

06
Т 78

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Т Р У Д Ы
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 125

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Под редакцией
канд. геогр. наук
В. Л. ГАЕВСКОГО

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1962

162291

АННОТАЦИЯ

В сборнике представлены работы по вопросам оптики атмосферы и актинометрии, выполненные в 1959—1960 гг. Основная их часть посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям радиационных процессов, происходящих в атмосфере. Представлены также работы по методике актинометрических и оптических наблюдений.

Сборник рассчитан на специалистов, работающих в области гидрометеорологии.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ ВАРИАНТ МЕТОДА ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЯРКОСТИ (МЕТОД ДВУХ ЧЕРНЫХ ТЕЛ)

Излагается принцип измерения метеорологической дальности видимости по наблюдению за двумя подобными черными телами, одно из которых удалено от точки наблюдения на 2—3 м, а другое — на 250—300 м.

Принцип наблюдения позволяет осуществить одновременные измерения как истинного, так и искаженного дымкой контраста черного тела и сделать измерения дальности видимости не зависящими от влияния атмосферной индикатрисы рассеяния и других искажающих факторов. По предварительным данным, возможна экстраполяция атмосферного помутнения в пределах 250-кратных оптимальных расстояний до дальнего черного тела, причем наблюдения возможны в светлое и сумеречное время.

§ 1. Определение контрастов объектов и метеорологической дальности видимости методом относительной яркости

В статьях [1, 2] описан метод относительной яркости как новый принцип применения измерителей видимости для определения контрастов объектов и метеорологической дальности видимости S_m .

Как показано в этих статьях и как подтверждено статочными испытаниями, по описанному методу возможны измерения S_m в пределах $100 z$ — $120 z^1$, т. е. этот метод оставляет далеко позади метод фотометрического гашения, метод фотометрического сравнения и даже фотозлектрический метод, для которых измерительные возможности составляют соответственно $8 z$, $15 z$ и $100 z$.

Высокая точность метода относительной яркости при применении его для измерения S_m на основной сети станций позволила отказаться от использования естественных объектов с их сезонными изменениями яркостных свойств и перейти к построению методики, основанной на использовании искусственных объектов — черных тел сравнительно небольших размеров.

Дальнейшая работа над усовершенствованием метода относительной яркости показала, что он таит в себе новые измерительные возможности, в частности более совершенные способы измерения метеорологической дальности видимости. Наиболее совершенным из них является метод двух черных тел, разработанный и частично испытанный в 1960 г. По этому методу возможны измерения S_m в пределах $200 z$ — $250 z$. Чтобы понять, каким образом это может быть достигнуто, необходимо коротко

¹ Безразмерный параметр $z = \frac{S_m}{L}$ (L — расстояние от точки наблюдения до объекта) характеризует экстраполяционные возможности метода, т. е. показывает, какое количество измерительных участков L может содержаться в данном значении S_m при сохранении еще допустимой ошибки измерения.

остановиться на сущности первоначального варианта метода относительной яркости. До сих пор основной принцип наблюдения с измерителями видимости заключался в гашении с помощью вуалирующей яркости контурной линии визируемого объекта.

Сущность метода относительной яркости состоит в том, что с помощью вуалирующей яркости гасится не контурная линия, а изображение черной марки, введенной в поле зрения измерителя видимости и совмещенной с наблюдаемым объектом. В качестве вуалирующей яркости должна быть взята яркость той реальной поверхности, относительно которой ищется контраст наблюдаемого объекта. При полном гашении марки на фоне наблюдаемого объекта последний виден еще достаточно хорошо.

Изложенным методом могут быть выполнены все виды измерений, производимых по погашению контурной линии. Препятствием являются лишь малые угловые размеры объектов ($< 30'$). Но отличительной особенностью измерений по методу относительной яркости является высокая точность измерения контраста. Достаточно сказать, что при контрасте между объектом и фоном 90% относительная квадратичная ошибка измерения составляет 1%, при большем контрасте — десятые доли процента.

При контрасте 50% ошибки измерения по методу относительной яркости равны ошибкам измерения по погашению контурной линии, а при меньшем контрасте превышают их. Таким образом, методом относительной яркости выгодно измерять большие контрасты (от 65% и больше), что накладывает свой отпечаток на методику измерения S_m .

Теория метода относительной яркости приводит к следующему выражению для контраста K между объектом и фоном (вуалирующей яркостью):

$$K = 1 - \frac{V'}{\frac{1}{\varepsilon} - 1},$$

где V' — число, определяемое по градуировочной таблице по отсчету в момент гашения марки на фоне объекта, ε — порог контрастной чувствительности глаза наблюдателя.

Как известно, метеорологическая дальность видимости S_m определяется по формуле

$$S_m = \frac{1,5 L}{\lg K_0 - \lg K}, \quad (1)$$

где K_0 и K — соответственно истинный и искаженный дымкой контрасты между объектом и участком небосвода в горизонтальном направлении.

По методу относительной яркости вовсе не обязательно, чтобы объекты (искусственные черные тела) проектировались на фоне неба. Нужно только, чтобы в качестве вуалирующей яркости использовалось изображение участка неба у горизонта, что легко осуществить благодаря оптическому раздвоению изображения, наблюдаемого в измеритель видимости.

По методу относительной яркости значения K_0 и K объекта в (1) определяются следующими равенствами:

$$\left. \begin{aligned} K_0 &= 1 - \frac{V'_{0, \text{тек}}}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{тек}}} - 1} \\ K &= 1 - \frac{V'_{\text{тек}}}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{тек}}} - 1} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $V_{0, \text{тек}}$ — число, находимое по градуировочной таблице по отсчету в момент гашения марки на фоне объекта при отсутствии на нем дымки, $V_{\text{тек}}$ — то же, но при наличии на объекте дымки, $\varepsilon_{\text{тек}}$ — порог контрастной чувствительности, определяемый по моменту гашения марки прибора на фоне неба. Индекс «тек» означает текущие, неосредненные измерения (величины). Величина K_0 опеределается как среднее из данных длительной серии измерений при различных метеорологических условиях.

Из теоретических, а также эксплуатационных соображений в качестве объектов наблюдения выгоднее применять вычерненные изнутри сравнительно небольшие черные тела («ящички») с наклоненной вперед (к линии визирования) задней стенкой. Применение щитов менее выгодно. Значение K_0 такого черного тела было определено по прибору ИВ ГГО и составило 98,6% или 0,986. Это среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ во всех случаях подставлялось в (1). Таким образом, для вычисления S_M по (1) необходимо было из (2) каждый раз определять лишь значение K , что требовало двух измерений: 1) гашения марки на фоне черного тела, 2) гашения марки на фоне неба.

Такова принципиальная сущность первоначального варианта метода относительной яркости.

Опытные измерения S_M по этому методу вскрыли его некоторые недостатки.

Основным недостатком явилась необходимость при измерении текущего значения K каждый раз определять текущее значение порога контрастной чувствительности $\varepsilon_{\text{тек}}$ путем гашения марки на фоне неба. Выявилось, что при расхождении в значениях $\varepsilon_{\text{тек}}$, определенных разными наблюдателями, на $n\%$ разброс величины S_M составляет примерно $\pm 2n\%$. Так как расхождения в измеренных значениях $\varepsilon_{\text{тек}}$ иногда доходят до 20%, а при частичной облачности и больше, разброс значений S_M иногда достигает $\pm 30, \pm 40\%$.

Как показал опыт, использование среднего, а не текущего значения K_0 не всегда выгодно, особенно при наблюдениях в азимуте солнца, когда из-за влияния атмосферной индикатрисы рассеяния паразитный свет прибора искажает принятое среднее значение K_0 .

Наконец, необходимость определения текущего значения $\varepsilon_{\text{тек}}$ принятым методом не позволяла измерять S_M в сумерки и даже в предшествующие им часы из-за различий в яркости полей адаптации, когда марка прибора сначала гасится на фоне черной полости (причем черное тело стоит на подставке у поверхности земли), а затем сразу же на фоне значительно более яркого неба.

Эти недостатки первоначального варианта метода относительной яркости, на наш взгляд, настолько существенны, что без их устранения нецелесообразно внедрять метод на сеть гидрометеорологических станций, хотя он и выдержал сдаточные испытания.

Поиски устранения отмеченных выше недостатков привели к идее методической перестройки процесса наблюдения. Оказывается, эти недостатки можно устранить, если вести наблюдения не за одним, а за двумя подобными черными телами, из которых одно должно находиться на таком близком расстоянии от точки наблюдения (2—3 м), что яркостью дымки на нем можно пренебречь во всех практических случаях.

§ 2. Теория метода двух черных тел

Наличие близкого черного тела, подобного по форме дальнему телу, позволяет осуществить идею измерения, заключающуюся в введении текущих поправок в принятое среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ дальнего черного тела,

что в корне меняет все соотношения точностей, особенно при больших значениях z .

Можно было бы поступить иначе, каждый раз определяя по ближнему черному телу текущее значение $K_{0, \text{тек}}$, полагая, что оно справедливо и для дальнего черного тела. Но такой прием потребовал бы каждый раз измерять текущее значение порога $\epsilon_{\text{тек}}$, гася марку прибора на фоне неба. Это не дало бы нам никаких преимуществ по сравнению с первоначальным вариантом метода, поскольку сохранились бы все разобранные выше недостатки таких измерений.

Новизна метода двух черных тел заключается в том, что введение текущих поправок в среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ осуществляется посредством использования не текущего, а осредненного значения порога ϵ . Для определения последнего разработан новый прием измерения, заключающийся не в гашении марки на фоне неба, как это до сих пор всегда делалось, а в гашении марки на фоне ближнего черного тела, т. е. по методу относительной яркости со всеми преимуществами в отношении точности измерения, которые дает этот метод.

Для того чтобы измерить порог по методу относительной яркости, необходимо знать среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ ближнего черного тела. Это значение $K_{0, \text{ср}}$ может быть определено из длительных серий измерений по первоначальному варианту относительной яркости, по которому мы вынуждены измерять (правда, временно) порог ϵ по погашению марки на фоне неба.

Получив с необходимой точностью (например, из нескольких десятков серий измерений) среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ ближнего черного тела, которое эквивалентно $K_{0, \text{ср}}$ дальнего черного тела, мы имеем теперь основу для измерения ϵ по новому методу, не прибегая более к наблюдению по «небу». Измерение $K_{0, \text{ср}}$ другим методом недопустимо, так как в этом случае не будет учтено искажающее влияние на все последующие измерения паразитной яркости измерителя видимости.

Итак, имея среднее значение $K_{0, \text{ср}}$ ближнего черного тела, мы можем на основе (2) получить выражения либо для текущего значения $\epsilon_{\text{тек}}$, либо для среднего $\epsilon_{\text{ср}}$ по методу относительной яркости.

Из (2) получим

$$\frac{V'_{\text{бл. тек}}}{\epsilon_{\text{тек}} - 1} = 1 - K_{0, \text{ср}},$$

откуда

$$\epsilon_{\text{тек}} = \frac{1 - K_{0, \text{ср}}}{V'_{\text{бл. тек}} + (1 - K_{0, \text{ср}})}, \quad (3)$$

где $V'_{\text{бл. тек}}$ — число, определяемое по градуировочной таблице по моменту гашения марки на фоне ближней черной полости.

Выражение (3), по существу, характеризует новый метод измерения порога контрастной чувствительности, обладающий многими преимуществами перед способом определения ϵ по гашению марки (или черного щитка) на фоне неба или светлой поверхности.

Если речь идет об исследовании только величины ϵ , то выражение (3) можно упростить, если в знаменателе пренебречь разностью $1 - K_{0, \text{ср}}$, которая в 25—40 раз меньше величины $V'_{\text{бл. тек}}$.

Различие между полученным приближенным выражением

$$\varepsilon_{\text{тек}} = \frac{1 - K_{0, \text{ср}}}{V'_{\text{бл. тек}}}$$

и точным (3) составляет всего лишь 2—4% величины $\varepsilon_{\text{тек}}$.

Для измерения S_m , как указывалось, выгоднее пользоваться средним значением $\varepsilon_{\text{ср}}$, а не текущим.

В этом случае вместо (3) будем иметь

$$\frac{V'_{\text{бл. ср}}}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{ср}}} - 1} = 1 - K_{0, \text{ср}},$$

откуда

$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{ср}}} = 1 + \frac{V'_{\text{бл. ср}}}{1 - K_{0, \text{ср}}}, \quad (4)$$

где $V'_{\text{бл. ср}}$ — среднее число, определяемое по градуировочной таблице прибора из длительных серий наблюдений по моменту гашения марки на фоне ближнего черного тела.

Подстановка $\frac{1}{\varepsilon_{\text{ср}}}$ в (2) вместо $\frac{1}{\varepsilon_{\text{тек}}}$ приводит к выражениям:

$$\left. \begin{aligned} K_{0, \text{тек}} &= 1 - \left(\frac{1 - K_{0, \text{ср}}}{V'_{\text{бл. ср}}} \right) V'_{\text{бл. тек}} \\ K_{\text{тек}} &= 1 - \left(\frac{1 - K_{0, \text{ср}}}{V'_{\text{бл. ср}}} \right) V'_{\text{д. тек}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $V'_{\text{бл. тек}}$ — число, определяемое каждый раз по градуировочной таблице по моменту гашения марки на фоне ближнего черного тела при текущем измерении видимости; $V'_{\text{д. тек}}$ — то же, но по моменту гашения марки на фоне дальнего черного тела под дымкой. Выражение, стоящее в скобках, должно быть определено до начала систематических измерений S_m .

Из физического смысла принципа измерения ясно, что, хотя $K_{0, \text{тек}}$ определяется по ближнему черному телу, оно справедливо как действительное значение $K_{0, \text{тек}}$ и для дальнего черного тела, несмотря на то что в момент измерения оно находилось под дымкой.

