКОГО

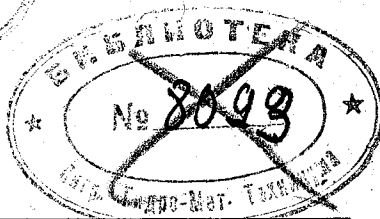
АКТИНОМЕТРИЯ и АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА

(№ 2)

Под редакцией Н. Н. КАЛИТИНА



БИБЛИОТЕКА
ЦЕНТРАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ
ЕДИНОЙ ГИДРО-МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ
СЛУЖБЫ
11042



РЕДАКЦИОННО-ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ ЦУЕГМС

ЛЕНИНГРАД — МОСКВА • 1936

CENTRAL OFFICE OF THE HYDRO-METEOROLOGICAL
SERVICE OF U. S. S. R.

TRANSACTIONS
OF THE CENTRAL GEOPHYSICAL OBSERVATORY

FASC. 9

Editor in chief prof. *P. N. Tverskoy*

ACTINOMETRY AND ATMOSPHERIC OPTICS

(№ 2)

Editor prof. *N. N. Kalitin*

Определение атмосферной мутности по распределению энергии в солнечном спектре

Тот факт, что распределение энергии в солнечном спектре меняется в зависимости от высоты солнца над горизонтом, а также от мутности самой земной атмосферы, известен довольно давно. Качественно этот эффект прекрасно выражен в ежедневных кривых распределения энергии, получаемых на Мон-Вильсон и в Вашингтоне. На него же имеются указания в работах Кимболла и Генда, А. Ангстрема, Фейснера, Линке и друг.

Но количественной оценки изменения распределения энергии в спектре солнца в зависимости от масс атмосферы и атмосферной мутности, насколько известно, до сего времени сделано не было.

С другой стороны, теоретически обосновать и разработать методы учета влияния атмосферной мутности на распределение энергии в солнечном спектре совершенно необходимо, поскольку этот эффект является причиной целого ряда явлений (изменение освещенности, цвета солнца и неба и друг.), имеющих как большое практическое значение, так и представляющих значительный теоретический интерес.

Трудность теоретического разрешения данного вопроса заключается в основном в том, что распределение энергии в спектре солнца вне земной атмосферы, т. е. исправленное за поглощение и рассеивание в земной атмосфере, значительно отличается от распределения энергии абсолютно черного тела, для которого кривая распределения энергии прекрасно выражается теоретической формулой Планка.

В основу всех дальнейших рассуждений положена эмпирическая формула распределения энергии в солнечном спектре, предложенная В. Г. Кастровым.¹ Эта формула, с несколько измененными обозначениями, имеет вид:

$$I_{0\lambda} = k\lambda^{-b} e^{-c\lambda^{-4}} \quad (1)$$

Если пользоваться спектральными интервалами в $0,02 \mu$, то $k = 0,021$. Постоянные $b = 2,3$ и $c = 0,0327$.

Удобство этой формулы заключается в том, что она довольно легко интегрируется по всему спектру. После интегрирования формула имеет следующий вид:

$$I_m = 1,94 [1,112 (1 + 0,270 m)^{-0,325} - 0,112] - \Phi, \quad (2)$$

где Φ — величины лучистой энергии, поглощенные в полосах озона и водяного пара, дающиеся В. Г. Кастровым в тех же работах.

Прежде чем применять формулу Кастрова с указанными выше значениями постоянных, она была тщательно проверена для кривых распределения энергии в солнечном спектре, полученных в разные годы и в разных местах, причем для каждого сравнения, по способу наименьших квадратов, вычислялись все значения постоянных и средняя квадратичная ошибка.

¹ Kastrov, W. Met. Z. 1928.

Оказалось, что старые наблюдения на Монт-Вильсон (до 1922 года) дают величины постоянных, несколько отличающиеся от данных Кастровым и имеют среднюю квадратичную ошибку $\pm 0,008$. Последние же наблюдения на Монт-Вильсон и, в особенности, результаты, опубликованные Астрофизической Обсерваторией в Вашингтоне, дают значения постоянных совпадающие с Кастровскими величинами со средней квадратичной ошибкой $\pm 0,002$. Учитывая, что данные Астрофизической Обсерватории в Вашингтоне в настоящее время наиболее употребительны как наиболее надежные, в дальнейшем формула (1) принималась со значениями постоянных, данных Кастровым.

Несомненно, что кривая, выражающаяся уравнением (1), представляет сглаженную кривую распределения энергии в солнечном спектре и не обладает теми селективными нарушениями, которые встречаются в спектре солнца. Для наглядности суждения о степени пригодности уравнения (1) на рис. 1 приведены две кривые, из которых одна (кривая А) дается уравнением (1), а другая (кривая В) выражает распределение энергии в солнечном спектре.

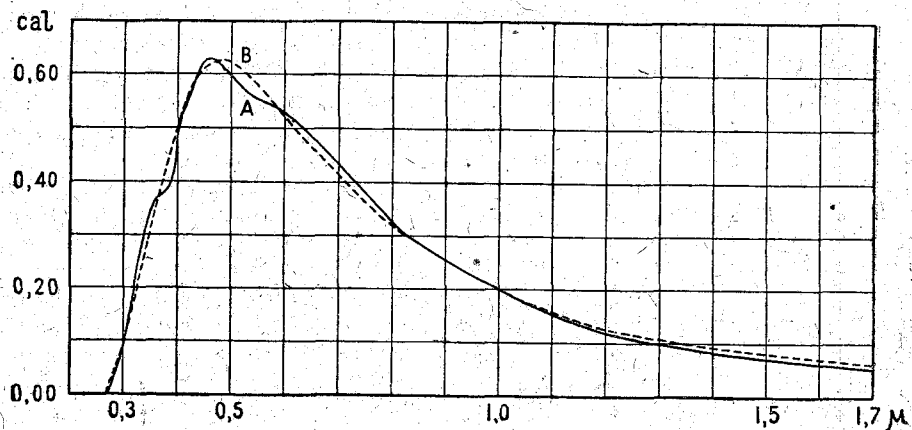


Рис. 1.

Солнечная радиация при прохождении земной атмосферы претерпевает общее ослабление, которое состоит из селективного поглощения газами атмосферы и водяными парами и рассеяния молекулами воздуха и взвешенными в нем крупными частицами (пыль, водяные пары). Селективное поглощение ослабляет радиацию только определенным участком спектра, не влияя на положение максимума кривой, и поэтому в данной работе оно приниматься во внимание не будет.

Молекулярное и пылевое рассеяние, охватывающее весь спектр, но действующее на различные его участки не в равной мере представляет в данном случае особый интерес.

Работами Релея, Солуховского и друг. было установлено, что каждая единица объема чистого (не содержащего взвешенных частиц) газа рассеивает во все стороны долю падающей на него энергии, равную

$$K = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4}, \quad (3)$$

где n — показатель преломления газа, N — число молекул газа в единице объема при нормальном атмосферном давлении.

Прекрасным подтверждением теории Релея является определение числа N по формуле (3) из рассеивающей способности газов, давшее совпадение со значениями, полученными другими методами. Однако теория Релея требует, чтобы лучистая энергия, рассеянная под прямым углом к падающему потоку, была полностью поля-

ризована. Между тем ни наблюдения над радиацией рассеянной земной атмосферы, ни лабораторные измерения не подтвердили этого факта для случая воздуха.

Поэтому Кабаном было предложено признать у молекул воздуха существование известной асимметрии (анизотропии). Полученное им обобщенное выражение рассеяния анизотропными молекулами объясняет неполноту поляризации, но для числа Лошмидта дает значительно преувеличенное значение. Удовлетворительного объяснения этому обстоятельству пока не найдено.

Нас в данном случае интересует не явление поляризации во время рассеяния, а количественная оценка рассеивания для различных участков спектра, поэтому будет принята справедливость формулы (3).

Таким образом, если i_0 —интенсивность потока лучистой энергии, упавшего на элементарный объем воздуха, а i_1 —интенсивность после прохождения этого объема, то

$$i_1 = i_0 e^{-a\lambda^{-4}}. \quad (4)$$

Распространяя закон Релея для случая абсолютно чистой и сухой атмосферы, мы получим для рассеивания лучистой энергии, падающей нормально на земную поверхность, формулу тождественную с формулой (4), с той лишь разницей, что в данном случае a принимает следующее значение:

$$a = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2 H}{3N} \frac{B}{760}. \quad (5)$$

Здесь H —высота однородной атмосферы, B —атмосферное давление в месте наблюдения. Для рассеяния лучей, проходящих атмосферу в направлениях, отличающихся от нормального, в показатель формулы (4) в качестве множителя вводится величина „ m “, указывающая число масс-атмосферы, пройденное лучом и вычисленное по таблице Бемпорада по высоте солнца над горизонтом.

Таким образом ослабление солнечной радиации, вследствие рассеяния молекулами воздуха, поддается точному математическому учету. Гораздо сложнее обстоит дело с учетом рассеяния лучистой энергии более крупными частицами, взвешенными в атмосфере (пылевое рассеяние).

Работами Ми, Дюфая и др. доказано, что пылевое рассеяние в атмосфере может быть представлено в виде:

$$i_1' = i_1 e^{-\beta m\lambda - L}, \quad (6)$$

где β зависит от количества помутняющих частиц и принимает значения от 0 и выше (для идеальной атмосферы $\beta = 0$); L —некоторый параметр, весьма сложным образом зависящий от размеров частиц и от их оптических свойств. Для малых частиц L приближается к 4, а для бесконечно больших $L = 0$.

Не задаваясь вопросом вычисления L и β для реальной атмосферы, рассмотрим влияние молекулярного и пылевого рассеяния на распределение энергии в солнечном спектре, а затем укажем методы определения β и L , осредненных для всей толщи земной атмосферы.

Если на границе земной атмосферы кривая распределения энергии в солнечном спектре удовлетворяет уравнению (1), то на земной поверхности мы имеем:

$$I_\lambda = K\lambda^{-b} e^{-\lambda^{-4}(c+am) - \beta m\lambda - L}. \quad (7)$$

Решив уравнение (7) на максимум по правилам дифференциального исчисления, а затем полученное выражение по отношению β , имеем:

$$\beta = \frac{b - 4\lambda_m^{-4}(c+am)}{Lm\lambda_m^{-L}}, \quad (8)$$

т. е. закон смещения максимума кривой распределения энергии в спектре солнца в зависимости от мутности β атмосферы и пройденных солнечным лучом масс m .
Для идеальной атмосферы аналогичным способом получим

$$\lambda_{\max}^{-4} = \frac{4(c + am)}{b}, \quad (9)$$

т. е. закон смещения максимума в идеальной атмосфере.

Это выражение представляет частный случай более общего уравнения (8), если положить β равным 0.

Таким образом достаточно при данной высоте солнца над горизонтом знать длину волны максимума кривой энергии и „показатель рассеивания“ L , для того чтобы определить „коэффициент мутности“ β .

А. Ангстрем,¹ обработав большое количество наблюдений для различных мест и за разное время, пришел к выводу, что величина L в среднем остается довольно постоянной, равной приблизительно 1,3 и колеблется от наблюдения к наблюдению в незначительных пределах, за исключением особых оптических возмущений атмосферы, как например, извержение вулкана, когда L доходит до 0,5.

Определим ошибку, которая вкрадывается в вычисление β , если L отклоняется от среднего значения.

Дифференцирование уравнения (8) по L дает простое соотношение:

$$\frac{d\beta}{\beta} = \left(\frac{L}{\lambda_{\max}} - \frac{1}{L} \right) dL. \quad (10)$$

Это выражение замечательно тем, что оно справедливо для любого вида и постоянных эмпирической функции, выражающей распределение энергии в спектре солнца, поскольку λ_{\max} — величина получаемая непосредственно из наблюдений.

Из этого же выражения следует, что если L имеет значение 1,0, а не 1,3 ($dL = 0,3$), а λ_{\max} равна приблизительно 0,9 μ , что соответствует условиям средней мутности, то $\frac{d\beta}{\beta} = 0,1$, т. е. для средней мутности ($\beta = 0,20$), ошибка в определении β достигает величины 0,02. Эта величина довольно велика, и ею пренебрегать нельзя. Поэтому поступаем следующим образом. Получаем две кривые распределения энергии в спектре солнца для различных зенитных расстояний его (различных m). Тогда предполагая, что за промежуток времени от одного наблюдения до другого характер и количество помутняющих частиц существенно не изменится, т. е. L и β для обоих случаев будет одно и то же, можно написать

$$\frac{b - 4\lambda_{1\max}^{-4}(c + am_1)}{Lm_1\lambda_{1\max}^{-L}} = \frac{b - 4\lambda_{2\max}^{-4}(c + am_2)}{Lm_2\lambda_{2\max}^{-L}}, \quad (11)$$

откуда

$$L = \frac{\lg \frac{m_1 [b - 4\lambda_{2\max}^{-4}(c + am_2)]}{m_2 [b - 4\lambda_{1\max}^{-4}(c + am_1)]}}{\lg \frac{\lambda_{1\max}}{\lambda_{2\max}}}. \quad (12)$$

Определенное по этой формуле L подставляем в выражения (8) для одной из этих кривых и определяем β .

Интересно также выяснить вопрос, с какой точностью необходимо знать λ_{\max} , чтобы получить β с достаточной степенью точности.

Продифференцировав уравнение (8) по λ_{\max} найдем

$$\frac{d\beta}{\beta} = \frac{16\lambda_{\max}^{-5}(c + am)d\lambda_{\max}}{b - 4\lambda_{\max}^{-4}(c + am)} + \frac{Ld\lambda_{\max}}{\lambda_{\max}}. \quad (13)$$

¹ А. Angström. Geograph. Annal. 1929—30.

Решив это уравнение, получим, что для определения β с точностью до $0,01 \lambda_{\max}$ нужно знать с точностью до $25 m\mu$. Этой же точности всегда можно добиться.

Но, получив кривую распределения энергии в спектре солнца, не всегда можно определить длину волны максимума кривой. Очень часто задача осложняется тем, что максимум падает на участок какой-либо полосы поглощения. Определение же точки максимума экстраполированием кривой весьма произвольно и может привести к большим ошибкам.

Поэтому в таких случаях выгоднее определять не по длине волны максимума кривой, а по отношению двух ординат кривой в областях, где отсутствует селективное поглощение.

Взяв отношение выражений для двух ординат I_1 и I_2 , составленных аналогично выражению (7), после преобразования получим:

$$\beta = \frac{M \left[\lg \left(\frac{I_1}{I_2} \right) - b \lg \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right] - (c + am)(\lambda_2^{-4} - \lambda_1^{-4})}{m(\lambda_2^{-L} - \lambda_1^{-L})} \quad (14)$$

Здесь M — модуль десятичных логарифмов, λ_1 и λ_2 — длины волн ординат I_1 и I_2 ; остальные буквы имеют прежнее значение.