Из (5) вытекает, что K_0 и K — текущие, т. е. измеряемые каждый раз, истинный и искаженный дымкой контрасты дальнего черного тела, несколько отличающиеся от среднего контраста из-за влияния атмосферной индикатрисы рассеяния и других факторов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что метод относительной яркости при введении в процесс наблюдения вспомогательного ближнего черного тела позволяет впервые осуществить одновременные измерения K_0 и K объекта.

Заметим, что выражения в скобках в системе (5) представляют собой одно и то же число, равное среднему значению порога ε . Если $V'_{\text{бл. тек}}$ окажется равным $V'_{\text{бл. ср}}$, то текущее $K_{0, \text{тек}}$ черного тела будет равно среднему значению $K_{0, \text{ср}}$. Отклонение $V'_{\text{бл. тек}}$ от $V'_{\text{бл. ср}}$ характеризует и отклонение текущего $K_{0, \text{тек}}$ от среднего $K_{0, \text{ср}}$, обусловленное атмосферной индикатрисой рассеяния, иным значением ε в момент наблюдения и другими факторами.

Очевидно, что $V'_{\text{д. тек}}$ не может быть равно $V'_{\text{бл. ср}}$, так как дальнее черное тело наблюдается под дымкой. Тем не менее если имеет место откло-

нение $V'_{\text{бл.тек}}$ от $V'_{\text{бл.ср}}$ в какую-либо сторону из-за указанных выше факторов, то в такой же степени и в ту же сторону отклонится и $V'_{\text{д.тек}}$. Таким образом, указанные множители учитывают поправки к значениям K_0 и K , обусловленные индикатрисой рассеяния (азимутом визирной линии относительно солнца), различными значениями ϵ у разных наблюдателей и т. д.

Заметим, что с физической точки зрения безразлично, определять ли $K_{0,\text{тек}}$ по дальнему черному телу в дни, когда на нем отсутствует дымка, или по подобному ближнему черному телу, на котором дымка отсутствует всегда. Но методически далеко не безразлично, каким приемом пользоваться при определении $K_{0,\text{тек}}$. Если определять K_0 лишь по дальнему черному телу и только в дни, когда на нем нет дымки, то практически при определении S_m мы были бы вынуждены пользоваться всегда неизменным средним значением K_0 без введения поправок, каждый раз определяя $\epsilon_{\text{тек}}$.

При определении же K_0 по ближнему черному телу мы можем оценить текущее значение $K_{0,\text{тек}}$ (дальнего тела), введя поправки в $K_{0,\text{ср}}$ и используя среднее значение порога. Опыт наблюдений показывает преимущества последнего приема в отношении точности измерения S_m . Такова сущность метода двух черных тел.

§ 3. Переход от контрастов к коэффициентам видимости

Выражение (5) может быть несколько упрощено, если от контрастов K_0 и K перейти к коэффициентам видимости

$$V = \frac{K}{\epsilon} \quad (1)$$

Можно применить к этому равенству как соотношение (3) для $\epsilon_{\text{тек}}$, так и уравнение (4) для $\epsilon_{\text{ср}}$, что представляет для нас наибольший интерес.

Из (4) имеем

$$\epsilon_{\text{ср}} = \frac{1 - K_{0,\text{ср}}}{1 - K_{0,\text{ср}} + V'_{\text{бл.ср}}} \quad (6)$$

От выражений (5), содержащих контрасты, можно перейти к коэффициентам видимости V , если (5) почленно разделить на $\epsilon_{\text{ср}}$ из (6).

Тогда при наблюдении по ближнему телу без дымки получим

$$\frac{K_{0,\text{тек}}}{\epsilon_{\text{ср}}} = V_{0,\text{тек}} = \frac{1 - K_{0,\text{ср}} + V'_{\text{бл.ср}}}{1 - K_{0,\text{ср}}} - \frac{1 - K_{0,\text{ср}} + V'_{\text{бл.ср}}}{V'_{\text{бл.ср}}} V'_{\text{бл.тек}} \quad (7a)$$

Для $V_{\text{тек}}$ при наблюдении по дальнему телу под дымкой имеем

$$V_{\text{тек}} = \frac{1 - K_0 + V'_{\text{бл.ср}}}{1 - K_{0,\text{ср}}} - \frac{1 - K_{0,\text{ср}} + V'_{\text{бл.ср}}}{V'_{\text{бл.ср}}} V'_{\text{д.тек}} \quad (7b)$$

Так как S_m по аналогии с (1) имеет вид

$$S_m = \frac{1,5L}{\lg V_{0,\text{тек}} - \lg V_{\text{тек}}} \quad (8)$$

¹ Заметим, что $V = V' + 1$, где V — градуировочная величина, фигурирующая в наблюдениях по погашению контурной линии, V' — то же, но в наблюдениях по методу относительной яркости.

и так как знаменатель есть логарифм отношения $V_{0, \text{тек}}$ к $V_{\text{тек}}$, правую часть уравнений (7а) и (7б) можно преобразовать, разделив первые члены правой части на выражение, стоящее в скобках, во вторых членах.

Тогда получим

$$\frac{V_{0, \text{тек}}}{V_{\text{тек}}} = \frac{A - V'_{\text{бл. тек}}}{A - V'_{\text{д. тек}}}, \quad (9)$$

где

$$A = \frac{V'_{\text{бл. ср}}}{1 - K_{0, \text{ср}}}.$$

Конечно, практически в (9) следует вычислять разность логарифмов по (8), а не логарифм отношения.

Впрочем, практически никаких вычислений производить не приходится, так как выгоднее использовать вспомогательные таблицы, сразу дающие величины S_m в зависимости от значений $V'_{0, \text{тек}}$ и $V'_{\text{д. тек}}$. Важно отметить, что отдельные конструкции приборов имеют свои значения A , что обусловлено величиной паразитной яркости и другими факторами. Укажем, что для модернизированных приборов ИВ ГГО $A \approx 20 \div 25$.

§ 4. Некоторые особенности метода двух черных тел

Изложенный выше метод двух черных тел основан на предположении, что одно из черных тел (дальнее) всегда под дымкой, другое (ближнее) без дымки. Но возможен и другой вариант, заключающийся в том, что оба черных тела находятся под дымкой. Такой вариант требует, чтобы ближнее черное тело было удалено от наблюдателя на 0,1—0,2 расстояния до дальнего черного тела.

Выражения (7а) и (7б) для V или (5) для K справедливы и в последнем случае, но вместо $V'_{0, \text{тек}}$ или $K_{0, \text{тек}}$ в эти формулы войдет $V'_{\text{д. тек}}$ или $K_{\text{тек}}$, определяемые по отодвинутому ближнему черному телу. Кроме того, в числителе правой части уравнения (8) должна появиться разность расстояний $L_2 - L_1$ между дальним и ближним черными телами. Очевидно, что наличие этой разности несколько ограничивает измерительные возможности метода. Можно, конечно, соответственно отодвинуть дальнее черное тело, но это повлечет за собой некоторое увеличение его размеров. Помимо этого обстоятельства, излагаемый вариант требует более подробных вспомогательных таблиц.

Таким образом, хотя теоретически оба варианта метода двух черных тел должны давать примерно одинаковые результаты, последний вариант в эксплуатационном отношении несколько хуже, чем первый.

Метод двух черных тел требует геометрического подобия устанавливаемых на местности черных тел, что допускает возможность некоторого отступления от требований их максимальной черноты. Последнее обстоятельство очень важно, так как необходимые сравнительно небольшие черные тела могут быть еще несколько уменьшены. Дальнее черное тело, устанавливаемое в 200—250 м от точки наблюдения, имеет сечение 60×60 см, основание 90 см и заднюю стенку, наклоненную вперед под углом 45—60°. Размеры ближнего черного тела, расположенного в 2,5—3 м от точки наблюдения (т. е. в 100 раз ближе дальнего), уменьшены в 100 раз.

Метод двух черных тел позволяет измерять S_m в пределах 5z — 250z, т. е. от 1,2 до 50—60 км. Для измерения S_m от 1,2 км и меньше целесообразнее вести наблюдения по промежуточному черному телу, устанавли-

ваемому в 25—30 м от точки наблюдения и уменьшенному в 10 раз по сравнению с дальним телом. Черные тела следует устанавливать на одной высоте и примерно в одном азимуте.

Принцип измерения, заключающийся в последовательном гашении марки прибора по двум черным телам и устраняющий необходимость гашения марки на «небе», дает возможность вести наблюдения в сумерки, поскольку яркость полей адаптации сохраняется неизменной. Правда, эти измерения будут возможны лишь до тех пор, пока марка прибора видна на фоне ближнего черного тела. Опыт наблюдений показывает, что сумеречные измерения возможны до высоты солнца $-3, -4^{\circ}$.

Теоретические соображения, подтвержденные предварительными измерениями, показывают, что данные, полученные разными наблюдателями по методу двух черных тел, согласуются гораздо лучше, чем при первоначальном варианте метода относительной яркости.

В соответствии с особенностями метода относительной яркости завершена модернизация прибора ИВ ГГО, и в настоящее время изготовлено несколько экземпляров модернизированных приборов. Хотя метод двух черных тел исключает влияние паразитной яркости прибора, последняя доведена до 1—1,5%.

Разработка метода двух черных тел и модернизация прибора ИВ ГГО представляют собой завершение более чем 10-летней работы ГГО по созданию метода измерения видимости, максимально приближенного к возможностям и задачам основной сети Гидрометслужбы СССР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А. О возможности точных измерений с помощью измерителей видимости. Светотехника, № 5, 1960.
2. Гаврилов В. А. О новом принципе измерения метеорологической дальности видимости. Метеорология и гидрология, № 11, 1959.

О ВЕЛИЧИНЕ ПОРОГА КонтРАСТНОЙ Чувствительности ГЛАЗА В ВЫРАЖЕНИИ ДЛЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ДАЛЬНОСТИ Видимости

Сообщаются результаты экспериментального исследования наиболее достоверного значения контрастного порога, входящего в выражение для метеорологической дальности видимости. Величина последней вычислялась для трех значений порога (2, 3 и 5%) и сопоставлялась с точными пределами видимости по визуально фиксируемой вилке «виден — не виден». Из 261 серии наблюдений наилучшая сходимость получилась при пороге 3%.

В известное соотношение Кошмидера для метеорологической дальности видимости

$$S_m = \frac{\ln \frac{1}{\epsilon}}{\alpha} \quad (1)$$

(α — показатель ослабления атмосферы) порог контрастной чувствительности глаза ϵ входит в общем виде. Величина метеорологической дальности видимости может быть определена по этому соотношению только в том случае, если известно конкретное численное значение ϵ .

Это обстоятельство явилось одним из стимулов многочисленных исследований величины ϵ как в лабораторных, так и в полевых условиях. В результате этих исследований, продолжающихся во многих странах и в настоящее время, появились десятки и сотни работ, посвященных пороговым зрительным функциям, в том числе и пороговым восприятиям яркостного контраста. Отличительной особенностью большинства этих работ является исключительное разнообразие, а во многих случаях и противоречивость полученных результатов.

Разногласия по поводу понятия и численного значения ϵ в настоящее время настолько многочисленны, что до сих пор отсутствует согласованное и принятое всеми странами стандартное определение метеорологической дальности видимости.

Кошмидер, основываясь на классических исследованиях Кёнига, положил $\epsilon = 0,02$ (т. е. 2%), $\ln \frac{1}{\epsilon} = 3,9$, а дальность видимости трактовал как дистанцию исчезновения. Отметим, что Кёниг под указанным значением ϵ понимал минимально различимый контраст.

Значение $\epsilon = 0,02$ до сих пор часто используется как в отечественных, так и в зарубежных работах, причем величина S_m , вычисленная по этому значению порога, в одних случаях трактуется как дистанция обнаружения, а в других — как дистанция исчезновения.

В. В. Шаронов и Н. Н. Сытинская на основании своих исследований принимают $\varepsilon=0,015$, а $\ln \frac{1}{\varepsilon} \approx 4,1$ и рассматривают S_m как дистанцию исчезновения.

После второй мировой войны исследования пороговых восприятий контраста стали особенно многочисленными.

По итогам обширных лабораторных исследований Блеквелла, величине $\varepsilon=0,008 \div 0,014$ соответствует пороговое обнаружение контраста. В соответствии с этими данными регистраторы прозрачности в аэропортах США градуируются при значении $\varepsilon=0,02$, а под S_m понимается дальность обнаружения.

Шёнвальд по лабораторным данным также получил значение $\varepsilon=0,014$, но он трактует его как невоспринимаемый пороговый контраст. Численно данные Шёнвальда совпали с данными Шаронова и Блеквелла, однако понятия порога у первых двух авторов и последнего существенно различаются.

Фойтцик принимает для ε пределы $0,018—0,04$, причем указывает, что то или иное конкретное численное значение ε может рассматриваться (в зависимости от условий наблюдения) или как порог исчезновения, или как порог обнаружения.

О. Д. Бартенева и Н. Г. Болдырев на основании полевых наблюдений для порогового обнаружения получили $\varepsilon=0,05$, соответственно этому $\ln \frac{1}{\varepsilon} \approx 3,0$; S_m трактуется ими как дистанция обнаружения.

Миддлетон для порогового обнаружения в лабораторных условиях получил значение $\varepsilon=0,045$, округленное им до $0,05$; S_m он также трактует как дистанцию обнаружения. В 1953 г. это значение порога было предложено в качестве стандарта Всемирной метеорологической организации, но не было принято всеми странами. Тассель на основании глазомерных определений ε по объектам на аэродроме Бурже нашел, что $\varepsilon=0,07$, а $\ln \frac{1}{\varepsilon} \approx 2,66$, причем он впервые трактует S_m как дистанцию порогового узнавания.

В соответствии с этим значением ε были построены шкалы первых французских регистраторов прозрачности, по которым французские метеорологи с помощью эмпирических поправочных коэффициентов пытались сразу же регистрировать дальность узнавания взлетно-посадочной полосы.

В СССР шкалы регистраторов прозрачности конструкции В. И. Горышина построены для $\varepsilon=0,02$, а S_m принимается как дальность порогового исчезновения.

Автор настоящей статьи в результате многолетних исследований пороговых восприятий пришел к выводу, что любые пороговые зрительные функции следует делить на два вида, связанные с условиями наблюдений: 1) пороги при фиксированном наблюдении, когда глаз точно знает местонахождение объекта, и 2) пороги при нефиксированном наблюдении, когда местонахождение объекта вовсе не известно или известно приближенно и его приходится искать в некотором пространстве в течение заданного промежутка времени.

При фиксированном наблюдении, используя измерители видимости, легко обнаружить три вида порогов: 1) порог исчезновения $\varepsilon_{исч}$ (неразличимый пороговый контраст), 2) порог обнаружения $\varepsilon_{обн}$ (различимый пороговый контраст), 3) порог узнавания формы объекта $\varepsilon_{узн}$.

При нефиксированном наблюдении четко обнаруживаются лишь два вида порога, величина которых связана со временем поиска объекта:

1) порог обнаружения $\epsilon_{\text{обн}}$, 2) порог узнавания формы $\epsilon_{\text{узн}}$. Порог $\epsilon_{\text{исч}}$ в данном случае теряет свой смысл, так как если объект не обнаруживается в заданное время поиска, то его контраст с фоном может быть принят как $\epsilon_{\text{исч}}$. Если же объект обнаруживается, то его контраст уже не может быть порогом $\epsilon_{\text{исч}}$.

Фиксированные пороги практически «мгновенны», т. е. они определяются быстро и в какой-то степени не зависят от длительности наблюдения. Нефиксированные пороги «временные», их величина существенно зависит от времени поиска.

По данным автора, при фиксированном наблюдении в среднем $\epsilon_{\text{исч}} = 0,019$, $\epsilon_{\text{обн}} = 0,025 \div 0,030$; $\epsilon_{\text{узн}} = 0,035 \div 0,040$. При нефиксированном наблюдении и в пределах 15—20-секундного поиска $\epsilon_{\text{узн}} = 0,05 \div 0,09$, или в среднем 0,07. По Тассеюлю, нефиксированный порог $\epsilon_{\text{узн}} = 0,07$.

По нашему мнению, понятие «метеорологическая дальность видимости» должно быть привязано к фиксированному наблюдению, а величина S_m должна вычисляться с фиксированным порогом $\epsilon_{\text{исч}}$.

Таков далеко не полный перечень разнообразных трактовок ϵ и связанных с ними трактовок S_m . Ясно, что разнообразие видов и численных значений пороговых контрастов отображает разнообразие свойств зрения человека; чуткую реакцию зрения на малейшие изменения условий наблюдения.

В чем же заключается источник разногласий в выборе конкретного значения ϵ и в трактовке метеорологической дальности видимости?

Одним из главных источников этих разногласий является убежденность почти каждого исследователя в том, что именно его данные и его точка зрения в наибольшей степени соответствуют правильному подходу к данному вопросу.

Другим источником разногласий служат весьма многочисленные ошибочные отождествления величины S_m с дальностью видимости реальных объектов S_p , т. е. когда S_m и S_p отождествляются.

Например, некоторые сторонники трактовки S_m как дистанции обнаружения часто утверждают, что именно такая трактовка соответствует задачам обеспечения авиации. Однако ясно, что дальность обнаружения черного тела на фоне неба не имеет ничего общего с дальностью обнаружения, например, взлетно-посадочной полосы на фоне зеленой травы.

Перечисленные обстоятельства побудили автора данной статьи проинвестировать на фотометрическом полигоне ГГО в Воейково специальное исследование с целью установления, при каком значении ϵ величина S_m , вычисленная по (1), в наибольшей степени совпадает с фактической величиной S_m .

Исходное положение исследования заключалось в следующем: правильному значению ϵ должно соответствовать наибольшее число совпадений измеренных величин S_m с ее фактическими значениями.

В качестве критерия фактического значения S_m принималась точная, визуально фиксируемая на местности вилка видимости «виден — не виден» по естественным и искусственным объектам. Правильность выбранного значения ϵ оценивалась по количеству попаданий измеренных значений S_m в пределы той или иной вилки.

Использование вилки в качестве эталона видимости сопряжено, конечно, с некоторой неточностью, поскольку указываются пределы видимости, а не фактическое значение. Но с этим пришлось мириться из-за отсутствия эталонной установки.

На фотометрическом полигоне были выбраны естественные объекты и установлены дополнительные искусственные объекты в виде щитов,

проектирующихся на фоне неба, в результате чего мы располагали вилками, сведения о которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ вилки	Пределы вилки, м	Ширина вилки относительно середины, $\pm \%$	Характер объектов, образующих вилку
1	100—200	33	Искусственные щиты
2	200—300	20	" "
3	300—420	17	" "
4	500—1000	33	Черный щит и хвойный лес с изрезанным контуром
5	420—1000	40	То же
6	1000—1400	17	Хвойный лес и отдельная сосна
7	1700—2700	23	Травянистый холм и хвойный лес
8	2700—4000 ¹	19,4	Хвойный лес

Как видно из данных табл. 1, относительная ширина пяти вилок из восьми лежит в пределах точности измерений, достигаемой измерителями видимости (вилки № 2, 3, 6, 7 и 8).

Указанные восемь вилок были разбиты на три более или менее однородные группы, содержащие вилки с примерно одинаковой относительной шириной: 1-я группа — вилки № 3, 6, 8 с относительной шириной $\pm 17\%$; 2-я группа — вилки № 2, 7 с относительной шириной $\pm 22\%$; 3-я группа — вилки № 1, 4, 5 с относительной шириной $\pm 33, \pm 40\%$.

По трем группам вилок была проведена 261 серия наблюдений, произведенных в течение года. Измерения производились только в те дни, когда были условия для точной визуальной фиксации вилки по методу «виден — не виден».

За окончательный критерий точности определения S_m при том или ином значении ϵ принималось количество попаданий как в точные пределы визуально фиксируемой вилки, так и в пределы вилки, расширенной на $\pm 20\%$ от ее верхней и нижней границ.

Величина S_m измерялась с помощью прибора ИВ ГГО по естественным и искусственным объектам по методу фотометрического гашения и вычислялась по формуле, аналогичной (1),

$$S_m = \frac{L \lg \frac{1}{\epsilon}}{\lg V_0 - \lg V}, \quad (2)$$

где L — расстояние до объекта наблюдения (всегда меньше нижней границы вилки), V_0 — истинный, не искаженный дымкой коэффициент видимости объекта, заранее определенный из длительных наблюдений, V — коэффициент видимости того же самого объекта, искаженный дымкой и определяемый по текущим наблюдениям.

Для расчетов были использованы следующие величины ϵ : 0,02; 0,03; 0,05, которым соответствуют значения $\lg \frac{1}{\epsilon}$ в (2) 1,7; 1,5; 1,3. По этим

¹ За верхний предел вилки приняты показания регистратора прозрачности и оценка степени дымки на объекте, расположенном в 2700 м. Объект на расстоянии 4000 м на полигоне отсутствует.

Таблица 2

Визуальные границы видимости («виден — не виден», м)	Число случаев измерений S_m в ‰		Число измерений S_m , попавших в точную вилку	Число измерений S_m , попавших в вилку, расширенную на $\pm 20\%$ от границ точной вилки	Число измерений S_m с отклонением $\geq 20\%$ от границ точной вилки (брак)	Число измерений S_m , вышедших за верхний предел точной вилки (знак плюс)	Число измерений S_m , вышедших за нижний предел точной вилки (знак минус)
1	2	3	4	5	6	7	8

1-я группа вилок с относительной шириной $\pm 17\%$ (91 случай наблюдений)

300—420	25	2	18 (72)	23 (92)	2 (8)	6 (86)	1 (14)
		3	19 (76)	24 (96)	1 (4)	2 (33)	4 (67)
		5	13 (52)	23 (92)	2 (8)	—	12 (100)
1000—1400	28	2	13 (48)	24 (86)	4 (14)	—	15 (100)
		3	8 (29)	20 (71)	8 (29)	—	20 (100)
		5	1 (4)	7 (25)	21 (79)	—	27 (100)
2700—4000	38	2	14 (37)	25 (70)	13 (30)	24 (100)	—
		3	24 (63)	35 (92)	3 (8)	12 (86)	2 (14)
		5	23 (60)	35 (92)	3 (8)	7 (46)	8 (54)
Среднее	91	2	45 (50)	72 (80)	19 (20)	30 (65)	16 (35)
		3	51 (56)	79 (87)	12 (13)	17 (32)	26 (68)
		5	37 (41)	65 (71)	26 (29)	7 (13)	47 (87)

2-я группа вилок с относительной шириной $\pm 22\%$ (97 случаев наблюдений)

200—300	35	2	21 (61)	33 (94)	2 (6)	8 (57)	6 (43)
		3	22 (64)	32 (91)	3 (9)	3 (23)	10 (77)
		5	15 (43)	27 (77)	8 (23)	1 (5)	19 (95)
1700—2700	62	2	25 (40)	44 (71)	18 (29)	35 (95)	2 (5)
		3	42 (68)	53 (85)	9 (15)	17 (85)	3 (15)
		5	45 (73)	54 (87)	8 (13)	12 (71)	5 (29)
Среднее	97	2	46 (47)	77 (80)	20 (20)	43 (84)	8 (16)
		3	64 (65)	85 (88)	12 (12)	20 (60)	13 (40)
		5	60 (61)	81 (84)	16 (16)	13 (35)	24 (65)

3-я группа вилок с относительной шириной $\pm 33\%$ (97 случаев наблюдений)

100—200	7	2	5 (71)	7 (100)	—	2 (100)	—
		3	7 (100)	—	—	—	—
		5	6 (86)	7 (100)	—	—	1 (100)
500—1000	24	2	21 (88)	24 (100)	—	3 (100)	—
		3	19 (80)	24 (100)	—	4 (80)	1 (20)
		5	18 (75)	23 (96)	1 (4)	—	6 (100)
420—1000	42	2	37 (89)	42 (100)	—	3 (60)	2 (40)
		3	40 (96)	42 (100)	—	—	2 (100)
		5	33 (78)	40 (95)	2 (5)	—	9 (100)
Среднее	73	2	63 (86)	73 (100)	—	8 (80)	2 (20)
		3	66 (90)	73 (100)	—	4 (57)	3 (43)
		5	57 (78)	70 (96)	3 (4)	—	16 (100)

трем значениям ϵ были вычислены величины S_m по 261 серии наблюдений.

Результаты анализа представлены в табл. 2. Начиная с графы 4, помимо цифр, соответствующих названию граф, в скобках указывается процентное соотношение между этими цифрами и соответствующим общим количеством.

Графа 5 введена для того, чтобы сделать объективнее окончательное суждение о пригодности того или иного значения ϵ и учесть ошибки измерения S_m , составляющие 15—20%.

Наблюдения, вышедшие за верхний и нижний пределы точной, нерасширенной вилки, с их знаками отклонений даны в графах 7 и 8, причем за 100% принималось общее число наблюдений (включая брак), вышедших за пределы точной вилки.

Анализ данных табл. 2 позволяет сделать следующие выводы.

Из восьми вилок по трем группам наибольший процент попадаемости в точные вилки для $\epsilon=3\%$ приходится на пять вилок, для $\epsilon=2\%$ — на две вилки, для $\epsilon=5\%$ — на одну вилку.

Из 261 серии наблюдений попадает в точные вилки:

ϵ %	Число случаев	%
2	154	59
3	181	69
5	154	59

В вилки, расширенные на $\pm 20\%$, попадает:

ϵ %	Число случаев	%
2	222	85
3	237	91
5	216	83

Таким образом, при $\epsilon=3\%$ получается наибольшее количество попаданий как в точные вилки, так и в расширенные.

Второе обстоятельство, которое бросается в глаза, — это число и характер отклонений измеренных значений S_m от верхней и нижней границ точных вилок. При $\epsilon=5\%$ в шести вилках из восьми почти все отклонения имеют знак минус.

Поскольку вилка определяется по принципу «виден — не виден», нижняя граница вилки всегда замечается глазом; следовательно, преобладание минусовых отклонений при $\epsilon=5\%$ означает, что этот порог больше минимального ощущаемого контраста $\epsilon_{обн}$.

Число и знаки отклонений для трех значений ϵ указаны в табл. 3, в которой 261 серия наблюдений принята за 100%.

Таблица 3

ϵ %	Общее число отклонений от пределов точной вилки	Число отклонений со знаком плюс	Число отклонений со знаком минус
2	107 (41)	81 (75)	26 (25)
3	80 (31)	38 (48)	42 (52)
5	108 (41)	21 (19)	87 (81)

Из данных табл. 3 видно, что только для $\epsilon=3\%$ оба знака отклонений одинаково часты; для $\epsilon=2\%$ и особенно для $\epsilon=5\%$ повторяемость знаков резко различается.

Тот факт, что при $\varepsilon = 5\%$ в большинстве случаев получаются минусовые отклонения, означает, что эта величина ε для оценки нижнего предела вилки как порога обнаружения при фиксированном наблюдении слишком велика, так как наблюдатели в качестве нижнего предела вилки воспринимают контраст, меньший 5% . По нашим данным, 5% -ный пороговый контраст скорее соответствует пороговому узнаванию формы объекта, чем его пороговому обнаружению. Преобладание плюсовых отклонений (75% всех случаев) при $\varepsilon = 2\%$ означает, что этот порог слишком мал и не характеризует невоспринимаемый пороговый контраст, который следует положить большим.