La définition du trouble atmosphérique d'après la distribution de l'énergie au spectre du soleil

A. GORDOFF

Dans l'article donné l'auteur tâche de baser, ne fût ce que partiellement, le phénomène du déplacement du maximum dans le spectre du soleil aux différentes valeurs du trouble atmosphérique et aux hauteurs différentes du soleil. La difficulté fondamentale de solution de cette question est renfermée dans ce que la distribution de l'énergie au spectre du soleil décline fortement de la formule théorique pour le corps absolument noir. L'auteur du travail donné a admis un certain arbitraire en prenant pour le spectre solaire une formule (1) empirique, proposée de V. G. Kastroff. L'avantage de cette formule (1) est renfermé dans ce qu'elle est aisément intégrée le long de tout le spectre et qu'elle a une forme assez commode en usage. Après l'intégration la formule prend une forme (2). La formule (1) était auparavant soigneusement examinée pour éclairer la question des limites de son application, sa précision, ainsi que la question de son application aux différentes définitions de la distribution de l'énergie au spectre solaire. Ces investigations ont montré que de telles observations d'Abbot (avant 1922) donnent des coefficients de la formule (1) qui diffèrent un peu des données de Kastroff, avec une faute moyenne $\pm 0,008$. Les définitions nouvelles d'Abbot et surtout celles de l'Observatoire Astrophysique à Washington donnent les constantes de formule (1), qui coïncident à peu près avec des données de Kastroff, c. à d. $K = 0,021$ pour $\Delta \lambda = 0,02 \mu$; $b = 2,3$; $c = 0,0327$. La moyenne faute quadratique était obtenue égale à $\pm 0,002$.

La cause du déplacement du maximum de la courbe de la distribution de l'énergie est ce que les portions diverses du spectre solaire au passage de rayons du soleil par l'atmosphère terrestre s'affaiblissent d'une manière variée en conséquence de la dispersion qui agit sur les ondes courtes au plus considérable degré qu'à de longues.

L'effet de disproportion de dispersion est d'autant plus grand que les parcelles formant le milieu dispersif sont petites. Si la dispersion moléculaire de Rayleigh est subordonnée à la loi de proportion inverse au quatrième degré de longueur d'onde, la dispersion en plus grosses parcelles pesées dans l'atmosphère demande un exposant qui est plus bas à λ , mais pour les parcelles, dont la valeur on peut prendre pour infiniment grande en comparaison de la longueur d'onde de radiation tombante, l'exposant à λ se réduit en 0 et, par conséquent, l'affaiblissement de la lumière à l'aide

de ces parcelles a lieu dans tout le spectre uniformément. Ainsi la fonction de dispersion peut avoir une forme

$$f(m, \beta, \lambda) = e^{-(a\lambda^{-4} + \beta\lambda^L)}$$

où a est coefficient de dispersion de Rayleigh, β —coefficient de dispersion en grosses parcelles qui dépend de la quantité de parcelles troublantes dans l'unité de volume; L —un certain exposant de milieu pour toute l'atmosphère, à λ qui dépend, comme il était montré plus haut, des qualités des parcelles troublantes.

Alors l'équation de courbe de la distribution d'énergie au spectre du soleil, à la surface de terre au passage des masses m de l'atmosphère se présentera sous la forme de formule (7).

En résolvant la formule (7) en maximum selon les règles de calcul différentiel et puis relativement à β nous obtiendrons l'équation (8) c. à d. la loi de déplacement du maximum dans l'atmosphère réelle.

En raisonnant à la manière analogique nous obtiendrons une loi de déplacement dans l'atmosphère idéale ($\beta = 0$) sous la forme de formule (9) qui est un cas particulier de la formule (8) au supposant que β soit égal à 0.

Par ce moyen sachant la longueur d'onde de maximum de la courbe de distribution de l'énergie on peut obtenir le trouble β . Mais pour cela il est nécessaire de savoir l'exposant de milieu de dispersion L pour toutes les parcelles pesées dans l'atmosphère qui se trouvent au moment donné sur la voie du rayon.

Avant tout on prend L pour constant pour les places différentes comme cela suit des investigations d'Angström ce qui donne pour L la valeur 1,3.

Nous définissons la faute qui se glisse dans le calcul si L en réalité se décline un peu de cette signification moyenne. En trouvant la dérivée logarithmique de la formule (8) d'après L nous obtiendrons

$$\frac{d\beta}{\beta} = \left(\frac{L}{\lambda_m} - \frac{1}{L} \right) dL.$$

Cette expression simple est remarquable par ce qu'elle est juste pour chaque forme de fonction exprimant la distribution de l'énergie au spectre solaire autant que λ est la valeur de l'observation.

D'après cette formule on peut aisément voir que si L décline de la signification moyenne 1,3 à 0,3 prenant, en conséquence, la signification 1,0 ($dL = 0,3$); $\frac{d\beta}{\beta}$ sera égale à 0,10, ayant $\lambda_{\max} = 0,9 \mu$ ou si $\beta = 0,20$, nous aurons $d\beta = 0,02$. Cette valeur n'est pas à négliger. En conséquence nous faisons ainsi. Nous obtenons deux courbes de distribution de l'énergie au spectre du soleil à deux distances zénithales qui correspondent à m_1 et m_2 ayant les maxima à λ_{m_1} et λ_{m_2} ; alors d'après la formule (12) nous définissons L et en le plaçant dans la formule (8) et β .

Cette méthode n'est juste que dans le cas si β n'est pas changé essentiellement pour l'intervalle de temps entre ces deux définitions.

Très souvent on ne peut définir précisément la longueur d'onde de maximum de la courbe parce qu'elle tombe dans quelque domaine d'une zone d'absorption.

Dans ce cas β peut être défini du rapport des ordonnées I_{λ_1} et I_{λ_2} qui correspondent aux longueurs des ondes λ_1 et λ_2 prises dans les domaines où est absente l'absorption sélective. Alors d'après la formule (14) nous définissons β . Ici M est un module des logarithmes décimaux.

Pour éclaircir la précision avec laquelle il faut savoir λ_{\max} pour la définition β avec l'exactitude nécessaire est donnée la formule (13), d'après laquelle on peut voir que pour la définition de β avec une précision à 0,01. Il est nécessaire de savoir λ_{\max} avec une précision à 25 $m \mu$ mais cette précision est entièrement possible.

К вопросу о зависимости освещенности от мутности атмосферы

Вопрос о зависимости освещенности различно ориентированных поверхностей от мутности атмосферы еще совершенно не разработан. Не говоря уже о теоретическом разрешении вопроса, которое встречает, в особенности при учете освещенности рассеянным светом, значительные трудности, но и экспериментальные данные освещающие более или менее полно этот вопрос, до сего времени не опубликованы. А между тем вопрос об указанной зависимости представляет не только большой теоретический интерес, но имеет и практическое значение.

Освещенность горизонтальной поверхности складывается из освещенности непосредственно прямым солнечным светом и освещенности рассеянным в атмосфере солнечным светом, падающим на горизонтальную поверхность со всего небосвода.

С увеличением мутности атмосферы прямая освещенность будет уменьшаться, а рассеянная увеличиваться.

В данной заметке вопрос об изменении рассеянной освещенности пока оставлен в стороне, а разбирается только вопрос об изменении освещенности прямым солнечным светом. Воспринимаемая глазом яркость какой-либо поверхности, подверженной действию солнечных лучей, зависит от интенсивности падающей радиации и от распределения энергии в спектре солнца.

Мы не будем касаться вопроса об изменениях освещенности при наличии облаков, а разберем только случай ясного безоблачного неба. В этом случае освещенность зависит только от распределения энергии в спектре солнца, так как ослабление солнечной радиации вследствие селективного поглощения происходит в областях спектра, находящихся за пределами видимого участка. Озоновая же полоса Шапюи, в видимой части, настолько мало искажает кривую спектра, что ею можно пренебречь в дальнейших расчетах.

Распределение же энергии в спектре солнца зависит от количества атмосфер, пройденных солнечным лучем, и от мутности атмосферы.¹ Таким образом для каждого определенного значения мутности можно рассчитать величину освещенности прямыми солнечными лучами и, наоборот, по наблюдаемой величине освещенности определить мутность.

Поток лучистой энергии, падающей на перпендикулярную ему поверхность, равняется

$$i = \int I_{0\lambda} f(\lambda_1 m_1 \beta) d\lambda, \quad (1)$$

где $I_{0\lambda}$ функция, выражающая распределение энергии в спектре солнца $f(\lambda_1 m_1 \beta)$ — функция, выражающая ослабление лучистой энергии в зависимости от количества пройденных масс атмосферы m и от мутности β . Если $I_{0\lambda}$ выражено в ваттах, то световой поток на перпендикулярную поверхность будет:

$$s = \frac{i \eta}{M}, \quad (2)$$

¹ Теория зависимости распределения энергии в спектре солнца от масс атмосферы и мутности дана в работе автора: „Определение атмосферной мутности по распределению энергии в солнечном спектре“.

где

$$\eta = \frac{\int I_{0\lambda} f(\lambda_1 m_1 \beta) V(\lambda) d\lambda}{\int I_{0\lambda} f(\lambda_1 m_1 \beta) d\lambda} \quad (3)$$

и представляет собой коэффициент светоотдачи потока лучистой энергии; M — механический эквивалент световой энергии равный 0,00161 ватта на люмен. В формуле (3) $V\lambda$ — функция, выражающая кривую относительно видимости человеческого глаза.

Функция $f(\lambda_1 m_1 \beta)$ имеет вид:

$$f(\lambda_1 m_1 \beta) = e^{-am\lambda^{-4} - \beta m\lambda^{-L}} \quad (4)$$

β — называется коэффициентом мутности и характеризует количество помутняющих частиц в единице объема воздуха, L — „показатель мутности“ — величина, зависящая от размеров и характера помутняющих частиц. Если принимать для L некоторое осередненное для всей атмосферы значение, то, как показал Ангстрем,¹ это значение остается довольно постоянным для различных мест наблюдений и различных лет (равное 1,3) и если колеблется, то в небольших пределах. В дальнейших расчетах L принималось постоянным, равным 1,3. В табл. 1 даны вычисленные по Формуле (3) коэффициенты светоотдачи потока лучистой энергии солнца для различных величин помутнений β атмосферы и различных зенитных расстояний солнца ($m = F(z)$ — масса атмосферы по Бемпоряду). Для удобства в табл. 1 даны величины произведений коэффициентов светоотдачи на обратную величину механического эквивалента световой энергии, т. е. $\frac{n}{m}$.

По данным величинам светоотдачи вычислялась освещенность прямым солнечным светом поверхности, поставленной нормально световому потоку. Величины освещенности для различных величин помутнения и различных масс атмосферы в 1000 люкс даны в табл. 2.

Таблица 1

$\beta \backslash m$	0	1	2	4	8	16
0,00	97,38	97,19	96,44	91,9	97,7	28,03
0,05	—	94,53	90,23	77,94	51,18	10,42
0,10	—	91,60	83,65	64,46	32,60	3,51
0,15	—	88,55	77,13	53,33	20,03	(0,86)
0,20	—	85,51	70,55	42,05	16,10	(0,06)
0,40	—	73,15	47,38	16,02	(0,01)	—

Таблица 2

$\beta \backslash m$	0	1	2	4	8	16
0,00	131,5	123,4	109,3	91,6	65,14	18,06
0,05	—	106,7	88,05	59,76	27,62	0,35
0,10	—	95,8	71,02	38,94	1,19	0,065
0,15	—	86,01	57,38	25,87	0,52	—
0,20	—	77,18	46,43	3,96	0,03	—
0,40	—	50,41	20,84	0,32	—	—

¹ A. Angström, Geograph. Ann. 1929—1930.

По данным табл. 2-й построен рис. 1, по которому можно определить величины освещенности для любых промежуточных значений β и m .

По этому же графику можно решить и обратную задачу, т. е. по наблюдаемой величине солнечной освещенности при заданной массе m , найти мутность β . Наблюдения производятся по методу разности суммарной освещенности (от солнца и неба) и освещенности только от неба.

Простой расчет показывает, что для получения β с точностью до 0,01 освещенность должна быть известна с точностью до 3—5%, точности реальной при современных методах наблюдений.

Приведенная в табл. 2 величина „световой солнечной постоянной“ — 131 500 lx хорошо согласуется с величиной, полученной В. Г. Кастровым аналогичным путем — 128 600 lx, любезно сообщенной мне самим Кастровым, а также с величиной, полученной Кимбаллом¹ путем экстраполяции на границу атмосферы наблюдаемых величин освещенности, считающихся до сего времени не превзойденными по точности. Кимбалл получил величину в 134 000 lx.

Приведенные выше расчеты освещенности произведены для коэффициента мутности β , который пока еще не нашел распространения в актинометрической практике; поэтому является необходимость дать возможность, зная весьма распространенный в настоящее время фактор мутности T Линке,² получить β .

Естественно, что в данном случае нельзя пользоваться фактором мутности для всего спектра, так как его величина будет содержать в себе поглощенную водяным паром радиацию, а β , не зависящее от селективного поглощения, будет несравнимо с T . Правда, β также зависит от количества водяных паров в атмосфере, поскольку они, кроме поглощения, создают еще и эффект рассеяния. Поэтому нужно находить зависимость β не с общим для всего спектра фактора мутности T , а с фактором мутности, полученным для коротковолнового участка спектра из наблюдений с фильтром kg_2 .

В табл. 3 приведены результаты вычислений коротковолнового фактора мутности для различных величин β для $m=3$, причем для величины q_{mk} взято значение по Фейснеру и Дюбуа³ 0,810.

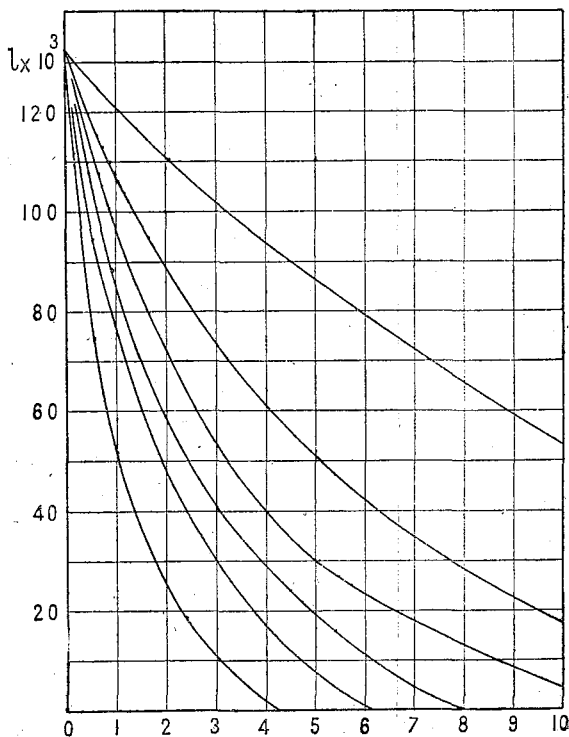


Рис. 1.