Результаты данного исследования, касающиеся $\varepsilon = 3\%$, следует признать несколько неожиданными.

Возникло предположение, что естественные объекты, которыми являются отдельная сосна (расстояние 1400 м), высокий холм (расстояние 1700 м), лес с отдельными, резко выступающими деревьями (расстояние 2700 м), вносят известный элемент неточности как в значения пределов вилки, так и в значения S_m , измеренные по тому или иному из этих объектов. Этот элемент неточности обусловлен, по нашему мнению, характером контуров естественных объектов: изрезанный, пилообразный контур снижает дальность видимости объекта, порог восприятия такого контура возрастает. Поэтому, если измерять порог по степени видимости таких объектов, как это сделал, например, Фойтцик, величина порога во всех случаях будет завышенной. Значит, можно ожидать, что исследование по объектам с неизрезанным контуром, например по искусственным объектам — щитам, даст возможность сделать более четкие выводы о влиянии ε на достоверность величины S_m , вычисляемой по (1). Из имеющихся наблюдений автор отобрал только те, которые были произведены по щитам, и организовал дополнительные наблюдения только по щитам (эти дополнительные наблюдения также включены в табл. 2). Мы получили таким образом пять вилок, образованных щитами и одним хвойным лесом с относительно плавным контуром. Результаты этих измерений представлены в табл. 4.

Данные этой таблицы, содержащей 133 случая наблюдений, подтверждают предположения автора о возможности сделать еще более четкие выводы о влиянии величины ε на значение S_m . Для всех пяти вилок наибольшее число попаданий в точную вилку опять приходится на $\varepsilon = 3\%$ (80% всех случаев наблюдений). На $\varepsilon = 2\%$ приходится 77% случаев, а на $\varepsilon = 5\%$ — 64% . Попадание в расширенные пределы вилок составляет 97% для $\varepsilon = 3\%$, по 90% для $\varepsilon = 2\%$ и $\varepsilon = 5\%$.

Распределение знаков отклонений в этом случае еще более четкое, а именно для $\varepsilon = 5\%$ 100% отклонений являются минусовыми относительно нижней видимой границы точной вилки; для $\varepsilon = 2\%$ снова преобладает преобладание плюсовых отклонений от верхнего предела вилки (71%), и только 3% -ный порог дает более равномерное распределение знаков.

Недопустимо большие отклонения измеренных значений S_m от границ расширенной вилки (брак) по всем восьми вилкам из 261 серии наблюдений составляют:

ε %	Количество забракованных наблюдений	% от общего числа
2	39	15
3	24	9
5	45	17

Таблица 4

Фактические границы видимости ("виден—не виден"), м	Число случаев измерений S_m	Ширина вилки, \pm %	ε %	Число измерений S_m попавших в точную вилку	Число измерений S_m попавших в вилку, расширенную на $\pm 20\%$ от границ точной вилки	Число измерений S_m с отклонением $\geq 20\%$ от границ точной вилки (Фрак)	Число отклонений со знаком плюс	Число отклонений со знаком минус
100—200	7	33	2	5 (71)	7 (100)	—	2 (100)	—
			3	7 (100)	—	—	—	
			5	6 (86)	7 (100)	—	—	1 (100)
200—300	35	20	2	21 (60)	33 (94)	2 (6)	8 (57)	6 (43)
			3	32 (63)	32 (91)	3 (9)	3 (23)	10 (77)
			5	15 (43)	27 (77)	6 (17)	1 (5)	19 (95)
300—420	25	17	2	18 (72)	23 (92)	2 (8)	6 (86)	1 (14)
			3	19 (76)	24 (96)	1 (4)	2 (33)	4 (67)
			5	13 (52)	23 (92)	2 (8)	—	12 (100)
420—1000 ¹	42	40	2	37 (87)	42 (100)	—	3 (60)	2 (40)
			3	40 (95)	42 (100)	—	—	2 (100)
			5	33 (79)	40 (95)	2 (5)	—	9 (100)
500—1000	24	33	2	21 (88)	24 (100)	—	3 (100)	—
			3	19 (80)	24 (100)	—	4 (80)	1 (20)
			5	18 (75)	23 (96)	1 (4)	—	6 (100)
Среднее	133	—	2	102 (77)	129 (97)	4 (3)	22 (71)	9 (29)
			3	107 (80)	129 (97)	4 (3)	9 (35)	17 (65)
			5	85 (64)	120 (90)	13 (10)	1 (2)	47 (98)

Отсюда видно, что при $\varepsilon = 3\%$ количество недопустимо больших отклонений почти вдвое меньше, чем при $\varepsilon = 5\%$, и на 60% меньше, чем при $\varepsilon = 2\%$.

Таким образом, анализ экспериментального материала показывает, что по количеству попаданий в пределы как точной вилки, так и расширенной на $\pm 20\%$, по равномерности распределения знаков отклонений от границ точной вилки и, наконец, по наименьшему количеству брака значение S_m , вычисленное при $\varepsilon = 0,03$, имеет явное преимущество перед S_m , вычисленным при $\varepsilon = 0,02$ и $\varepsilon = 0,05$. Величина $\varepsilon = 0,02$, по нашим данным, слишком мала, и S_m получается завышенным. Величина $\varepsilon = 0,05$, по-видимому, слишком велика, так как S_m получается (в 40% случаев) ниже фактически видимой нижней границы вилки.

В соответствии с произведенным экспериментом мы полагаем, что для наиболее достоверного значения ε в выражении (1) нужно принять $\varepsilon = 0,03$, а $\ln \frac{1}{\varepsilon} = 3,5$ (или $\lg \frac{1}{\varepsilon} = 1,5$). Если при $\varepsilon = 2\%$ S_m трактуется как дальность исчезновения, а при $\varepsilon = 5\%$ — как дальность обнаружения, то при $\varepsilon = 3\%$ S_m можно трактовать как дальность абсолютного черного тела, лежащую точно посередине между дальностью исчезновения и дальностью обнаружения и отстоящую от этих крайних границ на $\pm 15\%$. Точно так же значение $\varepsilon = 3\%$ может быть принято как величина порогового контраста, лежащая между пороговым исчезновением и пороговым обнаружением контраста.

¹ Хвойный лес.

Основываясь на проведенном эксперименте, мы в дальнейшем в выражении (1) стали использовать $\varepsilon = 3\%$ и отказались от ε , равного 2 и 5%, как менее достоверных величин.

В целях устранения разногласия в выборе ε при использовании выражения (1) мы рекомендуем в качестве стандарта $\varepsilon = 0,03$ как наиболее достоверную величину, полученную на основании прямых и длительных измерений.

Автор приносит искреннюю благодарность сотрудникам фотометрического полигона Н. М. Судеревской, Л. А. Кустовой и Л. Г. Кузьмину, принимавшим участие в работе и выполнившим основные наблюдения.

Е. П. НОВОСЕЛЬЦЕВ

К ВОПРОСУ О ПРИБЛИЖЕННОМ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ СИЛЬНО ВЫТЯНУТОЙ ИНДИКАТРИСЕ РАССЕЯНИЯ

В статье рассматривается вопрос о недостатках некоторых приближенных методов решения уравнения переноса в среде с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния. Предложен новый метод, применимый и в случае сильно вытянутой индикатрисы. Проведено сравнение результатов, полученных по данному методу, с результатами численного интегрирования уравнения переноса, полученными Е. С. Кузнецовым и Б. В. Овчинским.

При теоретическом рассмотрении вопроса о пропускании радиации облачным слоем приходится иметь дело с решением уравнения переноса радиации в среде с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния. В настоящее время нет точного метода решения указанной задачи, поэтому обычно приходится прибегать к помощи какого-либо приближенного метода.

Наиболее строгими в математическом отношении являются приближенные методы, развитые в работах С. Чандрасекара, Е. С. Кузнецова, Н. Г. Болдырева, Е. М. Фейгельсон. В основу этих методов положена одна из следующих двух идей:

- 1) индикатриса рассеяния разлагается в ряд по полиномам Лежандра и берется конечное (обычно небольшое) число членов разложения;
- 2) индикатриса рассеяния аппроксимируется δ -функцией.

При использовании методов первого типа естественно встает вопрос о том, насколько точно мы можем представить сильно вытянутую индикатрису рассеяния конечной суммой ряда со сравнительно небольшим числом членов. Как известно, при рассеянии света на крупных частицах ($\rho \gg 1$) основная часть энергии сосредоточена в области малых углов, поэтому, для того чтобы верно представить индикатрису некоторой приближенной формулой, необходимо выполнение условия максимального совпадения точной и приближенной индикатрис именно в области малых углов.

Представим индикатрису рассеяния разложением в ряд по полиномам Лежандра

$$x(\gamma) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i P_i [\cos \gamma], \quad (1)$$

где $x(\gamma)$ — индикатриса рассеяния, γ — угол рассеяния, C_i — коэффи-

циенты разложения индикатрисы в ряд по полиномам Лежандра, $P_i[\cos \gamma]$ — полином Лежандра степени i .

Если мы оборвем ряд (1) на n -м члене, то приближенное выражение индикатрисы $x^*(\gamma)$ будет иметь вид

$$x^*(\gamma) = \sum_{i=0}^n C_i P_i[\cos \gamma]. \quad (2)$$

Критерием применимости $x^*(\gamma)$ вместо $x(\gamma)$ может являться условие близости $x(0)$ и $x^*(0)$, где

$$x^*(0) = \sum_{i=0}^n C_i P_i(1) = \sum_{i=0}^n C_i.$$

Здесь

$$\begin{aligned} |C_i| &= \frac{2i+1}{2} \left| \int_{-1}^{+1} x(t) P_i(t) dt \right| \leq \frac{2i+1}{2} \int_{-1}^{+1} |x(t)| |P_i(t)| dt \leq \\ &\leq \frac{2i+1}{2} \int_{-1}^{+1} |x(t)| dt = 2i+1. \end{aligned}$$

Таким образом,

$$x^*(0) \leq \sum_{i=0}^n (2i+1) = (n+1)^2.$$

По данным работ [1, 2], $x(0)$ имеет порядок 10^4 . Это означает, что представление реальной облачной индикатрисы даже 10 членами (а не тремя, как в работе [3]) дает ошибку в области малых углов, превышающую 10%. Решение в этом случае становится чрезвычайно громоздким. Это заставляет отказаться от метода, связанного с разложением индикатрисы в ряд по полиномам Лежандра. О неприменимости данного метода указывалось также в работе [4].

Несколько позднее при решении задачи о поглощении коротковолновой радиации в облаке Фейгельсон предложила аппроксимировать реальную облачную индикатрису δ -функцией [5]. Повторяя выкладки Фейгельсон, получаем для потока нисходящей радиации на уровне нижней границы облака следующее выражение:

$$\begin{aligned} F_2(0) &= \pi S e^{-(\tau_0 + \tau_2) m_\odot} \sin h_\odot + g M \pi S \beta e^{-\tau_2} \sin h_\odot \left\{ m \frac{1 - \sqrt{\frac{r}{p}}}{1 + \sqrt{rp}} - \right. \\ &\quad \left. - n \frac{1 + \sqrt{\frac{r}{p}}}{1 - \sqrt{rp}} \right\} [e^{-\tau_2 (1 - \sqrt{rp}) m_\odot} - 1], \end{aligned}$$

где F_2 — поток нисходящей радиации, πS — солнечная постоянная, h_\odot — высота солнца, m_\odot — косинус h_\odot , τ_2 — оптическая толщина надоблачного слоя, τ_0 — оптическая толщина облачного слоя, g — отношение

коэффициента рассеяния облака к коэффициенту ослабления, β — доля энергии, рассеянной вперед,

$$r = \frac{1 - 2g\beta + g}{2\beta - 1}, \quad p = (1 - g)(2\beta - 1),$$

$$m = 1 - \sqrt{\frac{r}{p}} + g(1 - \beta) \frac{1 + \sqrt{\frac{r}{p}}}{1 - \sqrt{rp}},$$

$$n = 1 + \sqrt{\frac{r}{p}} + g(1 - \beta) \frac{1 - \sqrt{\frac{r}{p}}}{1 + \sqrt{rp}},$$

$$M = \frac{1}{n^2 e^{\sqrt{rp} m \tau_0} - m^2 e^{-\sqrt{rp} \tau_0}}.$$

Учитывая то обстоятельство, что, по данным работ [1, 2], величина $1 - \beta$ составляет несколько тысячных, а величина g практически мало отличается от единицы [3, 6], мы можем с большой степенью точности заменить $e^{\pm \sqrt{rp} m \tau_0}$ на $1 \pm \sqrt{rp} m \tau_0$.

Кроме того, так как оптическая толщина облака $\tau_2 \gg 1$, величина $e^{-(\tau_2 + \tau_0) m \tau_0}$ исчезающе мала. Приняв во внимание вышесказанное и проделав необходимые упрощения, получим следующее выражение для потока нисходящей радиации:

$$F^{(2)}(0) \approx \frac{\pi S \sin h_{\odot}}{g + f m_{\odot}}, \quad (3)$$

где

$$f = \frac{\tau_0 g}{4} \{ 2(p + r)(2\beta - 1) + 2(1 - \beta)^2 [p + r(2\beta - 1)] + \\ + 4(1 - \beta)[p - r(2\beta - 1)] \}.$$

Выражение вида (3) получено в работах В. Г. Кастрова [7], М. Е. Берлянда [8], Л. Г. Махоткина [9] в предположении, что рассеяние происходит только вдоль падающего луча. Формула вида (3) дает хорошие результаты при определении суммарной радиации в случае безоблачного неба. Однако при определении суммарной радиации при наличии облаков эта формула, как показывает сопоставление с результатами наблюдений, становится неприменимой.

Отсюда следует, что метод, связанный с аппроксимацией индикатрисы рассеяния δ -функцией, для расчета пропускания радиации облаком непригоден. Напомним, что Фейгельсон разработала свою теорию применительно к другой задаче (о поглощении коротковолновой радиации облаком).

Вышесказанное побуждает искать иные пути приближенного решения уравнения переноса при наличии сильно вытянутой индикатрисы рассеяния.

Будем исходить из общего интегродифференциального уравнения переноса радиации

$$\cos \vartheta \frac{dI(\tau, r)}{d\tau} = \frac{1}{4\pi} \int I(\tau, r') x(\tau, r', r) d\omega' - I(\tau, r), \quad (4)$$

где I — интенсивность рассеянной радиации, τ — оптическая толщина слоя, для которого определяется I , r — направление, в котором опреде-

ляется I , $x(\tau, r', r)$ — индикатриса рассеяния, ϑ — угол между нормалью к слою и направлением r , $d\omega'$ — элемент телесного угла. Интегрирование распространяется на поверхность единичного радиуса.

Как показано в работе [10], данное интегродифференциальное уравнение эквивалентно следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF^{(1)}}{d\tau} &= -m^{(1)}(\tau) \Gamma^{(1)}(\tau) F^{(1)}(\tau) + m^{(2)}(\tau) \Gamma^{(2)}(\tau) F^{(2)}(\tau) \\ \frac{dF^{(2)}}{d\tau} &= -m^{(1)}(\tau) \Gamma^{(1)}(\tau) F^{(1)}(\tau) + m^{(2)}(\tau) \Gamma^{(2)}(\tau) F^{(2)}(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где

$$m^{(1)} = \frac{\int I^{(1)}(\tau, r') d\omega'}{\int I(\tau, r') \cos \vartheta' d\omega'}, \quad m^{(2)} = \frac{\int I^{(2)}(\tau, r') d\omega'}{\int I^{(2)}(\tau, r') \cos \vartheta' d\omega'}; \quad (6)$$

$$\Gamma^{(1)}(\tau) = \frac{\int I^{(1)}(\tau, r') \beta^{(1)}(r') d\omega'}{\int I^{(1)}(\tau, r') d\omega'}, \quad \Gamma^{(2)}(\tau) = \frac{\int I^{(2)}(\tau, r') \beta^{(2)}(r') d\omega'}{\int I^{(2)}(\tau, r') d\omega'}; \quad (7)$$

$$\beta^{(1)}(r') = \frac{1}{4\pi} \int x_{1,2}(\tau, r', r) d\omega, \quad \beta^{(2)}(r') = \frac{1}{4\pi} \int x_{2,1}(\tau, r', r) d\omega; \quad (8)$$

$$x_{1,2}(\tau, r', r) = x(\tau, r_1' - r), \quad x_{2,1}(\tau, r', r) = x(\tau_1 - r', r); \quad (9)$$

$$I^{(1)}(\tau, r) = I(\tau, r), \quad I^{(2)}(\tau, r) = I(\tau, -r). \quad (10)$$

Интегрирование всюду распространяется на верхнюю полусферу.

Физический смысл коэффициентов $m^{(1)}$, $m^{(2)}$, $\Gamma^{(1)}$, $\Gamma^{(2)}$ следующий: $m^{(1)}$, $m^{(2)}$ — некоторые средние секансы зенитного расстояния, определяющие направление центра тяжести восходящего и нисходящего излучения; величина $\Gamma^{(1)}$ — доля восходящего излучения, рассеянного в нижнюю полусферу, $\Gamma^{(2)}$ — доля нисходящего излучения, рассеянного в верхнюю полусферу.

При решении системы (5) коэффициенты $m^{(1)}$, $m^{(2)}$, $\Gamma^{(1)}$, $\Gamma^{(2)}$ часто принимались постоянными. Однако, как показано в работе К. Я. Кондратьева и И. Л. Сендерихиной [11], такое предположение в отношении коэффициентов $m^{(2)}$, $\Gamma^{(2)}$ может привести к существенным ошибкам. На основании экспериментального исследования углового распределения нисходящей радиации ими установлено, что средний секанс нисходящего потока изменяется от секанса зенитного угла солнца при малых оптических толщинах среды до некоторого постоянного (не зависящего от h_{\odot}) значения m_D при очень больших оптических толщинах. В тех средах, в которых поглощение играет ничтожную роль, m_D приблизительно равно 2 [1, 11].

В соответствии с вышесказанным нами вводится следующая интерполяционная формула для $m^{(2)}$:

$$m^{(2)} = (m_{\odot} - m_D) e^{-m_{\odot}(\tau^* - \tau)} + m_D. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при малых оптических толщинах $m^2 = m_{\odot}$, а при больших значениях τ $m^{(2)} = m_D$, что подтверждается данными непосредственных наблюдений.

Теперь необходимо установить закон изменения $\Gamma^{(2)}$ с оптической глубиной. В соответствии с (7) можно написать

$$\Gamma^{(2)} = \frac{\int I^{(2)}(\tau, r') \beta_2(r') d\omega'}{\int I^{(2)}(\tau, r') d\omega'} = \frac{S\beta_0 + \int I_D^{(2)}(\tau, r) \beta_2^{(1)}(r') d\omega'}{\int I_D^{(2)}(\tau, r') d\omega' + S}$$

Предполагая, что рассеянная радиация $I_D^{(2)}(\tau, r)$ изотропна, получим

$$\Gamma^{(2)} = \frac{S\beta_{\odot} + \Gamma_D D}{S + D} = \frac{\beta_{\odot} + \Gamma_D \frac{D}{S}}{1 + \frac{D}{S}}, \quad (12)$$

где β_{\odot} — доля прямой радиации, рассеянной в верхнюю полусферу, Γ_D — доля нисходящей диффузной радиации, рассеянной в верхнюю полусферу, S — величина прямой радиации, приходящей на перпендикулярную поверхность,

$$D = \int I_D^{(2)}(\tau, r') d\omega'.$$

Таким образом, для установления зависимости $\Gamma^{(2)}$ от τ необходимо определить величину отношения $\frac{D}{S}$ на всех оптических уровнях. При сделанных предположениях это отношение может быть определено следующим образом:

$$m^{(2)}(\tau) = \frac{\int I^{(2)}(\tau, r') d\omega'}{\int I(\tau, r') \cos \vartheta' d\omega'} = \frac{S + D}{\frac{S}{m_{\odot}} + \frac{D}{m_D}} = \frac{1 + \frac{D}{S}}{\frac{1}{m_{\odot}} + \frac{D}{Sm_D}}. \quad (13)$$

Решая (13) относительно $\frac{D}{S}$ и подставляя полученный результат в (12), находим

$$\Gamma = \gamma - \frac{1}{m^{(2)}(\tau)} \delta, \quad (13a)$$

где γ и δ — постоянные:

$$\gamma = \frac{m_D \Gamma_D - m_{\odot} \beta_{\odot}}{m_D - m_{\odot}}, \quad \delta = \frac{m_{\odot} m_D (\Gamma_D - \beta_{\odot})}{m_D - m_{\odot}}.$$

Коэффициенты $m^{(1)}$ и $\Gamma^{(1)}$, согласно результатам работы [11], по-видимому, могут быть приняты постоянными, соответствующими диффузному распределению восходящей радиации.

Принимая во внимание уравнения (13a) и (11), исходную систему уравнений (5) можно записать так:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF^{(1)}(\tau)}{d\tau} &= [(m_{\odot} \beta_{\odot} - m_D \Gamma_D) e^{-m_{\odot}(\tau^* - \tau)} + m_D \Gamma_D] F^{(2)}(\tau) - \\ &\quad - m_D \Gamma_D F^{(1)}(\tau) \\ \frac{dF^{(2)}(\tau)}{d\tau} &= [(m_{\odot} \beta_{\odot} - m_D \Gamma_D) e^{-m_{\odot}(\tau^* - \tau)} + m_D \Gamma_D] F^{(2)}(\tau) - \\ &\quad - m_D \Gamma_D F^{(1)}(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где τ^* — оптическая высота верхней границы рассеивающей среды, τ — оптическая высота уровня.

В качестве граничных условий принимаются следующие.

1. На верхней границе рассеивающей среды нисходящий поток равен потоку прямой радиации, а именно

$$F^{(2)}(\tau^*) = S \sin h_{\odot}. \quad (15)$$

2. На нижней границе восходящий и нисходящий потоки связаны следующим соотношением:

$$F^{(1)}(0) = F^{(2)}(0) a, \quad (16)$$

где a — альbedo подстилающей поверхности.

Решение (14) при (15) и (16) имеет вид:

$$F^{(1)}(\tau) = S \sin h_{\odot} \times \frac{\frac{p}{m_{\odot}} (1 - e^{-m_{\odot} \tau}) + (1-a) \left\{ m_D \Gamma_D e^{-\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau}} \frac{1}{m_{\odot}} A - 1 \right\}}{e^{-\frac{p}{m_{\odot}} (1 - e^{-m_{\odot} \tau^*})} + (1-a) m_D \Gamma_D e^{-\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau^*}} B}, \quad (17)$$

$$F^{(2)}(\tau) = S \sin h_{\odot} \times \frac{\frac{p}{m_{\odot}} (1 - e^{-m_{\odot} \tau}) + (1-a) m_D \Gamma_D e^{-\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau}} A}{e^{-\frac{p}{m_{\odot}} (1 - e^{-m_{\odot} \tau^*})} + (1-a) m_D \Gamma_D e^{-\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau^*}} B}, \quad (18)$$

где

$$A = \left[Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau} \right) - Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} \right) \right],$$

$$B = \left[Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau^*} \right) - Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} \right) \right],$$

$$p = (m_D \Gamma_D - m_{\odot} \beta_{\odot}) e^{-m_{\odot} \tau^*},$$

$Ei(x)$ — интегральная показательная функция.

Интересно сопоставить результаты, полученные по формуле (17), с точными данными Е. С. Кузнецова и Б. В. Овчинского [12], полученными путем численного интегрирования уравнения переноса. К сожалению, данные такого рода имеются только для сферической индикатрисы и для случая сравнительно тонких оптических слоев. Максимальное значение величины τ , рассмотренной в [12], составляет 0,6.

В табл. 1 в верхней строке приводятся данные, полученные по формуле (18), в нижней — точные данные.

Как видно из табл. 1, расхождение между точными данными и данными, полученными по формуле (18), несколько возрастает с увеличе-

Таблица I

h_{\odot} град.	a						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
60	0,656	0,684	0,723	0,748	0,784	0,825	0,869
	0,662	0,686	0,711	0,738	0,768	0,800	0,834
45	0,507	0,529	0,552	0,577	0,607	0,637	0,670
	0,511	0,529	0,547	0,570	0,592	0,617	0,644
30	0,325	0,338	0,352	0,367	0,384	0,403	0,423
	0,323	0,334	0,347	0,360	0,374	0,390	0,407

нием альbedo подстилающей поверхности. При $a = 0,2$ (что соответствует среднему значению альbedo земной поверхности в летнее время года) расхождение меньше 1%. Даже в худшем случае ($a = 0,7, h_{\odot} = 60^{\circ}$) ошибка не превышает 4,2%. Следовательно, данный метод дает вполне удовлетворительные результаты и может быть применен для приближенного расчета потоков радиации при облачном покрове.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, М. — Л., 1951.
2. Антонова А. А. Рассеяние света в облаках и дождях. Дипломная работа, ЛГУ, 1951.
3. Фейгельсон Е. М. Радиационные свойства St. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1951.
4. Минин И. Н. К теории светового режима в глубоких областях облачного слоя. Сб. докладов V межведомственной конференции по вопросам исследования облаков, осадков и грозового электричества. Гидрометеоздат, Л., 1957.
5. Фейгельсон Е. М. Поглощение солнечной энергии при наличии облаков. Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, № 23, 1954.
6. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. Б., Соболев В. В. Теоретическая астрофизика. ГИТТЛ, М. — Л., 1952.
7. Кастров В. Г. Некоторые вопросы теории рассеяния света в чистой атмосфере. Журн. геофизики, № 2, 1933.
8. Берлянд М. Е. О постепенном размораживании растений. Тр. ГГО, вып. 29 (91), 1952.
9. Махоткин Л. Г. О способах вычисления рассеянной освещенности при ясном небе. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1953.
10. Кузнецов Е. С. К вопросу о приближенных уравнениях переноса в рассеивающей и поглощающей среде. ДАН СССР, т. 38, № 7—8, 1942.
11. Кондратьев К. Я., Сендерихина И. Л. О приближенных уравнениях переноса радиации. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1959.
12. Кузнецов Е. С. и Овчинский Б. В. Результаты численного решения интегрального уравнения теории рассеяния света в атмосфере. Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, № 4, 1949.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Излагается метод расчета коэффициента отражения при комплексном коэффициенте преломления вещества, дается физическое обоснование этого метода.

Для определения величины электромагнитного потока, отраженного от какой-либо поверхности, необходимо знать коэффициент отражения данной поверхности.

Коэффициент отражения зеркальных поверхностей (водной, металлических, мокрых асфальтовых и бетонных мостовых и др.) вычисляется по формулам Френеля [1]:

$$\left. \begin{aligned} r_p &= \left| \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \right|^2 \\ r_s &= \left| \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \right|^2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где r_p — коэффициент отражения электрического вектора электромагнитного поля, параллельного плоскости падения, r_s — коэффициент отражения электрического вектора электромагнитного поля, перпендикулярного плоскости падения, φ — угол падения, ψ — угол преломления.

Для неполяризованных электромагнитных колебаний [2, стр. 314]

$$r = \frac{1}{2} \left[\left| \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \right|^2 + \left| \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \right|^2 \right]. \quad (2)$$

Для вычисления коэффициентов отражения r_p , r_s и r необходимо знать величины угла падения φ и угла преломления ψ . Определение угла падения φ лучистого потока на поверхность не представляет трудности. Угол преломления ψ , как правило, бывает неизвестен, и в полевых условиях его определить невозможно. Поэтому предлагается метод вычисления коэффициентов отражения по углу падения и комплексному коэффициенту преломления вещества отражающей поверхности. Значения коэффициента преломления некоторых веществ приводятся, например, в справочнике Линке [4].