Таблица 3

β	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12
T_k	1,13	1,25	1,49	1,72	1,96	2,18	2,41
β	0,14	0,16	0,18	0,20	0,25	0,30	0,40
T_k	2,63	2,87	3,09	3,35	3,88	4,45	5,55

¹ Kimball, M. W. R. 43, 1914 и Russel, A. J. 43, № 2, 1916.

² Met. Z., 1922.

³ Gerl. Beitr. z. Geoph., 1929.

Ясно видна линейная зависимость.

Фейснер¹ для зависимости между β и T_k предлагает формулу:

$$T_k - 1 = \beta, \quad (5)$$

где f может принимать значения от 11 до 14.

Из данных табл. 3 получается величина $f = 11,7$, причем для малых T_k она увеличивается до 12, а при больших T_k уменьшается до 11,4. Линейную зависимость между β и T в случае монохроматического пучка длины волны λ доказать легко. Действительно:

$$I_\lambda = I_{0\lambda} q_{m_\lambda}^{mT_\lambda} = I_{0\lambda} e^{-a\lambda^{-4} mT_\lambda} \quad (6)$$

и

$$I_\lambda = I_{0\lambda} e^{-(a\lambda^{-4} + \beta\lambda^{-L})m}. \quad (7)$$

Следовательно

$$e^{-a\lambda^{-4} mT_\lambda} = e^{-(a\lambda^{-4} + \beta\lambda^{-L})m}. \quad (8)$$

или

$$a\lambda^{-4} T_\lambda = a\lambda^{-4} + \beta\lambda^{-L}. \quad (9)$$

Откуда

$$T_\lambda = 1 + \frac{\lambda^4 - L}{a} \beta, \quad (10)$$

где a — релеевская постоянная рассеивания.

Sur la question de la dépendance de l'éclairage du trouble de l'atmosphère

A. GORDOFF

Dans cet article sont donnés les calculs d'illumination par la lumière solaire de la surface perpendiculaire aux rayons pour les différentes valeurs du trouble de l'atmosphère.

On fait le calcul d'après les formules (2) et (3) où $I_{0\lambda}$ est une fonction exprimant la distribution de l'énergie au spectre du soleil à la limite de l'atmosphère terrestre: $f(\lambda_1 m_1 \beta)$ — fonction exprimant un affaiblissement de l'énergie du soleil durant le passage des m — masses de l'atmosphère avec un trouble β ; M — équivalent mécanique de l'énergie lumineuse qui est égale à 0,00161 watts par „lumen“; $V(\lambda)$ — la courbe de la visibilité relative de l'oeil humain.

La fonction $f(\lambda_1 m_1 \beta)$ a la vue (4), où L est un certain paramètre dépendant des propriétés des parcelles troublantes. En général L peut prendre des significations de 0 à 4. De cette manière que $L = 4$ correspond aux parcelles dissipantes dont la valeur peut être prise petite en comparaison de la longueur d'onde de la lumière tombante, et $L = 0$ correspond aux parcelles dont les dimensions peuvent être prises infiniment grandes. Si l'on prend pour L une signification concentrée pour toute atmosphère, cette signification, comme l'a démontré Angström, restera assez constante pour les endroits divers d'observation, des ans divers (égale à 1,3) et si elle chancelle ce sera dans les limites pas très grandes. Dans les calculs ultérieurs L est pris pour une constante égale à 1,3.

Dans la table 1. sont donnés les coefficients du rendement de la lumière du flot de l'énergie lumineuse du soleil pour les différentes valeurs des troubles de l'atmo-

¹ Feussner. Bericht ueber die Tätigkeit des Preussisch. Meteorolog. Institut in Jahre 1931.

sphère β et pour les différentes distances de zéniths du soleil calculées d'après la formule (3) ($m = f(z)$ — la masse de l'atmosphère d'après Bemporad). Pour une facilité plus grande dans la table 1 sont donnés les produits du coefficient du rendement de la lumière par la valeur inverse de β , l'équivalent mécanique de l'énergie de la lumière c. à d. $\frac{n}{M}$.

D'après les valeurs données du rendement de la lumière est calculé l'illumination par la lumière directe solaire de la surface mise normalement au flot de lumière. Les valeurs d'illumination pour les différents troubles β et pour les masses m sont données en milliers de „luxes“ dans la table 2.

D'après les données de la table 2 est construit un graphique duquel on peut obtenir les valeurs d'illumination pour les masses intermédiaire et les troubles quels qu'ils soient. A l'aide du même graphique on peut résoudre aussi un problème inverse, c. à d. ayant observée la valeur d'illumination solaire et m — connu, est à trouver le trouble β .

Un calcul simple montre que pour obtenir β avec une précision près de 0,01 l'illumination doit être connu avec une précision de 3—5%, précision réelle ayant en vue les méthodes modernes d'observations.

La valeur de „la constante de la lumière solaire“ citée dans la table 2 (131 500 „luxes“) est en toute harmonie avec la valeur obtenue de V. G. Kastroff par la même voie (128 600 „luxes“) ainsi qu'avec la valeur obtenue de Kimball par la voie de l'extrapolation jusqu'à la limite (extrémité) de l'atmosphère, — des valeurs d'illumination observées qui, jusqu'à présent, passent pour non surmontées en exactitude. Kimball avait obtenu la valeur de 134 000 „luxes“.

Les calculs susmentionnés se sont exécutés avec un coefficient du trouble β encore peu usité, en conséquence il est nécessaire de faire possible d'obtenir β en connaissant le facteur du trouble T de Linke¹ qui est très répandu à présent.

Dans ces cas naturellement il est impossible d'employer un coefficient général du trouble pour tout le spectre parce que sa valeur refléchira aussi la radiation absorbée par les valeurs d'eau ainsi que l'indépendant de l'absorption sélective sera incomparable avec T . En effet β est aussi lié avec une quantité de vapeurs d'eau dans l'atmosphère autant qu'elles y créent un effet de dispersion hors de l'absorption. En conséquence il faut trouver une dépendance β non pas du facteur du trouble T général pour tout le spectre, mais du facteur du trouble obtenu pour la portion d'onde courte du spectre suivant les observations avec le filtre Kg_2 .

Dans la table 3 sont donnés les résultats des calculs du facteur du trouble d'onde courte, les différentes valeurs β et pour $m = 3$, où pour la valeur q_{mk} était prise la signification d'après Feussner et Dubois,² 0,810. On voit clairement de la table la dépendance linéaire. Feussner³ donne pour la dépendance entre β et T_k une formule (5) où f peut admettre des significations de 10 à 14. Des données de la table 3 est obtenue la valeur $f = 11,7$ où elle s'accroît jusqu'à 12 pour les petits T et elle diminue jusqu'à 11,4 pour les grandes T_k .

Puis on démontre la dépendance linéaire β du facteur du trouble pour la portion monochromatique du spectre [formule (10)], où a est la constante de dispersion de Rayleigh.

¹ Met. Z., 1922.

² Gerl. Beitr. z. Geoph., 1929.

³ Feussner. Bericht über die Tätigkeit des Preussischen Meteorolog. Instituts im Jahre 1931.

Некоторые вопросы колориметрии солнца

Колебания в содержании мутности и водяных паров в земной атмосфере влекут за собой значительные изменения в кривой распределения энергии в спектре солнца. Аналогичные изменения в солнечном спектре происходят при изменении зенитного расстояния солнца. Эти изменения тем больше, чем больше мутность атмосферы в момент наблюдения.¹

Эффект изменения солнечного спектра заключается в том, что под влиянием мутности и количества масс атмосферы, пройденных солнечным лучом, максимум кривой распределения энергии смещается в сторону длинных волн спектра.

Не вдаваясь в подробности явления смещения, разберем некоторые связанные с ним следствия.

Смещение максимума кривой распределения энергии влечет за собой в основном два явления: изменение освещенности солнечным светом и изменение цвета солнца или, как часто говорят его цветовой температуры.

Расчет изменения солнечной освещенности для различных величин мутности и масс атмосферы дан автором в предыдущей² работе; в настоящей же заметке будут затронуты только вопросы влияния мутности на цветовую температуру и на цвет солнца.

Функцию рассеяния, как и в предыдущих работах, будем принимать вида:

$$f(\lambda_1 m_1 \beta) = e^{-(a\lambda^{-4} + \beta\lambda - L)m}, \quad (1)$$

где λ — длина волны; e — основание натуральных логарифмов; a — коэффициент Релеевского рассеяния; β — коэффициент рассеяния взвешенными в атмосфере материальными частицами (пыль, дым, водяные пары). L — некоторая постоянная величина, зависящая от характера и размеров помутняющих частиц. Вообще L колеблется от 0 до 4.

Для цветовой температуры тела существуют два определения, имеющие значение для настоящей работы:³

1. Цветовой температурой источника излучения называется такая температура абсолютно черного тела T_c , при которой оно имеет в видимой части спектра такое же относительное распределение энергии, как и излучающий источник.

2. Если на кривой распределения энергии в спектре излучающего источника для двух длин волн λ_1 и λ_2 , взятых в областях с отсутствием селективного поглощения измерить интенсивности J_1 и J_2 и определить соответствующие этим же длинам волн λ_1 и λ_2 интенсивности E_1 и E_2 для абсолютно черного тела, причем λ_1 и λ_2 находятся в видимой части спектра, то цветовой температурой источника будет такая температура абсолютно черного тела, для которой будет справедливо соотношение.

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{E_1}{E_2}. \quad (2)$$

¹ Теория смещения максимума в солнечном спектре дана в работе автора: „Определение атмосферной мутности по распределению энергии в спектре солнца“.

² „К вопросу о зависимости освещенности от мутности атмосферы“.

³ Г. Рибо. Оптическая пирометрия.

Воспользуемся соотношением (2) для определения цветовой температуры солнца и ее изменений в зависимости от мутности и количества масс атмосферы.

Для распределения энергии в спектре солнца на границе земной атмосферы воспользуемся эмпирической формулой Кастрова¹, которая очень хорошо его выражает,

$$I_{\lambda} = k \lambda^{-B} e^{-c \lambda^{-4}}, \quad (3)$$

где $k = 0,021$ для $\Delta \lambda = 0,02 \mu$; $b = 2,3$; $c = 0,0327$.

Для распределения энергии абсолютно черного тела в видимой области можно воспользоваться формулой Винна:

$$E_{\lambda} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (4)$$

Тогда по соотношению (2) имеем:

$$\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^B e^{c(\lambda_2^{-4} - \lambda_1^{-4})} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 e^{-\frac{c_2}{T}(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}. \quad (5)$$

Откуда

$$T_0 = \frac{c_2(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}{(B - 5) \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + c(\lambda_2^{-4} - \lambda_1^{-4})}, \quad (6)$$

т. е. цветная температура солнца для границы земной атмосферы.

Полученная по формуле (6) температура солнца не будет цветовой температурой в колориметрическом смысле, потому что кривая распределения энергии в спектре солнца сильно отличается в этой области спектра от распределения энергии в кривой абсолютно черного тела. Она сильно зависит от выбранных для расчета длин волн λ_1 и λ_2 и определенного физического смысла не имеет, за исключением того, что она удовлетворяет второму вышеприведенному определению цветовой температуры источника. В дальнейшем, в отличие от температур солнца, определенных другими способами, будем называть ее „относительной температурой“ и обозначать буквой R .

В большинстве случаев относительная температура больше цветовой и истинной температуры солнца, причем эта разность, как увидим ниже, не постоянна и меняется с мутностью и массой атмосферы.

Расчитанная по формуле (6), для границы земной атмосферы, для длин волн $\lambda_1 = 0,45 \mu$ и $\lambda_2 = 0,66 \mu$ (так называемое красно-синее отношение, наиболее часто употребляющееся в пиromетрии), относительная температура солнца оказалась равной $12,320^\circ$, что больше, чем в два раза, превышает истинную температуру солнечной поверхности.

Но несмотря на все эти дефекты относительная температура представляет очень большой интерес, так как чрезвычайно упрощает теоретическое представление об явлениях, а также открывает новые возможности в методах определения самой атмосферной мутности.

Аналогично формуле (6), принимая во внимание рассеяние по формуле (1), получим:

$$R_m = \frac{c_2(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}{(b - 5) \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + (c + am)(\lambda_2^{-4} - \lambda_1^{-4}) + \beta m(\lambda_2^{-L} - \lambda_1^{-L})}, \quad (7)$$

т. е. выражение, дающее возможность определить относительную температуру R_m для различных β , m и L .

Из формул (6) и (7) получим замечательное выражение:

$$\frac{1}{R_m} - \frac{1}{T_0} = \frac{am(\lambda_2^{-4} - \lambda_1^{-4}) + \beta m(\lambda_2^{-L} - \lambda_1^{-L})}{c_2(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}, \quad (8)$$

¹ Kastrov. W. Met. Z., 1928.

т. е. изменение относительной температуры не зависит от вида функции, представляющей распределение энергии в спектре солнца. Этот вывод можно доказать в общем виде не только для относительной температуры, но и для изменения цвета солнца вообще.

Так как цвет является однозначной функцией отношения двух ординат кривой распределения энергии в спектре солнца для λ_1 и λ_2 , причем

$$I_{\lambda_1, m, \beta} = I_{0\lambda_1} f(\lambda_1, m, \beta); \quad I_{\lambda_2, m, \beta} = I_{0\lambda_2} f(\lambda_2, m_1, \beta)$$

и следовательно

$$\frac{I_{\lambda_1, m, \beta}}{I_{\lambda_2, m, \beta}} = \frac{I_{0\lambda_1} f(\lambda_1, m_1, \beta)}{I_{0\lambda_2} f(\lambda_2, m_1, \beta)},$$

то изменение цвета при изменении массы от m_1 до m_2 будет

$$\frac{I_{\lambda_1, m_1, \beta} I_{\lambda_2, m_2, \beta}}{I_{\lambda_2, m_1, \beta} I_{\lambda_1, m_2, \beta}} = \frac{f(\lambda_1, m_1, \beta) f(\lambda_2, m_2, \beta)}{f(\lambda_2, m_1, \beta) f(\lambda_1, m_2, \beta)}, \quad (9)$$

т. е. изменение цвета не зависит от вида функции, представляющей распределение энергии в спектре солнца, а зависит только от функции рассеяния.