На основании работ [1, стр. 28; 3, стр. 438] закон преломления Снеллиуса для комплексного коэффициента преломления можно представить в виде

$$\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{m}, \quad (3)$$

где $\psi = \psi_1 + i\psi_2$ — комплексный угол преломления, $m = n - i\kappa$ — относительный комплексный коэффициент преломления (n — коэффициент преломления, κ — коэффициент поглощения). При прохождении электромагнитными волнами границы раздела воздух — вещество относительный комплексный коэффициент преломления m равен комплексному коэффициенту преломления вещества, так как для воздуха m принимаем равным единице.

Преобразуем (3) по формулам, приведенным в работе [5, стр. 451],

$$\sin \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 + i \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2 = \frac{n \sin \varphi}{\kappa^2 + n^2} + i \frac{\kappa \sin \varphi}{\kappa^2 + n^2}. \quad (4)$$

Приравняем соответственно вещественную и мнимую части в (4):

$$\left. \begin{aligned} \sin \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 &= \frac{n \sin \varphi}{n^2 + \kappa^2} \\ \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2 &= \frac{\kappa \sin \varphi}{n^2 + \kappa^2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \sin \psi_1 \operatorname{ch} \psi_2 &= y \\ \cos \psi_1 \operatorname{sh} \psi_2 &= z \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Из второго уравнения системы (6) находим

$$\operatorname{sh} \psi_2 = \frac{z}{\cos \psi_1}. \quad (7)$$

Подставим (7) в первое уравнение системы (6)

$$\sin \psi_1 \sqrt{\left(\frac{z}{\cos \psi_1}\right)^2 + 1} = y. \quad (8)$$

Выражение (8) возведем в квадрат и приведем к следующему виду:

$$\sin^4 \psi_1 - (1 + y^2 + z^2) \sin^2 \psi_1 + y^2 = 0. \quad (9)$$

Корнями уравнения (9) будут

$$\sin \psi_1 = \pm \sqrt{\frac{1 + y^2 + z^2 \pm \sqrt{(1 + y^2 + z^2)^2 - 4y^2}}{2}}. \quad (10)$$

Из четырех значений $\sin \psi_1$, удовлетворяющих уравнению (10), нас интересует только то, при котором будет выполняться условие $0 < \sin \psi_1 < 1$, а именно

$$\sin \psi_1 = \sqrt{\frac{1 + y^2 + z^2 - \sqrt{(1 + y^2 + z^2)^2 - 4y^2}}{2}}. \quad (11)$$

Определим величину угла ψ_1 из (11), а величину угла ψ_2 из (7). Таким образом получим вычисленные значения вещественной и мнимой частей комплексного угла преломления

$$\psi = \psi_1 + i\psi_2.$$

Уравнения (1) для комплексного угла преломления примут вид:

$$\left. \begin{aligned} r_p &= \left| \frac{\operatorname{tg}(\xi - i\psi_2)}{\operatorname{tg}(\theta + i\psi_2)} \right|^2 \\ r_s &= \left| \frac{\sin(\xi - i\psi_2)}{\sin(\theta + i\psi_2)} \right|^2 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где:

$$\xi = \varphi - \psi_1, \quad \theta = \varphi + \psi_1.$$

Уравнения (12) преобразуем по формулам, приведенным в работе [5, стр. 451]:

$$r_p = \left| \frac{\frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \operatorname{ch} 2\psi_2} - i \frac{\operatorname{sh} 2\psi_2}{\cos 2\xi + \operatorname{ch} 2\psi_2}}{\frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + \operatorname{ch} 2\psi_2} + i \frac{\operatorname{sh} 2\psi_2}{\cos 2\theta + \operatorname{ch} 2\psi_2}} \right|^2, \quad (13)$$

$$r_s = \left| \frac{\sin \xi \operatorname{ch} \psi_2 - i \cos \xi \operatorname{sh} \psi_2}{\sin \theta \operatorname{ch} \psi_2 + i \cos \theta \operatorname{sh} \psi_2} \right|^2. \quad (14)$$

Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} M_p &= \frac{\sin 2\xi}{\cos 2\xi + \operatorname{ch} 2\psi_2}, & N_p &= \frac{\operatorname{sh} 2\psi_2}{\cos 2\xi + \operatorname{ch} 2\psi_2} \\ M_{p_1} &= \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + \operatorname{ch} 2\psi_2}, & N_{p_1} &= \frac{\operatorname{sh} 2\psi_2}{\cos 2\theta + \operatorname{ch} 2\psi_2} \\ M_s &= \sin \xi \operatorname{ch} \psi_2, & N_s &= \cos \xi \operatorname{sh} \psi_2 \\ M_{s_1} &= \sin \theta \operatorname{ch} \psi_2, & N_{s_1} &= \cos \theta \operatorname{sh} \psi_2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Подставив (15) в (13) и (14), получим:

$$\left. \begin{aligned} r_p &= \frac{|M_p - iN_p|^2}{|M_{p_1} + iN_{p_1}|^2} \\ r_s &= \frac{|M_s - iN_s|^2}{|M_{s_1} + iN_{s_1}|^2} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Произведем в выражениях (16) деление на вещественную и мнимую части:

$$\left. \begin{aligned} r_p &= |D_p - iD_{p_1}|^2 \\ r_s &= |D_s - iD_{s_1}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} D_p &= \frac{M_p M_{p_1} - N_p N_{p_1}}{M_{p_1}^2 + N_{p_1}^2} \\ D_{p_1} &= \frac{M_p N_{p_1} + M_{p_1} N_p}{M_{p_1}^2 + N_{p_1}^2} \\ D_s &= \frac{M_s N_{s_1} - N_s N_{s_1}}{M_{s_1}^2 + N_{s_1}^2} \\ D_{s_1} &= \frac{M_s N_{s_1} + M_{s_1} N_s}{M_{s_1}^2 + N_{s_1}^2} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Следовательно, коэффициенты отражения на основании (17) равны.

$$r_p = D_p^2 + D_{p_1}^2, \quad (19)$$

$$r_s = D_s^2 + D_{s_1}^2. \quad (20)$$

Коэффициент отражения для неполяризованных колебаний и круговой поляризации, согласно [1], равен

$$r = \frac{1}{2}(r_p + r_s). \quad (21)$$

Рассмотрим частные случаи.

1. Угол падения $\varphi = 0$. Коэффициент отражения определяется [6] выражением

$$r = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}. \quad (22)$$

2. Коэффициент поглощения $\kappa = 0$. Тогда

$$r_p = \left(\frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right)^2, \quad (23)$$

$$r_s = \left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \cos \varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} + \cos \varphi} \right)^2. \quad (24)$$

3. Коэффициент поглощения $\kappa = 0$ и угол падения $\varphi = 0$. Тогда

$$r = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (25)$$

Итак, для вычисления коэффициентов отражения в случае комплексного коэффициента преломления вещества определяем:

а) комплексный угол преломления из выражений (7) и (11);

б) величины углов $\epsilon = \varphi - \psi_1$ и $\theta = \varphi + \psi_1$;

в) значения выражений (15) и (18);

г) коэффициенты отражения r_p , r_s и r по формулам (19), (20) и (21).

Если коэффициент поглощения $\kappa = 0$, то коэффициенты отражения r_p и r_s вычисляются по формулам (23) и (24).

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М. Оптика. ОИТИ, Харьков — Киев, 1937.
2. Основные формулы физики. Под ред. Д. Мензела. Перевод с англ. под ред. И. С. Шапиро. ИЛ, М., 1957.
3. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. ГИТТЛ, М. — Л., 1948.
4. Linke. Handbuch der Geophysik. 1943.
5. Бронштейн И. Н. и Семендяев К. А. Справочник по математике. Гостехиздат, М. — Л., 1948.
6. Ландсберг Г. С. Оптика. ГИТТЛ, М. — Л., 1947.

Е. П. НОВОСЕЛЬЦЕВ, Н. Е. ТЕР-МАРКАРЯНЦ

ОБ ОТРАЖЕНИИ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В статье приводятся спектральные коэффициенты отражения воды, рассчитанные с учетом поглощения радиации водой в области длин волн 1,5—314 μ . На основании углового и спектрального распределения противозлучения атмосферы получены величины длинноволнового альbedo гладкой водной поверхности при ясном и облачном небе.

Рассчитаны величины длинноволнового альbedo воды при волнении.

Для определения теплового баланса моря необходимо знать не только всю падающую на его поверхность радиацию, но и ту ее часть, которая отражается от водной поверхности. Вопросу об отражении коротковолновой радиации от водной поверхности и взвешенных в воде частиц посвящено большое количество работ. В данной статье рассматриваются закономерности отражения водной поверхностью длинноволновой радиации.

В табл. 1 представлены рассчитанные нами спектральные коэффициенты отражения воды в области длин волн λ от 1,5 до 314 μ для углов падения φ радиации 0—90° (через 5°). Расчет произведен по формулам Френеля с учетом поглощения радиации водой.

Будем различать лучи с электрическим вектором (направлением колебаний), лежащим в плоскости падения и перпендикулярным плоскости падения. Коэффициент отражения r в первом случае дадим с индексом p , во втором — с индексом s .

Как известно,

$$r_s = \left| \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \right|, \quad (1)$$

$$r_p = \left| \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \right|, \quad (2)$$

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = m. \quad (3)$$

Здесь φ — угол падения, ψ — угол преломления, m — комплексный показатель преломления ($m = n - i\chi$, где n — показатель преломления, χ — показатель поглощения).

Таблица 1

Коэффициенты отражения воды для длин волн 1,5—314 м

λ, м	φ, град.																	
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90
1,5	0,0195	0,0195	0,0195	0,0195	0,0199	0,0204	0,0214	0,0233	0,0268	0,0321	0,0415	0,0575	0,0845	0,130	0,209	0,344	0,581	1,0
2,0	0,0174	0,0174	0,0174	0,0176	0,0176	0,0183	0,0193	0,0211	0,0246	0,0296	0,0386	0,0545	0,0805	0,124	0,203	0,336	0,576	1,0
3,0	0,0339	0,0340	0,0340	0,0341	0,0346	0,0353	0,0369	0,0394	0,0438	0,0520	0,0635	0,0835	0,115	0,166	0,249	0,386	0,614	1,0
3,2	0,0411	0,0412	0,0412	0,0413	0,0418	0,0426	0,0443	0,0471	0,0515	0,0595	0,0715	0,0920	0,124	0,175	0,259	0,394	0,618	1,0
3,4	0,0325	0,0325	0,0326	0,0328	0,0330	0,0339	0,0354	0,0378	0,0420	0,0488	0,0610	0,0790	0,109	0,159	0,241	0,376	0,605	1,0
4,5	0,0214	0,0214	0,0214	0,0216	0,0218	0,0224	0,0235	0,0257	0,0274	0,0349	0,0445	0,0625	0,0890	0,142	0,215	0,352	0,586	1,0
5,47	0,0167	0,0168	0,0168	0,0169	0,0171	0,0177	0,0186	0,0204	0,0234	0,0285	0,0376	0,0530	0,0790	0,123	0,200	0,335	0,573	1,0
6,0	0,0200	0,0200	0,0200	0,0202	0,0205	0,0211	0,0215	0,0237	0,0259	0,0332	0,0433	0,0600	0,0880	0,144	0,214	0,351	0,586	1,0
7,0	0,0200	0,0200	0,0202	0,0202	0,0206	0,0212	0,0224	0,0245	0,0279	0,0333	0,0431	0,0590	0,0870	0,133	0,211	0,348	0,584	1,0
8,0	0,0167	0,0168	0,0168	0,0168	0,0170	0,0176	0,0185	0,0204	0,0235	0,0287	0,0376	0,0525	0,0790	0,123	0,201	0,336	0,575	1,0
9,0	0,0144	0,0144	0,0144	0,0146	0,0149	0,0153	0,0160	0,0179	0,0210	0,0255	0,0337	0,0484	0,0730	0,116	0,191	0,326	0,566	1,0
10,0	0,0095	0,0095	0,0095	0,0098	0,0098	0,0101	0,0108	0,0121	0,0144	0,0182	0,0252	0,0370	0,0585	0,0975	0,169	0,298	0,542	1,0
11,0	0,0079	0,0080	0,0080	0,0081	0,0082	0,0085	0,0095	0,0120	0,0130	0,0153	0,0214	0,0321	0,0530	0,0900	0,158	0,289	0,535	1,0
12,0	0,0200	0,0200	0,0200	0,0215	0,0215	0,0216	0,0226	0,0251	0,0294	0,0365	0,0482	0,0680	0,101	0,156	0,241	0,383	0,615	1,0
13,0	0,0308	0,0308	0,0308	0,0311	0,0316	0,0325	0,0342	0,0391	0,0420	0,0510	0,0645	0,0855	0,121	0,176	0,265	0,405	0,630	1,0
15,0	0,0530	0,0530	0,0530	0,0540	0,0540	0,0550	0,0580	0,0613	0,0675	0,0780	0,0950	0,119	0,157	0,215	0,304	0,441	0,656	1,0
18,0	0,0670	0,0670	0,0670	0,0680	0,0680	0,0690	0,0720	0,0740	0,0810	0,0905	0,106	0,129	0,165	0,219	0,305	0,442	0,650	1,0
52,0	0,0795	0,0795	0,0795	0,0800	0,0805	0,0820	0,0850	0,0880	0,0940	0,104	0,119	0,143	0,178	0,233	0,316	0,444	0,655	1,0
63,0	0,108	0,108	0,108	0,108	0,109	0,110	0,112	0,115	0,121	0,130	0,144	0,165	0,198	0,244	0,325	0,448	0,650	1,0
88,0	0,118	0,118	0,118	0,118	0,118	0,120	0,121	0,125	0,130	0,139	0,152	0,172	0,202	0,250	0,324	0,444	0,644	1,0
100,0	0,123	0,123	0,123	0,123	0,124	0,125	0,127	0,130	0,135	0,143	0,155	0,174	0,203	0,248	0,320	0,437	0,637	1,0
117,0	0,128	0,128	0,128	0,128	0,129	0,130	0,132	0,135	0,140	0,148	0,160	0,178	0,206	0,250	0,321	0,436	0,635	1,0
152,0	0,134	0,134	0,134	0,134	0,134	0,135	0,138	0,141	0,145	0,153	0,165	0,183	0,211	0,255	0,325	0,439	0,636	1,0
314,0	0,151	0,151	0,152	0,152	0,152	0,153	0,155	0,157	0,158	0,170	0,182	0,201	0,229	0,271	0,340	0,452	0,645	1,0