В дальнейшем будет показано, что этот факт действительно имеет место, а пока перейдем к дальнейшему рассмотрению свойств относительной температуры.

Принимая, что за промежуток времени между двумя наблюдениями, для которых массы соответствовали m_1 и m_2 , мутность атмосферы β существенно не изменилась, т. е. по формуле (8) для m_1 и m_2 получим еще более интересное выражение

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta = \text{const.} \quad (10)$$

$$\frac{\frac{1}{R_{m_1}} - \frac{1}{T_0}}{\frac{1}{R_{m_2}} - \frac{1}{T_0}} = \frac{m_1}{m_2}, \quad (11)$$

т. е. отношение разностей обратных величин относительных температур равно отношению соответствующих масс атмосферы.

Уравнение (11) можно изобразить и так

$$\frac{\frac{1}{R_{m_1}} - \frac{1}{T_0}}{m_1} = \frac{\frac{1}{R_{m_2}} - \frac{1}{T_0}}{m_2} = \text{const} = \beta, \quad (12)$$

т. е. отношение разности обратных величин относительных температур к соответствующей массе постоянно и равно мутности атмосферы в момент наблюдений.

Далее, если для определенных условий мутности β_1 имеем относительные температуры солнца R'_{m_1} и R'_{m_2} , соответствующие m_1 и m_2 , а для других условий мутности β_2 для тех же масс имеем R''_{m_1} и R''_{m_2} , то

$$\frac{\frac{1}{R'_{m_1}} - \frac{1}{R''_{m_1}}}{\frac{1}{R'_{m_2}} - \frac{1}{R''_{m_2}}} = \frac{m_1}{m_2}. \quad (13)$$

Формулы (7), (8), (11), (12) и (13), кроме теоретического интереса, имеют также и большое практическое значение.

Употребляя при наблюдениях фильтры с узкой областью пропускания, которые практически, с известным приближением, можно принять за монохроматические, можно, по отношению измеренной с фильтрами радиации при помощи формулы (12) определить мутность β . При этом T_0 вычисляется по формуле (6) для длин волн λ_1 и λ_2 , соответствующих пропусканию обоих фильтров.

Для расчета непосредственно цвета солнца при различных массах атмосферы и различных мутностях, были применены кривые основных цветовых ощущений Кейнига-Айвса для равно энергетического спектра.

В табл. 1 приведены компоненты цвета r и g . Значения компоненты b не приводятся, поскольку она является дополнением до единицы суммы двух предыдущих.

Величины компонент даны в процентах.

Из этой таблицы видно постепенное возрастание красной компоненты r , причем это возрастание тем быстрее, чем больше мутность атмосферы. Желтая компонента g сначала возрастает параллельно с красной, но потом достигает максимума около 40% и начинает падать, что соответствует покраснению солнечного диска.

Если данные табл. 1-й нанести на график с координатами r и g , то мы получим кривую (рис. 1), представляющую часть цветового треугольника. При рассмотрении чертежа прежде всего бросается в глаза, что точки для различных величин мутности ложатся все на одну кривую и только с увеличением мутности смещаются вверх по ней. Это служит подтверждением вывода сделанного раньше [уравнение (9)], что изменение цвета солнца не зависит от формы кривой распределения энергии в его спектре, а зависит только от изменения функции рассеяния.

Второе следствие рис. 1—то, что солнце никогда не может иметь чисто белый цвет ($r = g = E = 33,3\%$). На границе атмосферы оно „голубее“ белого. Ближе к условиям белого цвета солнце подходит в идеальной атмосфере при массе 2, а в реальной—при мутности 0,05 при массе 1, в дальнейшем все более и более краснея, но не проходя через точку белого цвета W .

По данным табл. 1-й можно построить также кривые с координатами m и r или m и g и определить цвет для любого промежуточного значения β .

Такие кривые, кроме того, дадут возможность, определив колориметром цвет солнца, найти мутность атмосферы β . Необходимо указать, что вычисления цвета производились при предположении, что $L = 1.3$ по Ангстрему, и постоянная Релеевского рассеяния a принималась равной 0,00821.

Зная компоненты цвета солнца на различных зенитных расстояниях и при различных мутностях, можно определить его цветовую температуру.

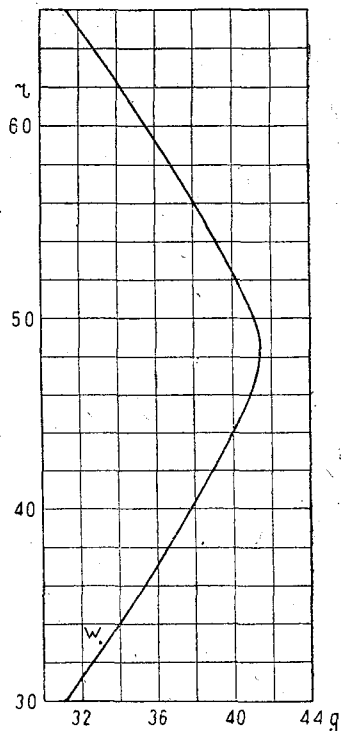


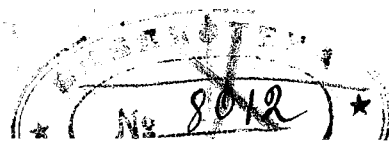
Рис. 1.

Таблица 1

β	0		1		2		4	
	r	g	r	g	r	g	r	g
0,00	30,5	31,4	32,1	32,6	33,7	33,5	36,5	35,4
0,05	—	—	32,8	33,4	34,9	35,0	38,6	37,4
0,10	—	—	33,5	34,1	36,1	35,9	40,7	38,8
0,15	—	—	34,2	34,6	37,4	36,8	42,7	39,8
0,20	—	—	35,2	35,3	38,6	37,5	44,3	40,4
0,30	—	—	36,2	36,0	40,6	38,8	47,2	40,6
0,40	—	—	37,4	36,9	42,5	39,7	49,3	39,9



11042



$\beta \backslash m$	8		16		24		32	
	r	g	r	g	r	g	r	g
0,00	41,6	38,4	49,3	40,5	54,6	40,0	58,3	38,7
0,05	44,7	40,2	53,6	40,0	57,8	38,9	—	—
0,10	47,6	41,1	58,8	38,9	—	—	—	—
0,15	54,7	37,4	60,2	33,8	—	—	—	—
0,20	58,7	36,2	—	—	—	—	—	—
0,30	61,3	33,9	—	—	—	—	—	—
0,40	—	—	—	—	—	—	—	—

Так как кривая распределения энергии в спектре солнца значительно отклоняется от кривой абсолютно черного тела, то нахождение цветовой температуры производилось только по одной компоненте, а именно по красной.

В табл. 2 помещены цветные температуры солнца для различных масс и различных мутностей.

Таблица 2

$\beta \backslash m$	0	1	2	4	8	16	24	32
	0,00	5940	5400	4960	4330	3500	2640	2210
0,05	—	5200	4670	3850	3110	2280	1995	—
0,10	—	5010	4410	3620	2810	1920	—	—
0,15	—	5840	4160	3360	2200	1830	—	—
0,20	—	4700	3950	3160	1930	—	—	—
0,30	—	4390	3640	2840	1765	—	—	—
0,40	—	4160	3380	2640	—	—	—	—

Строя по данным табл. 2-ой кривые по m и β , можно получить цветовую температуру для любых промежуточных значений m или β , а также решить обратную задачу: определив из наблюдений цветовую температуру при заданной массе m , найти мутность атмосферы β в данный момент.

Quelques questions de la colorimétrie du soleil

A. GORDOFF

Dans ce travail il est examiné la loi du changement de couleur du soleil dans ses distances différentes du zénith ainsi qu'aux grandeurs différentes du trouble de l'atmosphère terrestre.

La cause fondamentale du changement de couleur, comme on le sait, est dans les changements de la courbe de distribution de l'énergie au spectre du soleil. Ce changement est d'autant plus grand qu'est plus intensif le trouble de l'atmosphère et qu'est moins la hauteur du soleil au dessus de l'horizon.

Pour la fonction de dispersion, ainsi qu'aux travaux précédents, prenons la formule (1), où λ — longueur de l'onde; e — base des logarithmes naturels; a — coefficient de dispersion Rayleigh; β — coefficient de dispersion par des particules matérielles pesées dans l'atmosphère (poussière, fumée, vapeurs d'eau); L — une certaine constante au moment donné, qui dépend du caractère et des dimensions des particules troublantes. En général L peut prendre une signification de 0 à 4.

Pour la température de couleur de la source il y a deux définitions ayant une portée pour ce travail.

1. On désigne par la température de couleur de la source de radiation une telle température d'un corps absolument noir T_c à laquelle il a dans la partie visible du spectre la même distribution relative d'énergie que la source irradiante.

2. Si l'on mesure les intensités I_{λ_1} et I_{λ_2} sur la courbe de distribution de l'énergie au spectre de la source irradiante pour les deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 prises dans les domaines avec une absence d'absorption sélective, ainsi qu'on définit les intensités E_{λ_1} et E_{λ_2} qui correspondent aux mêmes longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 pour un corps absolument noir, ayant les valeurs λ_1 et λ_2 dans la partie visible du spectre, alors la température de couleur de la source sera une telle température d'un corps absolument noir pour laquelle la relation (2) sera juste.

Dans la suite l'auteur a profité de la relation (2) pour la définition de la température de couleur du soleil et son changement dans la dépendance du trouble et de la masse de l'atmosphère.

Pour la distribution de l'énergie au spectre du soleil sur la limite de l'atmosphère terrestre nous profiterons de la formule empirique de Kastroff, qui l'exprime très bien (3), où $K = 0,021$ pour $\Delta\lambda = 0,02 \mu$; $E = 2,3$; $c = 0,327$. A la distribution de l'énergie au spectre du corps absolument noir on peut dans le domaine visible profiter de la formule Winne (4). Alors selon la corrélation (2) on a (5) d'où nous obtiendrons (6) c. à d. la température de couleur du soleil pour la limite de l'atmosphère terrestre.

La température du soleil obtenue d'après la formule (6) ne sera pas la température de couleur dans le sens colorimétrique. Elle dépend beaucoup des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 choisies pour le calcul et n'a pas de sens physique défini excepté ce qu'elle satisfait la deuxième définition de la température de couleur de la source.

Dans la suite nous l'appellerons „température relative“ pour la distinguer des températures de soleil définies par d'autres moyens. Dans le plus grand nombre de cas la température relative est plus grande que celle de couleur et la température réelle du soleil, mais cette différence, comme nous verrons plus bas, n'est pas constante et change avec le trouble et les masses de l'atmosphère.

Calculée d'après la formule (6) pour la limite de l'atmosphère terrestre pour les longueurs d'ondes $\lambda_1 = 0,45$ et $\lambda_2 = 0,66$ (la relation nommée, rouge-bleue qui s'applique le plus souvent dans la pyrométrie) la température relative du soleil était reconvenue égale à 12320° ce qui est deux fois plus grand que la température réelle de la surface solaire.

Mais, malgré tous ces défauts, la température relative du soleil représente un très grand intérêt, parce qu'elle simplifie extrêmement la représentation théorique des phénomènes et aussi ouvre-t-elle de nouvelles possibilités dans la définition du trouble même de l'atmosphère.

Prenant en considération la dispersion d'après la formule (1) qui est analogue à la formule (6), nous obtiendrons (7) c. à d. une expression qui nous donne la possibilité de définir la température relative R_m pour de différentes m , β et L .

Des formules (6) et (7) nous obtiendrons une expression remarquable (8), c. à d. le changement de la température relative est indépendant de la forme de fonction représentant la distribution de l'énergie dans le spectre du soleil. Cette déduction par la formule (9) se prouve dans la forme générale non seulement pour la température relative mais aussi pour le changement de couleur du soleil en général.

Admettant que pour l'intervalle de temps entre deux observations, ayant les masses m_1 et m_2 , le trouble de l'atmosphère n'est pas essentiellement changé, c. à d. est observée l'équation (10), nous obtiendrons dans la suite de la formule (8) une expression encore plus intéressante (11), c. à d. la relation des différences des quantités inverses des températures relatives est égale à la relation des masses correspondantes de l'atmosphère.

L'équation (11) peut être représentée en forme (12), c. à d. une relation des différences des quantités inverses des températures relatives

aux masses correspondantes est constante et égale au trouble de l'atmosphère au moment des observations.

Pour calculer la couleur du soleil, ayant de différentes masses de l'atmosphère et de différents troubles, ont été appliquées les courbes de sensations fondamentales de König-Aivis pour le spectre (1, 2), équi-énergétique. Dans la table 1 sont placées des composantes de couleur r et g . Les significations de la composante b ne sont pas mentionnées en vue qu'elle représente un supplément de l'unité de somme de deux précédentes. De cette table est à voir un accroissement rapide de la composante rouge et cet accroissement est d'autant plus rapide qu'est plus grand le trouble de l'atmosphère. La composante jaune accroît d'abord parallèlement à la rouge mais après avoir atteint un maximum environ 40% commence à tomber, ce qui correspond au devenir rouge du disque solaire. Si l'on porte les données de la table 1 sur un graphique avec des coordonnées r et g nous obtiendrons une courbe (figure 1) représentant une partie du triangle de couleurs.

De l'examen de la figure il est évident que le soleil ne peut jamais avoir une couleur tout à fait blanche ($r=g=b=33,3\%$). A la limite de l'atmosphère il est „bleu“. Près des conditions de la couleur blanche le soleil se trouve dans l'atmosphère idéale ayant la masse 2, et dans a réelle atmosphère ayant le trouble 0,05 et la masse 1, mais dans la suite il devient de plus en plus rouge sans passer le point de la couleur blanche W .

D'après les données de la table 1 on peut aussi construire des courbes avec les coordonnées m et r ou m et g et définir la couleur pour n'importe quelle valeur intermédiaire de β . De telles courbes en outre donneront une possibilité de trouver le trouble de l'atmosphère β en définissant par un colorimètre la couleur du soleil.

Il est nécessaire d'indiquer que les calculs de couleur ont été faits en supposant $\alpha=1,3$ d'après Angström (3) et la constante de dépression de Rayleigh était prise égale à 0,00821.

Connaissant les composantes de la couleur du soleil à de différentes distances zénithales et de différents troubles on peut définir la température de couleur du soleil (4). La courbe de distribution de l'énergie au spectre de soleil est considérablement déclinée de la courbe d'un corps absolument noir et en vue de cette circonstance la trouvaille de la température de couleur n'a été faite que par une composante, à savoir par la rouge. Dans la table 2 sont placées les températures du soleil pour de différentes masses et de différents troubles.

En construisant d'après la table 2 les courbes d'après m et β on peut obtenir la température de couleur pour n'importe quelles valeurs intermédiaires β ou m ainsi que résoudre un problème inverse; ayant définie des observations une température de couleur, la masse m donnée, trouver le trouble de l'atmosphère au moment donné.

Зависимость

И

0 вычисления фактора мутности атмосферы на коротковолновой части солнечного спектра

§ 1. Величина поступающей на поверхность земли солнечной радиации зависит: 1) от солнечного излучения, 2) от расстояния земли до солнца, 3) от высоты солнца над горизонтом пункта наблюдения и от 4) физического состояния атмосферы, производящей ослабляющее действие на поступающую от солнца радиацию.

В-полевой актинометрии солнечное излучение обычно принимается постоянным, и зависимость радиации от расстояния „земля—солнце“ и от высоты солнца над горизонтом пункта наблюдения поддается учету, тогда как влияние атмосферных условий на радиацию представляет собой сложную и далеко не решенную задачу.

Ослабляющее действие атмосферы вызывается: а) рассеянием лучистой энергии солнца молекулами газов, входящих в состав атмосферы, б) рассеянием и поглощением примесями атмосферы (в первом приближении: пылевая атмосфера, атмосфера водяных паров) и с) специфическим поглощением лучистой энергии в некоторых участках солнечного спектра, так называемым селективным поглощением.

Примеси атмосферы создают ее помутнение, которое подвержено сильным изменениям в пространстве и во времени.

F. Linke¹⁸ ослабление радиации в реальной атмосфере полагает возможным промерять радиационным ослаблением в сухой и чистой атмосфере, так как (по Linke) ослабляющее действие идеальной атмосферы можно считать практически постоянным.

§ 2. Функция Gouillon²⁰ для ослабления лучистой энергии в коллоидальной среде, для ослабления интегрального потока солнечной радиации в земной атмосфере в транскрипции Fowle⁹ может быть написана так:

$$I_m = I_o e^{-(a_1 + a_2) m}$$

где I_m — напряжение солнечной радиации на поверхности земли, при „массе“ атмосферы m , I_o — напряжение радиации на границе атмосферы, m — „масса“ атмосферы [$m = \frac{H}{760} f(Z_{\odot})$], где H — барометрическое давление в мм, $f(Z_{\odot})$ — функция

Бемпорада], a_1 — комплексный коэффициент молекулярного ослабления [$a_{\lambda 1} = \frac{\alpha}{\lambda^4}$], a_2 — комплексный коэффициент ослабления „которое происходит от всех других причин“

$$[a_{\lambda 2} = \frac{\beta}{\lambda^a}]$$

Очевидно:

$$a_1 + a_2 = A = \frac{2,3}{m} \lg \frac{I_o}{I_m}$$

где A — суммарный коэффициент ослабления; по Linke $\frac{A}{a_1} = T$, следовательно

$T = \frac{2,3}{m a_1} \lg \frac{I_0}{I_m}$, что и представляет общеизвестную формулу Linke для определения фактора мутности T .

1. Если a_1 сделать зависимым от m , т. е. положить $a_1 = a_m$, то фактор мутности T , казалось бы, должен быть независимым от высоты солнца, но, как известно, это не так: T имеет большой виртуальный ход (при постоянной мутности атмосферы), одной из причин чего является не учитываемое формулой селективное поглощение в атмосфере.

2. Из формулы $T = \frac{a_1 + a_2}{a_1}$ ясен физический смысл величины T : при $a_1 = a_2$ радиационное ослабление в атмосфере будет в два раза больше, чем в сухой и чистой атмосфере, а при $a_2 = 2a_1$ — в три раза и т. д.

Развивая свою точку зрения на фактор мутности, Linke полагает, что коэффициент a_2 можно разложить на два компонента: „сухую мутность“ — D и „влажную мутность“ — W , причем влажная — пропорциональна упругости пара в атмосфере, а сухая — запылению; следовательно $a_2 = bc + cD$, где b и c коэффициенты пропорциональности, e упругость пара в атмосфере; вообще

$$T = \frac{A}{a} = \frac{a + bc + cD}{a} = 1 + \frac{bc}{a} + \frac{cD}{a} = 1 + W + D.$$

Если бы предположение о пропорциональности между упругостью пара e и влажной мутностью оправдалось ($W = bc$), то сухая мутность D определилась бы по разности ($D = T - 1 - W$); однако это предположение не оправдывается на практике.

Ångström A.⁹ (по Lindholm'у) полагает $a_2 = \frac{\beta}{\lambda^\alpha}$, приближенно принимая $\alpha = 1,3$, а β служит мерой мутности в атмосфере; при $\lambda = 1$, очевидно $a_2 = \beta$, с другой стороны $\beta = (T_\lambda - 1)^{\frac{1,3}{\lambda}}$.

Для характеристики мутного состояния атмосферы можно и прямо пользоваться величиной a_2 ¹⁷.

§ 3. Из всех этих приемов способ Linke широко распространился, и целый ряд работ выполнен в Союзе по расчетам фактора мутности Linke как в синоптических, так и в радиационно-климатологических целях (Сивков, Мамонтова и Шгюшов, Торлецкая и Бут, Барбаумов, Батыгина), но едва ли полученные результаты можно считать сравнимыми, так как селективное поглощение радиации (главным образом пары воды), не исключенное из расчетов, оказывает влияние на величину фактора мутности.

Таблица 1

Селективное поглощение в атмосфере в зависимости от m
(в процентах)

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Озон 290 — 380	0,2	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—
Озон 500 — 700	0,6	1,2	1,7	2,1	2,4	2,7	2,9	3,0	3,1	3,2
Остальные газы	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0
Пары воды; расчет по формуле Abbot—Fowle (при $e = 10$ мм)	7,9	10,7	13,4	16,2	19,0	21,7	24,0	27,3	30,1	32,8
Итого	9,2	12,6	15,8	19,0	22,2	25,2	27,7	31,2	34,1	37,0

Практически все расчеты по фактору мутности следует основывать на величинах радиации, определенных при сравнительно малых массах (m), так как при больших m современные инструменты для измерения солнечной радиации не успевают, вследствие инерции, фиксировать быстро изменяющиеся величины радиации; поэтому, во всех последующих таблицах даны показатели и необходимые расчетные константы для малых масс, принятые в Союзе.

Табл. 1, иллюстрирующая порядок величин селективного поглощения, составлена по данным Fowle — Кастрова¹⁵.

При больших массах селективно поглощенная радиация значительно возрастает. Если суммарное селективное поглощение в газах дает потерю в радиации порядка 1%—4%, то на потери от селективного поглощения в парах воды приходится приблизительно в 7—8 раз больше.

Целый ряд лиц занимался вопросом селективного поглощения радиации парами воды (Ångström, Abbot и Fowle, Westmann, Lunelund, Möller), но, как видно из табл. 2, задача точного решения не имеет.

Таблица 2

Селективное поглощение радиации парами воды в зависимости от упругости пара наблюдаемой на поверхности земли (e мм) и массы атмосферы (m); в таблице дана величина $\frac{dI_m}{de}$

№ п/п.	Автор	Ф о р м у л а	1 ^{1/2}	2	3	4	5
1	Ångström K ⁹	$I_m = I_o 0,1 (me)^{0,275}$	0,040	0,043	0,048	0,051	0,055
2	Abbot-Fowle ⁹	$I_m = 0,10 + 0,0054 me I_o = 1,95$	0,008	0,011	0,016	0,022	0,027
3	Lunelund ⁹	$\frac{dI_m}{de} = 0,0123 + 0,0019 m$	0,015	0,016	0,018	0,020	0,022
4	Möller ²¹	$f(Wm) = 0,172 (Wm)^{0,3028}$	0,078	0,085	0,096	0,105	0,112
5	Westmann ⁹	$\frac{dI_m}{de} = 0,0114 + 0,0020 m$	0,014	0,015	0,017	0,019	0,021

Обозначения в формулах:

I_m — селективно поглощенная радиация в $\left[\frac{\text{г кал}}{\text{см}^2 \text{ м}} \right]$.

I_o — солнечная постоянная.

m — масса атмосферы.

e — абсолютная влажность на станции, в мм.

W — осажденная вода; на уровне моря, по Hann'y $W = 2,3 e$.

Формула Ångström'a K., равно как и формула Möller'a дают явно преувеличенные величины. Формула Ångström'a применима в условиях $5 < em < 30$, поэтому величины при массах 4 и 5 взяты в скобки; если к формуле Ångström'a присоединить один из множителей: или $85 m\delta$ или $p_{\text{ср.}} = 0,985$, где δ величина диффузионного слоя атмосферы, а $p_{\text{ср.}}$ — средний коэффициент прозрачности для длинноволнового участка спектра, где имеются наибольшие полосы поглощения парами воды ($\delta\tau$, Φ , $\Psi\Omega$ и χ), то величины $\frac{dI_m}{de}$ всетаки остаются преувеличенными. Формула Fowle'a дает полное поглощение водяными парами, тогда как формула Möller'a основана на учете поглощения только в шести больших полосах спектра.

В среднем (по Westmann'y, Lunelund'y и Fowle'ю) можно принять, что при возрастании упругости пара на 1 мм в напряжении общей радиации селективно поглощается парами воды 0,02 кал; вообще же поглощение возрастает с депрессией солнца, и уже при малых массах поглощенная величина оказывается порядка 0,2—0,4 кал.

Паросодержание атмосферы представляет переменную величину; ясно, что селективно поглощаемая солнечная радиация также будет переменным количеством. При вычислении фактора мутности, по напряжению интегрального потока радиации, без поправки на селективное поглощение, фактор мутности делается величиной зависящей от изменяющегося селективного поглощения; возможно было бы для исключения этой зависимости измеренную радиацию исправить на селективное поглощение парами воды по одной из формул табл. 2, но; 1) локальный характер этих эмпирических формул и 2) расчет по упругости пара, наблюдаемой на поверхности земли, могут в свою очередь привести к ошибкам.

Правильнее было бы вычислять фактор мутности по спектральному участку, практически свободному от селективного поглощения, и в этих целях нужно использовать материал, полученный на актинометрических станциях СССР, с цветными, стеклянными фильтрами фирмы Schott'a & Gen марок OG1 и RG2.

Фильтр OG1 поглощает всю часть солнечного спектра от начала до $\lambda 525 \text{ м}\mu$, а RG2 — от начала до $\lambda 623 \text{ м}\mu$. Учитывая то обстоятельство, что полосы Шаррис (максимум поглощения $\sim 610 \text{ м}\mu$) дают еще сравнительно большое поглощение в интервале спектра от $\lambda 444 \text{ м}\mu$ до $\lambda 630 \text{ м}\mu$, а фильтр OG1 перекрывает эту часть на $80 \text{ м}\mu$, в которой заключаются 6 наиболее слабых полос, нужно было бы предпочесть фильтр OG1 фильтру RG2, который включает 7 полос и из них 4 наиболее ясных с максимумом озонного поглощения.

Kussmann H.,¹⁶ работая с фильтром RG2, получил еще значительный виртуальный ход для фактора мутности T_k , а Fu pke,¹¹ анализируя радиационный материал, полученный в Abisko, указывал на необходимость учитывать селективное поглощение и в газах атмосферы.

§ 4. Методика пользования фильтрами разработана Вл. А. Березкиным,³ и ниже следующие данные, пригодные для вычисления фактора мутности по коротковолновому участку спектра, практически лишенного селективного поглощения, подсчитаны и интерполированы на основе его работы для фильтра OG1 при толщине в 1,6 мм; надо полагать, что актинометрические пункты Союза, в большинстве снабженные фильтрами Институтом Актинометрии и атмосферной оптики в Слуцке, имеют фильтр OG1 именно этой толщины.

Для правильного вычисления напряжения радиации коротковолнового участка спектра нужно, по Березкину, применить формулу:

$$\text{(или приближенно } I_{km} = a_m I_m - b_m I f_m$$

$$I_{km} = I_m - C_m I f_m),$$

где I_{km} — искомое напряжение коротковолновой радиации,
 I_m — напряжение интегрального потока радиации, измеренное актинометром,
 $I f_m$ — радиация, пропущенная через фильтр;
 обе величины I_m и $I f_m$ относятся к одному и тому же физическому моменту при $m = \frac{H}{760} f(Z_\odot)$ и должны быть приведены к среднему расстоянию „земля—солнце“;

Таблица 3

Комплексные факторы a_m , b_m и C_m

$m =$	$1\frac{1}{2}$	2	3	4	5
h_\odot	41,8°	30,0°	19,3°	11,3°	6,8°
a_m	1,0232	1,0244	1,0273	1,0303	1,0334
b_m	1,1818	1,1828	1,1861	1,1895	1,1931
C_m	1,1547	1,1546	1,1544	1,1544	1,1551

a_m и b_m — комплексные факторы пропускания фильтра, исправляющие его показания и зависящие от спектрального состава радиации при данной высоте солнца (h_{\odot}).

В табл. 3 даны комплексные факторы a_m , b_m , C_m для фильтра OG1 при толщине 1,6 мм.

Очевидно, что в этом случае для коротковолновой радиации формула Linke получает вид:

$$T_k = \frac{2,3}{m \cdot a_{mk}} \lg \frac{I_{ok}}{a_m I_m - b_m I_{fm}}$$

где I_{ok} — напряжение коротковолнового потока на границе атмосферы,

a_{mk} — коэффициент ослабления этого потока в сухой и чистой атмосфере, а

T_k — фактор мутности „определенный по коротковолновой радиации“. Обозначим через p_{mk} величину $\frac{2,3}{m a_{mk}}$, т. е.

$$p_{mk} = \frac{2,3}{m \cdot a}$$

тогда окончательно имеем:

$$T_k = p_{mk} \lg \frac{I_{ok}}{I_{mk}}$$

Табл. 4 дает необходимые величины для вычисления T_k и показывает, насколько надежными являются данные, полученные из работы Березкина; из четырех его расчетных вариантов взят вариант второй (I_{ok} min и q_{λ} max), как наиболее сходящиеся с данными Кастрова, Feussner-Dubois²¹.