С помощью формул (1) — (3) легко получим выражение для r_s и r_p как функций только угла падения φ :

$$r_s = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{m^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{m^2 - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (4)$$

$$r_p = \left| \frac{m^2 \cos \varphi - \sqrt{m^2 - \sin^2 \varphi}}{m^2 \cos \varphi + \sqrt{m^2 - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (5)$$

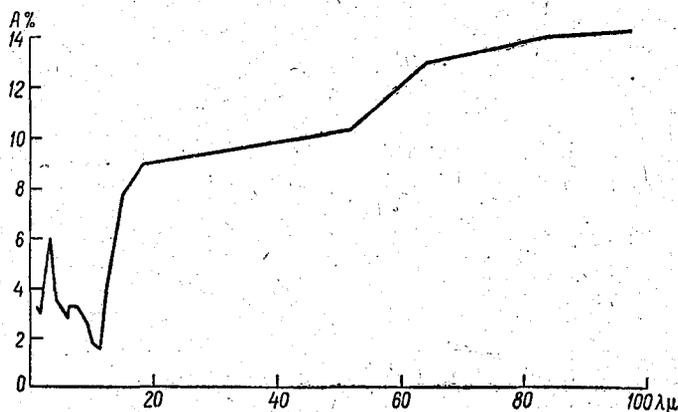


Рис. 1. Спектральное альbedo воды в области длин волн 1,5—100 μ при угле падения радиации $\varphi=50^\circ$.

Путем элементарных алгебраических действий уравнения (4) и (5) преобразуются в следующие формулы:

$$r_s = \frac{(\cos \varphi - A)^2 + B^2}{(\cos \varphi + A)^2 + B^2}, \quad (6)$$

$$r_p = \frac{[(n^2 - \chi^2) \cos \varphi - A]^2 + (B - 2n\chi \cos \varphi)^2}{[(n^2 - \chi^2) \cos \varphi + A]^2 + (B + 2n\chi \cos \varphi)^2}, \quad (7)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{n^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi + \sqrt{(n^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2\chi^2}}{2}},$$

$$B = \frac{n\chi}{\sqrt{\frac{n^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi + \sqrt{(n^2 - \chi^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2\chi^2}}{2}}}$$

По формулам (6) и (7) производился расчет. Величины n и χ взяты нами из работы [4].

На рис. 1 в качестве примера показано изменение коэффициента отражения воды для радиации в области длин волн 1,5—100 μ для $\varphi = 50^\circ$.

В табл. 2 и 3 представлены коэффициенты отражения воды для радиации, поляризованной в плоскости падения (A_s) и поляризованной в плоскости, перпендикулярной плоскости падения (A_p).

Спектральные коэффициенты отражения воды как для естественного, так и для поляризованного света широко используются при решении ряда практических задач.

Таблица 2

Коэффициенты отражения воды для радиации, поляризованной в плоскости падения

λ, μ	φ град.																	
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90
1,5	0,0196	0,0200	0,0215	0,0232	0,0260	0,0265	0,0344	0,0411	0,0507	0,0638	0,0830	0,111	0,152	0,214	0,308	0,450	0,670	1,0
2,0	0,0176	0,0182	0,0193	0,0203	0,0230	0,0266	0,0311	0,0374	0,0465	0,0596	0,0769	0,104	0,143	0,203	0,296	0,437	0,661	1,0
3,0	0,0343	0,0354	0,0374	0,0400	0,0443	0,0497	0,0576	0,0675	0,0813	0,0999	0,126	0,162	0,211	0,282	0,381	0,522	0,722	1,0
3,2	0,0416	0,0427	0,0450	0,0482	0,0531	0,0593	0,0679	0,0794	0,0947	0,115	0,143	0,181	0,233	0,305	0,406	0,544	0,737	1,0
3,4	0,0328	0,0340	0,0358	0,0386	0,0425	0,0477	0,0549	0,0647	0,0774	0,0956	0,120	0,155	0,204	0,273	0,371	0,513	0,716	1,0
4,5	0,0220	0,0224	0,0236	0,0256	0,0284	0,0323	0,0375	0,0452	0,0552	0,0693	0,0893	0,121	0,161	0,225	0,320	0,463	0,678	1,0
5,47	0,0170	0,0176	0,0185	0,0202	0,0224	0,0258	0,0300	0,0363	0,0447	0,0568	0,0747	0,101	0,140	0,200	0,291	0,434	0,658	1,0
6,0	0,0203	0,0210	0,0222	0,0240	0,0268	0,0305	0,0357	0,0428	0,0490	0,0663	0,0858	0,115	0,157	0,231	0,314	0,458	0,675	1,0
7,0	0,0204	0,0211	0,0223	0,0241	0,0269	0,0305	0,0359	0,0432	0,0525	0,0660	0,0856	0,114	0,156	0,219	0,312	0,456	0,674	1,0
8,0	0,0169	0,0175	0,0185	0,0201	0,0225	0,0257	0,0300	0,0362	0,0449	0,0571	0,0747	0,101	0,140	0,199	0,291	0,434	0,658	1,0
9,0	0,0146	0,0151	0,0160	0,0175	0,0197	0,0224	0,0260	0,0321	0,0406	0,0507	0,0668	0,0916	0,128	0,186	0,275	0,417	0,645	1,0
10,0	0,00965	0,00995	0,0106	0,0117	0,0132	0,0151	0,0183	0,0221	0,0277	0,0363	0,0490	0,0684	0,0997	0,150	0,234	0,372	0,608	1,0
11,0	0,00750	0,00783	0,00840	0,00924	0,0104	0,0121	0,0147	0,0229	0,0252	0,0304	0,0420	0,0600	0,0889	0,137	0,218	0,357	0,595	1,0
12,0	0,0203	0,0210	0,0224	0,0243	0,0280	0,0314	0,0369	0,0446	0,0556	0,0709	0,0924	0,124	0,171	0,239	0,337	0,481	0,693	1,0
13,0	0,0311	0,0322	0,0341	0,0370	0,0412	0,0465	0,0541	0,0682	0,0784	0,0974	0,125	0,160	0,212	0,284	0,385	0,526	0,725	1,0
15,0	0,0534	0,0551	0,0579	0,0624	0,0686	0,0766	0,0877	0,102	0,121	0,146	0,178	0,222	0,280	0,357	0,459	0,592	0,770	1,0
18,0	0,0675	0,0694	0,0727	0,0776	0,0845	0,0938	0,106	0,122	0,142	0,168	0,203	0,248	0,307	0,384	0,483	0,613	0,783	1,0
52,0	0,0803	0,0825	0,0862	0,0917	0,0995	0,110	0,123	0,140	0,162	0,190	0,227	0,273	0,333	0,411	0,509	0,635	0,797	1,0
63,0	0,108	0,111	0,115	0,122	0,131	0,143	0,158	0,177	0,201	0,232	0,271	0,319	0,380	0,449	0,552	0,671	0,819	1,0
83,0	0,118	0,121	0,126	0,133	0,142	0,154	0,168	0,189	0,214	0,245	0,284	0,333	0,394	0,470	0,564	0,680	0,824	1,0
100,0	0,124	0,127	0,131	0,138	0,148	0,160	0,176	0,196	0,221	0,252	0,291	0,340	0,400	0,476	0,570	0,685	0,827	1,0
117,0	0,129	0,132	0,137	0,144	0,154	0,166	0,182	0,202	0,228	0,259	0,299	0,348	0,408	0,483	0,576	0,690	0,831	1,0
152,0	0,135	0,138	0,143	0,150	0,160	0,172	0,189	0,210	0,235	0,267	0,307	0,356	0,416	0,492	0,584	0,696	0,834	1,0
314,0	0,152	0,155	0,161	0,168	0,179	0,193	0,210	0,232	0,250	0,292	0,331	0,382	0,443	0,517	0,607	0,714	0,845	1,0

Таблица 3
Коэффициенты отражения воды для радиации, поляризованной в плоскости, перпендикулярной плоскости падения

λ , μ	φ град.									
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	
1,5	0,0194	0,019	0,0174	0,0158	0,0138	0,0113	0,00843	0,00549	0,00256	
2,0	0,0172	0,0167	0,0155	0,0141	0,0122	0,0100	0,00751	0,00472	0,00216	
3,0	0,0335	0,0326	0,0306	0,0282	0,0248	0,0209	0,0162	0,0114	0,00658	
3,2	0,0406	0,0394	0,0373	0,0343	0,0305	0,0258	0,0206	0,0148	0,00899	
3,4	0,0321	0,0310	0,0295	0,0269	0,0235	0,0200	0,0158	0,0108	0,00610	
4,5	0,0210	0,0204	0,0193	0,0177	0,0152	0,0125	0,00952	0,00620	0,00291	
5,47	0,0164	0,0160	0,0149	0,0136	0,0118	0,0096	0,00712	0,00451	0,00192	
6,0	0,0197	0,0190	0,0179	0,0164	0,0142	0,0117	0,00717	0,00448	0,00275	
7,0	0,0197	0,0192	0,0180	0,0164	0,0143	0,0118	0,00885	0,00567	0,00284	
8,0	0,0164	0,0157	0,0148	0,0136	0,0116	0,00954	0,00666	0,00449	0,00195	
9,0	0,0142	0,0139	0,0129	0,0117	0,0101	0,00819	0,00596	0,00363	0,00166	
10,0	0,00933	0,00905	0,00839	0,00760	0,0065	0,00517	0,00369	0,00210	0,000738	
11,0	0,00840	0,00816	0,0076	0,00683	0,0059	0,00478	0,00338	0,00112	0,000761	
12,0	0,0198	0,0190	0,0177	0,0162	0,0150	0,0118	0,00843	0,00551	0,00311	
13,0	0,0305	0,0295	0,0274	0,0253	0,0220	0,0185	0,0142	0,00996	0,00607	
15,0	0,0523	0,0508	0,0481	0,0443	0,0393	0,0337	0,0276	0,0207	0,0144	
18,0	0,0663	0,0645	0,0613	0,0569	0,0512	0,0445	0,0367	0,0247	0,0201	
52,0	0,0787	0,0767	0,0732	0,0683	0,0618	0,0542	0,0455	0,0360	0,0262	
63,0	0,107	0,104	0,0998	0,0938	0,0860	0,0765	0,0657	0,0535	0,0406	
83,0	0,118	0,114	0,109	0,103	0,0949	0,0850	0,0732	0,0600	0,0459	
100,0	0,122	0,119	0,115	0,108	0,0997	0,0896	0,0774	0,0637	0,0488	
117,0	0,127	0,125	0,120	0,113	0,104	0,0940	0,0816	0,0674	0,0518	
152,0	0,133	0,130	0,125	0,118	0,109	0,0986	0,0858	0,0713	0,0554	
314,0	0,150	0,147	0,142	0,135	0,125	0,113	0,0996	0,0841	0,0669	

λ μ	φ град.									
	50	55	60	65	70	75	80	85	90	
1,5	0,000455	0,00024	0,00444	0,0173	0,0470	0,110	0,237	0,492	1,0	
2,0	0,000312	0,000253	0,00468	0,0175	0,0472	0,110	0,235	0,491	1,0	
3,0	0,00268	0,00111	0,00453	0,0177	0,0502	0,117	0,249	0,506	1,0	
3,2	0,00391	0,00110	0,00333	0,0154	0,0464	0,112	0,243	0,500	1,0	
3,4	0,00200	0,0000509	0,00277	0,0150	0,0449	0,110	0,240	0,495	1,0	
4,5	0,000616	0,000196	0,00428	0,0171	0,0569	0,111	0,240	0,494	1,0	
5,47	0,00030	0,000770	0,00472	0,0176	0,0472	0,109	0,235	0,489	1,0	
6,0	0,000657	0,000730	0,00520	0,0182	0,0572	0,114	0,244	0,498	1,0	
7,0	0,000546	0,000236	0,00445	0,0175	0,0470	0,111	0,239	0,495	1,0	
8,0	0,000307	0,000479	0,00492	0,0179	0,0472	0,110	0,236	0,489	1,0	
9,0	0,000193	0,000558	0,00519	0,0178	0,0470	0,109	0,234	0,488	1,0	
10,0	0,0000607	0,00100	0,00560	0,0171	0,0448	0,103	0,224	0,476	1,0	
11,0	0,0000988	0,000765	0,00463	0,0168	0,0428	0,100	0,221	0,476	1,0	
12,0	0,00206	0,00399	0,0116	0,0309	0,0730	0,145	0,284	0,538	1,0	
13,0	0,00362	0,00434	0,0114	0,0298	0,0691	0,144	0,283	0,536	1,0	
15,0	0,00994	0,0118	0,0146*	0,0330	0,0728	0,150	0,289	0,543	1,0	
18,0	0,0128	0,0086	0,0102	0,0230	0,0569	0,127	0,270	0,518	1,0	
52,0	0,0174	0,0114	0,0116	0,0227	0,0547	0,123	0,253	0,513	1,0	
63,0	0,0279	0,0171	0,0112	0,0153	0,0388	0,0981	0,225	0,482	1,0	
83,0	0,0316	0,0187	0,00989	0,0104	0,0296	0,0842	0,207	0,464	1,0	
100,0	0,0333	0,0188	0,00782	0,00550	0,0209	0,0710	0,189	0,448	1,0	
117,0	0,0356	0,0202	0,00800	0,00424	0,0176	0,0657	0,182	0,440	1,0	
152,0	0,0386	0,0226	0,00985	0,00542	0,0182	0,0656	0,182	0,438	1,0	
314,0	0,0493	0,0322	0,0186	0,0136	0,0259	0,0732	0,189	0,446	1,0	

На основании рассчитанных спектральных коэффициентов отражения воды и измеренного М. П. Еловских и К. Я. Кондратьевым [1, 2] углового распределения интенсивности противоизлучения атмосферы по небосводу нами были вычислены величины альbedo гладкой водной поверхности для различных длин волн. Расчет производился по формуле

$$A = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} A(\vartheta) g(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} g(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}, \quad (8)$$

где φ — азимут, ϑ — зенитное расстояние, $g(\vartheta, \varphi)$ — интенсивность противоизлучения атмосферы в направлении, определяемом координатами ϑ и φ , $A(\vartheta)$ — коэффициент отражения воды для луча, угол падения которого на отражающую поверхность равен ϑ .