Таблица 4

I. Напряжения радиации в сухой и чистой атмосфере

в $\left[\frac{\text{Г кал}}{\text{см}^2 \text{ м}} \right]$

$m =$	0	1 1/2	2	3	4	5
1. Кастров	1,88	1,634	1,574	1,472	1,384	1,318
2. Feussner и Dubois	1,88	1,632	1,571	1,469	1,362	1,317
3. Березкин, радиация {	1,88	1,630	1,563	1,468	1,374	1,314
в 100 _{мр.} — 525 _{мр.}	0,510	0,327	0,283	0,220	0,175	0,14 1

II. Коэффициенты прозрачности сухой и чистой атмосферы

$m =$	1 1/2	2	3	4	5
1. Кастров	0,910	0,915	0,922	0,927	0,931
2. Feussner и Dubois	0,911	0,915	0,921	0,924	0,931
3. Березкин, радиация {	0,909	0,912	0,921	0,925	0,931
коротковолновая q_k	0,744	0,745	0,755	0,765	0,773

III. Коэффициенты молекулярного рассеяния в сухой и чистой атмосфере
(по Березкину)

$m =$	$1\frac{1}{2}$	2	3	4	5
Общая радиация a_m	0,095	0,092	0,083	0,078	0,072
Коротковолновая a_{mk}	0,296	0,295	0,281	0,267	0,258

Как видно из таблицы, на предлагаемые данные положиться можно.
Для облегчения расчета дается табл. 5.

Таблица 5

Вспомогательная таблица для вычисления фактора мутности

$m =$	$1\frac{1}{2}$	2	3	4	5
$P_{mk} = \frac{2 \cdot 3}{m \cdot a_{mk}}$	5,19	3,90	2,73	2,16	1,79
$\lg P_{mk}$	0,71491	0,59144	0,43646	0,33372	0,25170
$I_{ок}^m q_{mk}$	0,339	0,283	0,212	0,175	0,141
$\lg I_{ок}^m q_{mk}$	9,52992	9,45189	9,34142	9,24221	9,14847

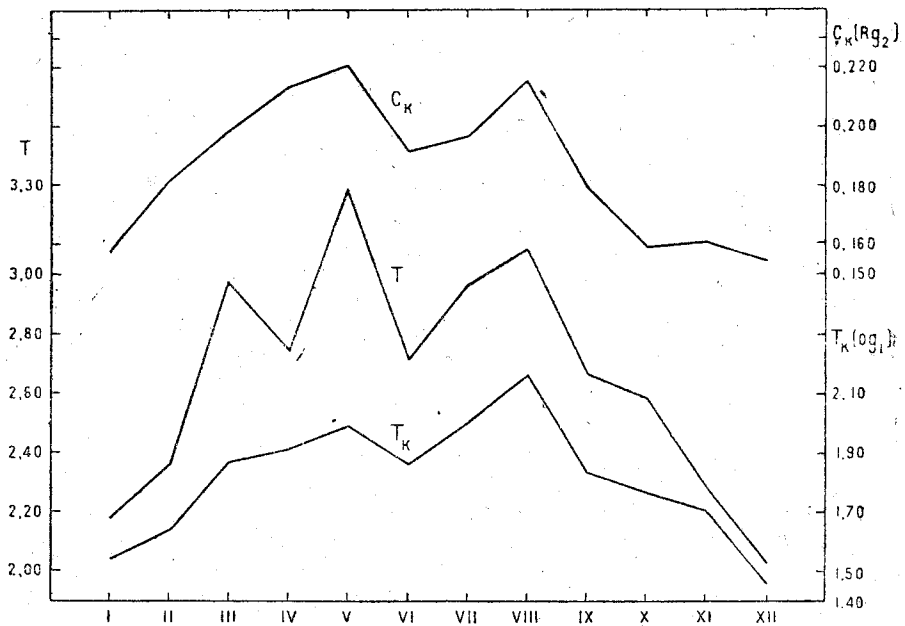


Рис. 1. Кривые хода мутности атмосферы в Карадаге
($\varphi=44^{\circ}5' N$, $\lambda=35^{\circ}12' gr.$, $H=28$ м н. у. м.).

Данными табл. 4 и 5 можно воспользоваться, если формулу Linke привести к одному из видов:

$$T_k = p_{mk} \lg \frac{I_{ok}}{I_{mk}}, \quad (1)$$

$$T_k = \frac{\lg I_{km} - \lg I_o}{\lg I_k - \lg I_o}, \quad (2)$$

где I_k — напряжение радиации, при соответствующей массе, в сухой и чистой атмосфере.

$$T_k - 1 = p_{mk} \lg \frac{I_{ok} q^m}{I_{km}^m}. \quad (3)$$

В табл. 6 даны результаты по вычислению факторов мутности:

- 1) общепринятым приемом — T ,
- 2) по радиации исправленной за селективное поглощение по формуле Fowle — T_t .
- 3) по коротковолновой части спектра — T_k (фильтр OG1, толщина 1,6 мм).

Таблица 6

Факторы мутности T , T_t и T_k

$m =$	До полудня					После полудня				
	5	4	3	2	1 1/2	1 1/2	2	3	4	5
29 IV 1934 г.	2,57	2,46	2,55	2,57	2,81	2,53	2,43	2,43	2,35	2,49
	—	—	1,80	1,84	—	—	—	—	—	—
	2,04	1,79	1,78	—	1,84	1,47	1,49	1,40	1,37	1,41
7 IV 1935 г.	2,19	2,18	2,39	2,34	2,43	2,37	2,13	2,28	—	—
	1,38	1,44	1,67	1,64	1,64	1,58	1,40	1,54	—	—
	1,06	1,66	1,73	1,88	1,77	1,78	1,68	1,66	—	—
8 IV 1935 г.	2,32	2,25	2,39	2,43	—	2,32	2,39	2,59	2,97	2,80
	1,59	1,57	1,72	1,77	—	1,59	1,69	1,84	2,08	1,85
	1,74	1,68	1,61	1,69	—	1,80	1,60	1,59	1,69	1,62
12 IV 1935 г.	3,49	3,49	3,07	3,64	4,02	3,51	3,76	4,82	—	—
	2,35	2,41	2,76	2,73	3,08	2,60	2,83	3,58	—	—
	2,47	3,08	2,80	2,45	2,67	2,44	2,41	3,40	—	—

Примечания:

- 7 IV—1935 г. Весь день небо чистое, безоблачно; к вечеру с моря надвинулась густая пелена тумана, рассеявшегося перед самым заходом солнца.
- 8 IV—1935 г. Днем легкая облачность 1—2 Аси; к вечеру опять надвинулся с моря туман, но быстро рассеялся.
- 12 IV—1935 г. Весь день (с утра) стояла мгла; небо белесое; ход радиации ровный.

Относительно данных этой таблицы и аналогичного небольшого материала можно сделать пока только два замечания:

- 1) величины T_t и T_k близки между собой и
- 2) величина T_k имеет более „спокойный“ ход по массам.

То же видно и из кривых рис. 1, где дан годовой ход мутности атмосферы в Карадаге за 1934 г., в трех вариантах: верхняя кривая дает ход мутности вычисленной по формуле Кастрова (величина C); определение сделано также по коротковолновой радиации, но с фильтром RG2 (толщина 2,08 мм). Эта величина C : 1) включает все ослабление радиации, кроме селективного поглощения, в спектральном интервале от 623 $m\mu$ до конца спектра, 2) вычисляется иначе, чем фактор мутности Linke⁸; средняя кривая представляет годовой ход фактора мутности, вычисленного по общей радиации без учета селективного поглощения, а нижняя кривая дает ход T_k (фильтр OG1, толщина 1,6 мм).

§ 5. Переход в обработке материалов с общераспространенного приема на определение фактора мутности по коротковолновому участку спектра дает, вероятно, качественно лучшие результаты для характеристики воздушных масс: данные Götze¹², Milch¹³, Hartmann¹⁴ позволяют думать, что каждое изменение T_k основано на изменении мутности в атмосфере, а теоретические соображения Feussner¹⁰ приводят его к заключению, что T_k Linke, равно как и β Ångström'a не могут иметь большого виртуального хода.

Спектральная зона ультрафиолетовой радиации, включенная в коротковолновый интервал (фильтр OG1) также содержит полосы поглощения озоном (Hartley, Nuhggin), но подсчет Кастрова¹⁵ показывает, что эта величина поглощения порядка 0,1%—0,2%, что не имеет значения для полевой актинометрии, тем более, что, по Березкину, при предложенном методе обработки наблюдений с фильтрами: 1) отсутствие точных значений $J_{0\lambda}$ и q_λ в спектральном участке, где $\lambda \leq 350 m\mu$, почти не влияет на величину J_{km} , 2) чем меньше селективных поглощений в атмосфере, тем точнее будет получаемый результат.

Следовательно фильтр OG1, в сочетании с методикой Березкина, должен дать наилучший результат при определении T_k , так как спектральный интервал от $\lambda 350 m\mu$ до $\lambda 525 m\mu$ имеет минимум селективных поглощений.

Литература

1. Барбаумов, Н. И. Журн. Геофиз., т. IV, № 2 (12), стр. 191—202.
2. Батыгина, А. И. Тр. Гл. Геофиз. Obs. Инст. Актином. т. I, в. I. 1934 г.; реферат в Бюлл. ПАК 1927 № 2 о работе Milch'a M. „Über d. Extin. d. langwelligen u. d. kurzwelligen Sonnenstrahlung in d. Atm. b. Erde“.
3. Березкин, Вл. А. Геофиз. Сб. Гл. Геофиз. Obs. т. 5, в. 3, стр. 86—122.
4. Еропкин, Д. И. Усп. астр. наук, вып. III, 1933, стр. 60—74.
5. Калигин, Н. Н. Реферат о работе Hartmann'a W. „Blau-ultraviolette Sonnenstrahlung und atmosphärische Vorgänge“. Бюлл. ПАК № 3, 1927.
6. Сивков. Журн. Геофиз., т. I, № 1—2, 1931, стр. 53—66.
7. Торлецкая, В. В. и Бут, И. В. Журн. Геофиз., т. IV, в. I, стр. 56—69.
8. Ярославцев, И. Н. Мутность атмосферы в Карадаге (рукопись).
9. Ångström, A. Geogr. Ann., 1930, H. 2 och 3, p. 130—159. 1929. H. p. 156—166.
10. Feussner, K. Internat. Strahlungskom. 1933, S. 48—51. Veröff. d. preussisch. Met. Inst. N 387, 1932, S. 89.
11. Funke, A. Metd. Fr. St. Met.-Hydr. Anst. Bd. 1, N 3, S. 3—13.
12. Götze, F. W. Internat. Strahlungskom. 1933, S. 53—56.
13. Hartmann, W. M. Z., 1925, H. 9, S. 337—344.
14. Ike-Duninowski, A. Nouvelle méthode de dosage optique de l'ozone atmosphérique, 1932, p. 1—53.
15. Kastrow, W. M. Z. 1930, H. 4, S. 140—145.
16. Kussmann, H. M. Z. 1933, H. 11, S. 403—411.
17. Lauscher, F. M. Z. 1930, H. 1, S. 1—11. M. Z. 1931, H. 6, S. 212—217.
18. Linke, F. B. z. ph. d. fr. Atm. X, 1921/1922, S. 91—103.
19. Mamontova, L. und Chromow, S. M. Z. 1933, H. I. S. 11—18.
20. Pertner und Exner. Met. Optik 1922, S. 765—769.
21. Met. Taschenbuch. II, 1933.

CALCUL DU FACTEUR DU TROUBLE DE L'ATMOSPHERE D'APRES LA PARTIE DES ONDES COURTES DU SPECTRE

J. N. JAROSLAVTZEÛ

Resumé

Dans cet article est indiqué un procédé ainsi qu'y sont données les tables pour la définition du facteur du trouble de F. Linke d'après la partie des ondes courtes du spectre qui est privé pratiquement des absorptions selectives; la portion spectrale nécessaire est définie à l'aide du filtre de verre de la maison Schott & Gen, marque OG1, 1,6 mm d'épaisseur et les constantes nécessaires pour les calculs sont empruntées aux travaux de Mr. Vl. A. Berezkiné.

Солнечная и рассеянная радиация по наблюдениям в Слуцке

В 1929 г. в Институте актинометрии и атмосферной оптики в Слуцке для регистрации рассеянной радиации был установлен пиранометр системы Н. Н. Калитина,¹ дающий более точные величины рассеянной радиации, чем пиранометр системы С. И. Савинова, употреблявшийся для этой же цели раньше. Пиранометр системы С. И. Савинова, воспринимающая поверхность которого состоит из никкелированных и зачерненных полос, дает уменьшенные величины рассеянной радиации при голубом небе вследствие селективного отражения лучистой энергии, которым обладает никкель. Он дает пониженную величину рассеянной радиации еще потому, что, будучи закрыт плоской стеклянной крышкой, слабо воспринимает радиацию небесного свода от частей близких к горизонту.²

В этой работе рассмотрен материал, полученный в 1929—1934 годах при помощи пиранометра Н. Н. Калитина, соединенного с пишущим гальванометром. Этот регистрирующий гальванометр градуировался с абсолютным пиранометром А. Ångström'a. За указанное время рассмотрена также и солнечная радиация на горизонтальную поверхность, полученная помощью актинографа, регистрирующего солнечную радиацию в Слуцке непрерывно с 1912 г.

Годовой ход средних месячных сумм рассеянной радиации и солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

Средние месячные суммы рассеянной радиации, взятые за 6 лет (1929—1934), даны в первой строке табл. 1. Плавно повышая свои значения от января к июню, рассеянная радиация почти также плавно уменьшает их от июня к декабрю. В июне имеется максимальная сумма, равная 4480 кал. на см² горизонтальной поверхности, а в декабре минимальная—340 кал., которая составляет только 7,5% средней и июньской суммы.

Максимальная сумма рассеянной радиации в июне объясняется наибольшей высотой солнца, наибольшей продолжительностью светлого времени суток, а также и присутствием Слуцку более пасмурной погодой в этом месяце по сравнению с другими летними месяцами. Принимая июньскую сумму 4480 кал. за 100%, мы все остальные месячные суммы выражаем в процентах этой и получаем вторую строку табл. 1, которая наглядно показывает колебание месячных сумм рассеянной радиации в годовом ходе.

Если для Слуцка за вегетационный период принять апрель—сентябрь месяцы, то мы видим, что средние месячные суммы рассеянной радиации этого периода колеблются от 2,5 до 4,5 тысяч кал., иначе от 56% до 100%. Суммы этого периода могут считаться достаточно характерными ввиду того, что отклонения их от месячных сумм отдельных лет не превышают 10—15%.

В другое время года эти отклонения более значительны. Так, например, месячная сумма в январе 1930 года составляет всего лишь 60% средней январской суммы, а месячная сумма в марте того же самого года—70% средней мартовской суммы.

¹ Н. Н. Калитин. Пиранометр для измерения рассеянной радиации атмосферы. Изв. Гл. Геоф. Обс. 1929 г. № 3.

² Н. Н. Калитин. К вопросу об измерении рассеянной радиации атмосферы. Изв. Гл. Геоф. Обс. 1929 г. № 1.

Лица, которым необходимо бывает произвести учет количества рассеянной радиации, проникающей через снеговой покров и имеющей значение на режим таяния снега, прогревания почвы и пр., должны с осторожностью подходить к пользованию этими суммами.

Обзор средних месячных сумм прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность, помещенных в третьей строке табл. 1, выявляет несколько иные особенности годового хода этих величин. Наибольшая сумма солнечной радиации на горизонтальную поверхность приходится также на июнь и равна 8590 кал. на см². Наименьшая сумма в декабре, выражающаяся 90 кал., составляет всего лишь один процент от июньской суммы. В четвертой строке табл. 1 даны все месячные суммы, выраженные в процентах июньской, принятой за 100⁰/₀. Эти выражения позволяют судить о том, насколько быстро происходит возрастание прямой солнечной радиации от зимних месяцев к летним и такое же быстрое падение осенью. В вегетационном периоде колебания происходят от 100⁰/₀ (в июне) до 33⁰/₀ (в сентябре).

Если средние месячные суммы рассеянной радиации для вегетационного периода можно считать характерными, то нельзя сказать того же самого о суммах солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Здесь отклонения месячных сумм отдельных лет от средних достигают в некоторых случаях до 30⁰/₀, как, например, в июле 1934 г. Ещё более резко это расхождение наблюдается в иное время года, а потому и здесь следует отметить то же самое, что было сказано о пользовании месячными суммами рассеянной радиации.

В пятой строке табл. 1 даны средние месячные суммы рассеянной радиации выраженные в процентах солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Мы видим, что в три первые и три последние месяца года преобладает рассеянная радиация, достигая в декабре 376⁰/₀ солнечной. В остальное время года преобладающее значение имеет солнечная радиация, которая в мае, июне и июле вдвое более рассеянной.

Месячный ход средних суточных сумм рассеянной радиации и солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

Средние суточные суммы рассеянной и солнечной радиации на горизонтальную поверхность за указанное время даны в табл. 2 и 3. Эти таблицы ясно показывают увеличение суточных сумм от зимних месяцев к летним, что объясняется увеличением высоты солнца и продолжительности светлого времени суток.

Наибольшие суточные суммы приходятся на июнь. В среднем за каждый день июня один см² горизонтальной поверхности получает 146 кал. рассеянной радиации и 292 кал. солнечной.

Рассеянная радиация поступает на поверхность почвы значительно равномернее солнечной радиации, что видно из суточных сумм отдельных дней каждого месяца. Для рассеянной радиации наименьшая сумма за сутки в июне равна 112 кал. (16 VI) и наибольшая—188 кал. (3 и 25 VI). Первая величина составляет 60⁰/₀ второй. Для солнечной радиации разность между максимальными и минимальными суточными суммами значительно больше. Наименьшая сумма в июне равна 128 кал. (10 VI) и наибольшая 500 кал. (9 VI), первая сумма составляет всего лишь 26⁰/₀ второй. Принимая во внимание, что суточные суммы в июне за отдельные годы отклоняются от средних еще на несколько процентов, можно сказать, что суточные суммы солнечной радиации в июне колеблются от 20 до 100⁰/₀, а рассеянной радиации—от 50 до 100⁰/₀.

Это соотношение приблизительно сохраняется и в остальное время года, но только абсолютные величины самих сумм значительно понижаются. Для рассеянной радиации эти суммы в зимние месяцы падают до 10—20 калорий. Приход солнечной радиации в ноябре, декабре и январе настолько незначителен и непостоянен из-за большого числа пасмурных дней, что практически с этими величинами можно совсем не считаться. Значительное непостоянство в приходе того и другого вида радиации в отдельные дни объясняется различными условиями погоды. Ясный день, наступивший после некоторого периода времени с переменной облачностью, резко понижает приход рассеянной радиации и повышает радиацию солнечную. В пасмурные дни может

Таблица 1

Годовой ход средних месячных сумм рассеянной и солнечной радиации
на горизонтальную поверхность

Месяцы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Рассеянная радиация . в %	570 12,6	1250 28,0	2920 65,1	3480 77,8	4040 90,3	4480 100	4180 93,4	3890 87,0	2510 56,1	1380 30,9	540 12,0	340 7,5
Солнечная радиация . в %	210 2,5	730 8,5	2560 29,9	4640 54,0	7900 92,0	8590 100	7790 90,6	5650 65,7	2860 33,3	1040 12,1	160 1,9	90 1,0
Процентное отношение рассеянной радиации к солнечной .	266	171	114	76	51	52	54	69	88	117	330	376

Таблица 2

Месячный ход средних суточных сумм рассеянной радиации

Месяц Число	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	13	38	72	119	147	162	127	128	100	61	27	13
2	14	36	61	85	132	178	150	138	98	63	21	18
3	10	35	56	94	149	188	141	164	84	51	29	13
4	13	41	65	94	138	177	131	122	107	71	26	8
5	15	42	72	97	134	156	162	119	95	48	25	10
6	14	34	75	88	122	155	123	133	84	53	20	10
7	10	38	81	118	141	147	118	136	105	60	30	10
8	11	45	70	109	123	171	122	135	83	70	20	7
9	14	44	104	119	101	152	155	137	97	58	20	11
10	15	44	89	125	132	164	144	112	98	43	14	8
11	18	40	79	109	110	128	129	135	102	43	22	12
12	16	56	78	127	124	129	156	112	89	47	20	11
18	16	50	95	112	159	124	159	125	99	50	17	12
14	18	45	98	110	110	153	136	137	98	46	20	10
15	14	42	99	138	161	132	143	155	89	38	17	11
16	19	58	77	142	111	112	160	118	81	39	13	12
17	20	56	86	121	107	159	190	113	71	42	18	8
18	17	58	111	109	114	175	164	152	85	45	18	10
19	17	55	91	107	131	162	140	119	59	41	15	8
20	19	57	90	121	140	124	104	116	74	36	20	9
21	19	58	75	139	150	123	130	140	54	28	14	9
22	22	70	104	126	146	150	114	144	58	26	16	9
23	26	69	82	120	127	145	142	114	74	30	11	9
24	28	66	81	129	114	147	146	136	57	39	11	11
25	22	59	99	138	124	188	136	107	81	34	14	12
26	23	61	97	112	118	133	108	120	74	36	14	11
27	24	58	108	124	139	136	122	120	78	30	10	16
28	22	58	98	128	132	147	122	104	54	31	11	16
29	26	—	120	114	152	138	140	102	51	40	14	11
30	27	—	116	108	130	137	132	100	59	31	13	11
31	21	—	101	—	109	—	122	96	—	29	—	11

Таблица 3

Месячный ход средних суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность

Число	Месяц											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	—	—	43	124	148	298	376	260	154	66	12	7
2	—	13	49	179	284	193	244	228	128	84	17	4
3	—	26	57	168	123	212	309	192	62	27	3	2
4	4	27	102	187	182	253	312	198	99	63	2	4
5	—	—	80	193	106	250	207	273	80	87	6	7
6	—	20	82	128	252	248	314	274	134	13	3	—
7	—	24	70	121	322	350	314	204	75	39	8	—
8	—	18	104	98	293	277	351	194	39	25	2	—
9	—	30	24	186	312	500	222	228	149	38	10	2
10	—	26	71	142	241	128	303	164	136	75	1	—
11	2	—	72	208	234	434	336	90	104	26	—	13
12	—	15	76	110	271	381	233	258	118	31	—	7
13	—	28	90	138	200	472	308	162	85	24	15	5
14	—	19	42	86	291	301	315	192	62	39	6	4
15	—	29	41	170	129	380	232	159	97	46	8	4
16	—	5	110	134	290	315	273	202	73	31	—	2
17	5	29	72	154	387	300	238	279	92	35	3	—
18	3	39	116	132	275	202	120	175	145	94	17	3
19	3	21	94	34	308	252	201	136	124	58	14	—
20	6	34	77	107	218	416	237	226	123	13	2	2
21	16	37	80	93	143	245	148	174	92	5	7	6
22	17	20	106	241	274	276	232	152	58	17	5	4
23	11	40	58	260	232	290	263	139	76	90	—	—
24	12	27	80	152	268	292	218	208	140	35	—	—
25	—	58	94	105	338	158	282	25	59	15	1	2
26	—	—	129	133	306	264	259	98	58	22	2	2
28	—	58	134	149	294	359	286	96	42	19	9	—
28	—	74	84	153	292	286	269	170	118	13	8	—
29	18	—	99	201	257	239	158	207	38	14	2	—
30	—	—	122	247	258	208	180	199	76	1	—	—
31	34	—	206	—	312	—	221	170	—	30	—	—

получиться довольно большая величина рассеянной радиации при полном отсутствии солнечной.

Средний месячный ход часовых сумм тепла рассеянной радиации и солнечной на горизонтальную поверхность.

Часовые суммы тепла рассеянной радиации и солнечной на горизонтальную поверхность даны в табл. 4 и 5. Наибольшие суммы как рассеянной, так и солнечной радиации для всех месяцев наблюдаются между 11 и 12, 12 и 13 часами и отсюда почти симметрично убывают к утренним и вечерним часам. Чтобы более наглядно проследить это убывание, рассмотрим часовые суммы рассеянной радиации, например, в июне. Наибольшая сумма между 12 и 13 часами равна 428 кал. Приняв ее за 100%, выразим все остальные суммы в процентах этой величины. Получается ряд:

1% 9 24 35 47 61 72 84 95 99 100 89 84 72 63 48 36 22 9 0,5%

Проделав то же самое с часовыми суммами солнечной радиации в июне, получим другой ряд:

1% 9 26 44 67 85 95 98 100 95 92 87 75 60 44 26 10 1%

Оба ряда почти симметрично убывают относительно своих наибольших величин. Часовые суммы и рассеянной и солнечной радиации возрастают от 1% до 100%.

В табл. 4 и 5 выделим вегетационный период и заметим, что наибольшие часовые суммы этого периода заключены в области от 7 до 17 часов. В июне эти суммы для рассеянной и солнечной радиации начинаются и кончаются суммами, которые

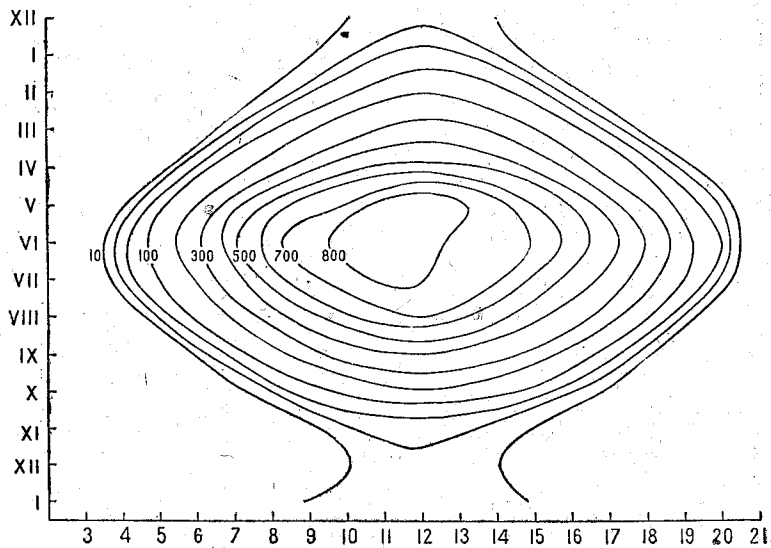


Рис. 1. Изоплеты часовых сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность за 1929—1930 г.

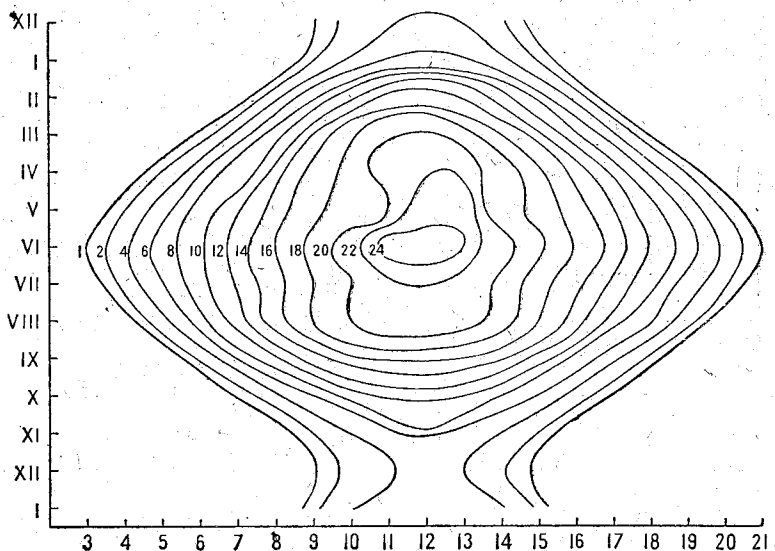


Рис. 2. Изоплеты напряжения рассеянной радиации за 1929—1930 г.

составляют 60% и больше от максимальных часовых сумм за сутки. Чтобы яснее представить себе, насколько велика разница между приходом рассеянной и солнечной радиации за время от 7 до 17 часов и в утренние и вечерние часы, рассмотрим табл. 6. В первом столбце даны по месяцам суммы тепла рассеянной радиации,

Таблица 4

Средний месячный ход часовых сумм рассеянной радиации

Часы Месяцы	Средний месячный ход часовых сумм рассеянной радиации																			
	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22
I	—	—	—	—	—	—	12	53	96	119	122	97	53	11	—	—	—	—	—	—
II	—	—	—	—	—	19	87	165	216	254	242	206	154	80	17	—	—	—	—	—
III	—	—	—	4	44	130	215	299	346	368	365	325	275	201	114	35	1	—	—	—
IV	—	—	10	61	140	182	270	317	361	380	394	357	325	268	206	129	55	7	—	—
V	—	—	61	126	189	246	301	341	369	379	391	371	333	298	248	188	127	59	9	—
VI	4	38	99	150	203	263	308	359	408	424	428	379	358	306	268	207	155	93	36	2
VII	—	—	80	144	204	259	310	359	382	387	394	373	336	294	242	190	129	68	17	—
VIII	—	—	83	105	178	249	319	357	385	402	395	379	335	276	260	154	90	23	—	—
IX	—	—	—	18	78	150	210	254	306	310	330	285	230	182	121	55	10	—	—	—
X	—	—	—	—	—	5	94	151	187	207	206	183	138	89	36	4	—	—	—	—
XI	—	—	—	—	—	3	19	55	88	110	107	88	56	16	—	—	—	—	—	—
XII	—	—	—	—	—	—	3	31	60	80	81	58	24	1	—	—	—	—	—	—

Таблица 5

Средний месячный ход часовых сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность

Часы Месяцы	Средний месячный ход часовых сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность																			
	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21		
I	—	—	—	—	—	—	14	35	54	55	38	14	1	—	—	—	—	—	—	
II	—	—	—	—	—	22	61	103	130	136	130	80	32	3	—	—	—	—	—	
III	—	—	—	11	60	141	228	247	328	335	318	254	160	68	12	—	—	—	—	
IV	—	1	19	106	206	303	439	510	529	533	486	422	332	204	140	25	1	—	—	
V	2	35	140	289	481	619	759	836	894	880	798	709	542	428	281	135	34	—	—	
VI	12	79	218	374	568	723	802	832	846	805	778	735	632	504	372	217	85	1	—	
VII	7	64	156	306	454	644	753	820	863	805	772	668	530	422	309	172	57	10	—	
VIII	—	6	59	173	305	446	553	633	686	670	603	512	397	310	179	59	6	—	—	
IX	—	—	2	35	107	219	300	372	402	397	365	297	200	108	35	2	—	—	—	
X	—	—	—	4	14	58	89	145	180	192	159	113	66	16	—	—	—	—	—	
XI	—	—	—	—	—	2	14	32	35	35	26	14	1	—	—	—	—	—	—	
XII	—	—	—	—	—	—	3	14	26	27	18	3	—	—	—	—	—	—	—	

Полученные за время от 7 до 17 часов, во втором столбце—суммы тепла рассеянной радиации, полученные в остальную часть суток, и в третьем—процентное отношение между ними. Точно такие же величины для солнечной радиации на горизонтальную поверхность даны в трех следующих столбцах этой таблицы.

Из таблицы видно, что приход радиации в утренние и вечерние часы по сравнению с приходом от 7 до 17 часов не значителен. Для солнечной радиации в июне и в июле он составляет соответственно 19 и 16%, для рассеянной—несколько больше 28 и 26%, но в апреле и сентябре падает до 7 и 3%.

Величины, данные в табл. 6, являются достаточно характерными для нашей широты, так как отклонения их от подобных же величин для отдельных лет в большинстве случаев колеблются около 10% и только иногда достигают 15%.

Таблица 6

Суммы тепла солнечной и рассеянной радиации от 7 до 17 часов и в остальную часть суток

Месяцы	Рассеянная радиация			Солнечная радиация		
	От 7 до 17 час.	Остальная часть суток	Процентное отношение	От 7 до 17 час.	Остальная часть суток	Процентное отношение
IV	3060	402	11	3951	292	7
V	3271	581	15	6946	917	13
VI	3501	987	28	7225	1367	19
VII	3336	856	26	6721	1075	16
VIII	3357	585	17	5115	482	9
IX	2378	161	7	2659	74	3

На рис. 1 даны изоплеты часовых сумм прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Три первые изоплеты соответствуют суммам 30,50 и 100 кал на см². Затем изоплеты проведены через 100 кал. Самая большая из них соответствует сумме в 850 кал и приходится на май, июнь, июль. От летних месяцев к зимним часовые суммы солнечной радиации убывают очень быстро. Наибольшая сумма в декабре составляет только 3% наибольшей июньской суммы. Довольно плавный ход изоплет показывает, что часовые суммы в отдельные годы не имеют слишком больших отклонений от средних часовых сумм. Изоплеты эти достаточно хорошо могут характеризовать средние часовые суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

Для рассеянной радиации, кроме часовых сумм, даны в табл. 7 средние часовые напряжения, и на рис. 2 построены изоплеты этих напряжений. Не будем останавливаться на рассмотрении табл. 7 и разберем изоплеты, выражающие годовой ход средних часовых напряжений рассеянной радиации. Изоплеты эти составлены на основании средних величин, взятых только за 6 лет, но несмотря на это они имеют довольно плавный ход. Это еще раз подтверждает, что данные в работе величины с достаточной точностью могут характеризовать рассеянную радиацию.

Изоплеты построены через 0,02 кал. Наибольшее напряжение в июне равно 0,24 кал и в декабре 0,04 кал. Изоплета напряжения 0,24 кал приходится на июнь, но следующая изоплета 0,22 кал захватывает уже 4 месяца—апрель, май, июнь, июль, а изоплета 0,20 кал распространяется еще на большую площадь, включая март и август.

Изоплета 0,04 кал является наибольшей, встречающейся во все месяцы. Следующая изоплета 0,06 кал уже не захватывает декабрь, а в январе и ноябре проходит между 11 и 13 часами и является максимальной для этих месяцев.

При одной и той же высоте солнца весенние напряжения выше осенних. Более плотный облачный слой и отсутствие снежного покрова уменьшают напряжение рассеянной радиации в осенние месяцы по сравнению с весенними.

В суточном ходе напряжение возрастает к полудню и падает в вечерние часы довольно равномерно, и относительно двенадцатичасовой линии изоплеты располагаются почти симметрично.

Весь материал и все выводы, предложенные в этой работе, имеют своей целью пойти навстречу тем учреждениям и лицам, которые в своих работах непосредственно соприкасаются с величинами напряжения и суммами солнечной радиации и рассеянной, как в отдельности, так и суммарно.

Институт Растениеводства, Агрометеорологический Институт, Опытные сельскохозяйственные станции, станции при торфоразработках и другие могут с достаточной точностью воспользоваться материалом этой работы, чтобы учесть радиационный режим в то или иное время года, в ту или иную часть суток в районах Ленинградской области.

Таблица 7

Среднее часовое напряжение рассеянной радиации в тысячных долях мал. калории на 1 см² в минуту

Месяцы \ Часы	Часы									
	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12
I	—	—	—	—	—	—	0,006	28	52	64
II	—	—	—	—	—	0,011	52	98	129	151
III	—	—	—	0,002	24	70	116	161	186	198
IV	—	—	0,006	33	78	101	150	176	200	211
V	—	0,006	33	68	102	132	162	183	198	201
VI	0,002	21	55	83	113	146	171	199	227	236
VII	—	0,013	43	77	110	139	167	193	205	208
VIII	—	0,001	18	56	96	134	172	192	207	216
IX	—	—	—	0,010	43	83	117	141	170	172
X	—	—	—	—	0,003	22	51	81	101	111
XI	—	—	—	—	—	0,002	11	31	49	61
XII	—	—	—	—	—	—	0,002	17	32	43
	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22
I	66	52	28	0,006	—	—	—	—	—	—
II	144	123	92	48	0,010	—	—	—	—	—
III	196	175	148	108	61	0,019	—	—	—	—
IV	219	198	181	149	114	72	31	0,004	—	—
V	210	199	179	160	133	101	68	32	0,005	—
VI	238	211	199	170	149	115	86	52	20	0,001
VII	212	201	181	158	130	102	69	37	0,009	—
VIII	212	204	180	148	113	83	48	0,012	—	—
IX	168	158	128	101	67	31	0,006	—	—	—
X	111	98	74	48	19	0,002	—	—	—	—
XI	59	49	31	0,009	—	—	—	—	—	—
XII	44	31	0,013	—	—	—	—	—	—	—

LA RADIATION DIFFUSE ET LA RADIATION DU SOLEIL OBSERVÉES À SLOUTZK

A. BATIGUINA

L'ouvrage présent s'occupe des résultats des observations sur la radiation diffuse et la radiation du soleil sur la surface horizontale, observées à Sloutzk à 1929—1934.

En se basant sur ces résultats, on a calculé la marche annuelle des sommes mensuelles, la marche mensuelle des sommes diurnes et horaires des deux espèces de la radiation et on a construit les isoplètes des sommes horaires de la radiation du soleil et des intensités horaires de la radiation diffuse.

Dans la marche annuelle les sommes mensuelles de la radiation diffuse varient de 4480 calories à juin jusqu'à 340 calories à décembre. Les sommes mensuelles de la radiation du soleil varient de 8590 jusqu'à 90 calories. La relation entre la radiation diffuse et la radiation du soleil, exprimée en pour-cents, donne une série suivante:

$q +$	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Q'	266 ⁰ / ₀	171	114	76	51	52	54	69	88	117	330	376 ⁰ / ₀

La marche mensuelle des sommes moyennes diurnes pendant tous les mois de l'année est à peu près la même et se diffère seulement par les significations absolutes de ces sommes. A juin les sommes moyennes diurnes varient de 50⁰/₀ jusqu'à 100⁰/₀ pour la radiation diffuse et de 20⁰/₀ jusqu'à 100⁰/₀ pour la radiation du soleil.

La somme maximale de la radiation diffuse pour le jour à juin est égale à 200 calories et de la radiation du soleil—à 500 calories.

La marche diurne des sommes horaires par mois de la radiation des deux espèces assez régulière de midi jusqu'aux matin et soir. On obtient les plus hautes sommes est quand l'hauteur du soleil est maximale entre 11—12 et 12—13 heures. En prenant la somme mensuelle du juin de la radiation diffuse entre 12 et 13 heures pour 100⁰/₀ et en exprimant les autres sommes horaires en pour-cents de cette quantité, nous aurons la série:

<i>Les heures</i>	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
	1 ⁰ / ₀	9	24	35	47	61	72	84	95	99
	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22
	100	89	84	72	63	48	36	22	9	0,5 ⁰ / ₀

On obtient une série analogue pour la radiation du soleil aussi.

Les isoplètes du dessin I montrent une marche assez régulière des sommes horaires de la radiation du soleil par mois.

Les sommes maximales (850 calories) en été observées à midi à mai, juin et juillet.

Le dessin II donne les isoplètes de l'intensité de la radiation diffuse. L'intensité maximale (0,24 calories) tombe aussi sur le midi du juin.

ОГЛАВЛЕНИЕ

А. Н. Гордов. Определение атмосферной мутности по распределению энергии в солнечном спектре	3
А. Н. Гордов. К вопросу о зависимости освещенности от мутности атмосферы	9
А. Н. Гордов. Некоторые вопросы колориметрии солнца	14
И. Н. Ярославцев. О вычислении фактора мутности атмосферы по коротковолновой части солнечного спектра	21
А. И. Батыгина. Солнечная и рассеянная радиация по наблюдениям в Слупке	30

11049

Отв. редактор *И. Н. Калигин*

Техн. редактор *Л. Я. Лурье*

Корректор *Л. И. Щекинова*

Леноблгорлит № 12285.
Издание № 32.
Сдано в набор 26/II 1936 г.
Подписано к печати 4/VI 1936 г.
Количество учетно-авт. листов 4³/₄.

Количество печ. л. 2¹/₂.
Количество бум. л. 1¹/₄.
Колич. зн. на бум. л. 152000
Стат. формат бумаги 82×110.
Заказ № 477. Тираж 500 экз.

Типо-литография ЦУЕГМС. Ленинград, набережная 9 Января, 32.

РЕДАКЦИОННО-ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ ЦУЕГМС

Ленинград „161“, Вас. Остр., 2 линия, 21. Телеф. 2-57-29.

НОВЕЙШИЕ ИЗДАНИЯ

Абрамович, Д. И. Исследование наносов р. Сулак. Ц. 5 р.
Воскресенский, С. В. и Гозе, И. П. Приборы для измерения скоростей течения воды. С приложением Альбома приборов. Ц. 12 р.
Динамическая метеорология, ч. I. Под редакц. Б. И. Извекова и Н. Е. Кочина. Ц. 10 р. 50 к.
Зубов, Н. Н. Динамический метод обработки океанологических наблюдений. Ц. 3 р.
Иоганссен, Л. Определитель пнявок. Перевод с немецк. с дополн. под редакц. проф. В. А. Догеля. Ц. 3 р.
Лебедев, В. В. Результаты исследования коэффициентов стока. Ц. 3 р.
Пятицкий, Г. К. К вопросам экологии и теории массовых размножений лугового мотылька. Ц. 5 р.

Руководство к производству и обработке метеорологич. наблюдений, ч. I. Изд. 4-е. Ц. 5 р.
Руководство к составлению судовых телеграмм и ледовых сообщений и береговых станций. Изд. 3-е. Ц. 1 р. 25 к.
Описание гребчатого радио-зонда системы проф. П. А. Молчанова. Ц. 2 р.
Поверка метеорологических приборов. Ц. 4 р. 50 к.

Калесник, С. В. Ледники, их роль и значение в жизни земли. Ц. 3 р.
Каминский, А. А. и Иванов, Б. Г. Как изучать климат своего края. Ц. 75 к.

Справочник по водным ресурсам СССР, т. II (Северный Край) Ц. 25 р.
Библиографический указатель к нему. Ц. 3 р., т. IV. Среднее Поволжье. Ц. 24 р.
Библиограф. указатель к нему. Ц. 4 р.
Труды Главной геофизической обсерватории, выпуск 4 (Теоретическая метеорология). Ц. 6 р.; выпуск 5 (Земной магнетизм). Ц. 3 р. 50 к.; выпуск 6 (Климатология). Ц. 5 р.; выпуск 7 (Аэрология). Ц. 8 р. 50 к.; выпуск 9 (Актинометрия и атмосферная оптика); выпуск 10 (Теоретическая метеорология). Ц. 5 р.
Записки Государственного гидрологического института, т. XIV. Ц. 10 р.; т. XV. Ц. 9 р.
Известия Государственного гидрологического института, № 69. Ц. 4 р. и № 70. Ц. 5 р.
Исследования морей, в. 21. Ц. 6 р. и в. 22. Ц. 6 р.
Исследования рек, в. 7. Ц. 6 р., в. 8. Ц. 7 р.
Исследования озер, в. 8. Ц. 12.
Исследования подземных вод, в. 6. Ц. 7 р. 50 к.
Исследования ледников, в. 2/3. Ц. 6 р.
Геоманнитный и электрометеорологический бюллетень. № 20. Ц. 5 р. и № 21. Ц. 5 р.
Бюллетень постоянной актинометрической комиссии. № 26. Ц. 7 р. 50 к.

Летописи Главной геофизической обсерватории за 1928 г. Ц. 30 р.
Ежемесячные и годовые выводы из наблюдений метеорологических станций II разряда за 1928 г. Ц. 25 р.
Сведения об уровне воды на внутренних водных путях СССР по наблюдениям об водомерных постах с 1916 по 1930 гг., т. XVII (Бассейн Каспийского моря), текст и таблицы, ц. в перепл. 75 р.

Полный каталог изданий высылается по первому требованию.
Книги высылаются наложенным платежом.