Нами использовались данные о распределении интенсивности противоизлучения по небосводу, полученные при ясном небе и сплошной облачности при различном содержании водяного пара в атмосфере.

В табл. 4 представлены величины альbedo гладкой водной поверхности для различных длин волн.

Таблица 4

Длинноволновое альbedo воды

λ μ	Ясно		Облачно	
	$w_{\infty} = 0,41$	$w_{\infty} = 2,60$	$w_h = 0,34$	$w_h = 2,66$
1,5	0,064	0,061	0,061	0,060
2,0	0,061	0,055	0,058	0,059
3,0	0,087	0,085	0,082	0,084
3,2	0,094	0,094	0,090	0,092
4,5	0,069	0,068	0,066	0,066
5,5	0,061	0,060	0,058	0,059
6,0	0,067	0,067	0,063	0,065
8,0	0,060	0,060	0,057	0,058
9,0	0,056	0,055	0,053	0,054
10,0	0,046	0,046	0,044	0,045
11,0	0,043	0,043	0,040	0,041
12,0	0,075	0,074	0,070	0,072
15,0	0,116	0,115	0,114	0,115
18,0	0,127	0,122	0,122	0,125
52,0	0,139	0,139	0,135	0,136
83,0	0,170	0,175	0,166	0,167

Примечание. w_{∞} — содержание водяного пара в столбе атмосферы единичного сечения, w_h — содержание водяного пара в слое воздуха от поверхности земли до облака (в столбе единичного сечения); w_{∞} и w_h в г/см².

На рис. 2 представлены величины альbedo при ясном небе и при различном содержании водяного пара. На рисунке видно, что практически длинноволновое альbedo воды мало зависит от влажности воздуха. Минимальные величины альbedo отмечаются в области длин волн 6—12 μ . Начиная с 10 μ наблюдается быстрый рост альbedo до $\lambda = 18$ μ , после чего величины альbedo медленно увеличиваются с ростом длины волны.

На рис. 3 изображено изменение альbedo в зависимости от длины волны для случая ясного и облачного неба при $w_h=0,41$ г/см². Как видно на рисунке, наличие облачности оказывает на величину альbedo незначительное влияние.

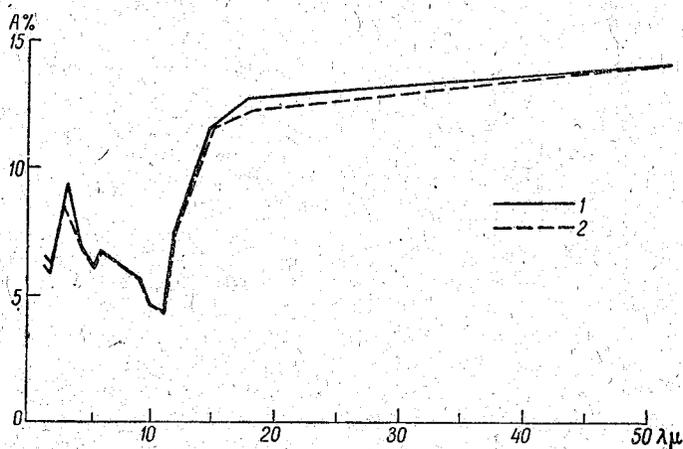


Рис. 2. Длинноволновое альbedo воды при ясном небе и при различном содержании водяного пара в атмосфере.
1 — $w_\infty = 0,41$ г/см², 2 — $w_\infty = 2,60$ г/см².

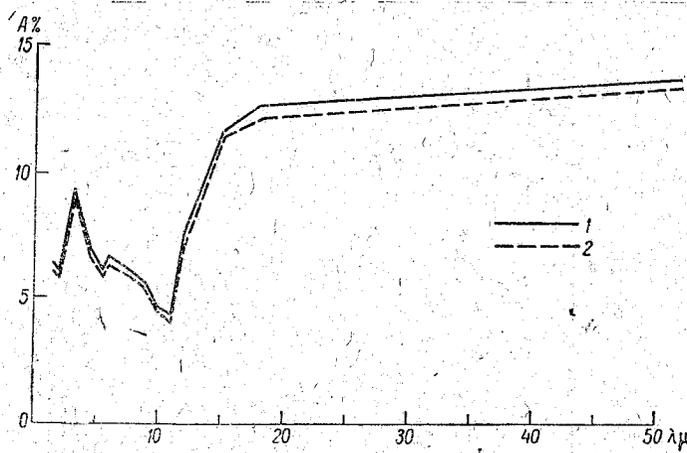


Рис. 3. Длинноволновое альbedo воды при ясном и облачном небе.
1 — ясно, 2 — облачно; $w_\infty = 0,41$ г/см².

На основании данных табл. 4 нами были рассчитаны величины интегрального альbedo воды с учетом распределения по спектру противоизлучения атмосферы. Расчет произведен по формуле

$$A = \frac{\int_{\lambda} A(\lambda) g(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} g(\lambda) d\lambda},$$

где $A(\lambda)$ — спектральное альbedo, $g(\lambda)$ — монохроматический поток противоизлучения атмосферы.

При замене интеграла конечной суммой разбиение на интервалы $\Delta\lambda$ производилась не равномерно, а с учетом экстремумов как в ходе спектрального альbedo, так и в спектре противоизлучения.

Данные о распределении энергии по спектру противоизлучения взяты из работ [6, 7].

В результате интегрирования по спектру получены следующие данные: при ясном небе величина длинноволнового альbedo воды равна 7,3%, при облачном небе — 6,2%. Эти данные, как отмечалось выше, относятся к случаю гладкой водной поверхности. Между тем в реальных условиях на морях всегда наблюдается волнение. Естественно, что наличие волнения должно отразиться на величинах альbedo, поскольку в этом случае существенно изменяются углы падения радиации относительно поверхности моря.

В работе [3] был произведен расчет величин альbedo водной поверхности при наличии волнения для коротковолновой солнечной радиации. Расчет основан на схеме описания волнения Бёрта [5]. В качестве параметра волнения использовалась величина $h = \frac{1}{\sqrt{\pi \operatorname{tg} \alpha_x}}$, определяемая средней крутизной волны (α_x — угол наклона поверхности волны к оси x).

Малые значения h соответствуют большим скоростям ветра и сильному волнению. При $h = \infty$ $\alpha_x = 0$, что характеризует штиль. Схема расчета основана на экспериментальных исследованиях распределения наклонов во времени, согласно которым отрезок времени, в течение которого водная поверхность имеет угол наклона, тангенс которого лежит между $\operatorname{tg} \alpha + \frac{1}{2} \Delta \operatorname{tg} \alpha$ и $\operatorname{tg} \alpha - \frac{1}{2} \Delta \operatorname{tg} \alpha$, выражается экспонентой $e^{-h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}$.

В данной работе приводятся результаты расчетов длинноволнового альbedo водной поверхности при наличии волнения, произведенных по этой же схеме. Используя спектральные коэффициенты отражения воды, представленные в табл. 1, мы рассчитали величины альbedo при волнении для длин волн 3—15 μ , для углов падения радиации 0, 40, 60, 80°.

В табл. 5 представлены результаты расчета для трех параметров волнения h^2 , равных 10, 20, 30, которым соответствуют следующие значения средней крутизны волны: 10, 7,3, 6°. Из табл. 5 видно, что наличие волнения несколько увеличивает альbedo.

Далее нами было произведено интегрирование по углам φ с учетом реального распределения интенсивности противоизлучения атмосферы по небосводу как для ясного, так и для облачного неба.

Результаты интегрирования по углам φ представлены в табл. 6 и 7.

Используя данные табл. 6 и 7, мы рассчитали с учетом распределения по спектру противоизлучения атмосферы величины интегрального альbedo воды при наличии волнения.

В табл. 8 представлены величины длинноволнового альbedo воды при наличии волнения для ясного неба.

В табл. 9 представлены величины длинноволнового альbedo воды для случая облачного неба.

Как видно из табл. 8 и 9, наличие волнения довольно существенно влияет на величины длинноволнового альbedo поверхности. Так, даже при небольшом волнении (средняя крутизна волны 6°) альbedo увеличивается по сравнению с альbedo спокойной водной поверхности приблизительно на 20%. Необходимо отметить, что коэффициенты отражения, приведенные в табл. 1, рассчитаны для химически чистой воды при температуре 20°. Коэффициент преломления n для химически чистой воды для линии натрия ($\lambda = 589 \text{ м}\mu$) равен 1,333. Внесение соли увеличивает его: так, для морской воды $n = 1,337$. При нормальном падении

Таблица 5

Альbedo воды при наличии волнения для длин волн 3—15 μ и для углов падения радиации 0, 40, 60, 80°

θ	h^2				θ	h^2			
	10	20	30	∞		10	20	30	∞
$\lambda = 3 \mu$					$\lambda = 6 \mu$				
0	3,4	3,4	3,4	3,4	0	2,0	2,0	2,0	2,0
40	5,1	4,6	4,3	3,9	40	3,3	2,9	2,7	2,4
60	12,9	11,5	10,8	8,4	60	10,5	9,0	8,4	6,0
80	47,5	37,3	39,8	38,6	80	43,5	34,4	36,8	35,1
$\lambda = 7 \mu$					$\lambda = 8 \mu$				
0	2,0	2,0	2,0	2,0	0	1,7	1,7	1,7	1,7
40	3,4	3,0	2,8	2,5	40	2,9	2,5	2,4	2,0
60	10,2	8,8	8,2	5,9	60	9,4	8,5	7,4	5,2
80	43,7	34,2	36,5	34,8	80	40,7	32,4	34,6	33,6
$\lambda = 10 \mu$					$\lambda = 15 \mu$				
0	0,97	0,95	0,95	0,95	0	5,4	5,3	5,3	5,3
40	1,6	1,6	1,5	1,2	40	7,7	7,0	6,7	6,1
60	6,6	6,3	5,6	3,7	60	16,9	15,5	14,7	11,9
80	37,6	30,2	32,3	29,8	80	55,2	43,0	45,6	44,1

Таблица 6

Альbedo водной поверхности при наличии волнения для ясного неба

$\lambda \mu$	h^2			
	10	20	30	∞
3	12,6	10,2	10,0	8,7
6	10,0	8,4	8,2	6,7
7	9,8	8,2	8,0	6,5
8	9,1	7,8	7,4	6,0
10	6,8	6,1	5,9	4,6
15	15,8	14,0	13,4	11,6

Таблица 7

Альbedo водной поверхности при наличии волнения для облачного неба

$\lambda \mu$	h^2			
	10	20	30	∞
3	11,9	9,6	9,4	8,2
6	9,4	7,9	7,7	6,3
7	9,3	7,8	7,6	6,2
8	8,7	7,4	7,0	5,7
10	6,5	5,8	5,6	4,4
15	15,5	13,7	13,1	11,4

коэффициент отражения для дистиллированной и морской воды имеет соответственно следующие значения: $r_{\text{дист}} = 0,0204$, $r_{\text{морск}} = 0,0208$. При угле падения $\varphi = 45^\circ$ $r_{\text{дист}} = 0,0227$, $r_{\text{морск}} = 0,0232$. Таким образом, внесение соли изменяет коэффициент отражения незначительно.

Таблица 8

Длинноволновое альbedo воды при наличии волнения
для ясного неба

h^2	10	20	30	∞
$A\%$	10,6	9,3	8,9	7,3

Таблица 9

Длинноволновое альbedo воды при наличии волнения
для облачного неба

h^2	10	20	30	∞
$A\%$	9,0	7,6	7,4	6,2

В работе [8] приводятся результаты исследования зависимости коэффициента преломления воды от ее температуры t :

t°	0	10	20	30	40
n	1,3340	1,3337	1,3330	1,3319	1,3305

Оказывается, что в тропических водах с температурой 30° $r = 21,207\%$ ($h_{\odot} = 15^\circ$), в полярных водах с температурой 0° $r = 21,272\%$ ($h_{\odot} = 15^\circ$), т. е. при изменении температуры на 30° коэффициент отражения изменяется на $0,3\%$.

Вышеизложенное свидетельствует о том, что расчеты, произведенные для дистиллированной воды, с большой степенью точности применимы и для различных морей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еловских М. П. и Кондратьев К. Я. Угловое распределение интенсивности теплового излучения атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1957.
2. Кондратьев К. Я. и Еловских М. П. Распределение интенсивности эффективного излучения и противоизлучения по небосводу. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1955.
3. Тер-Маркарянц Н. Е. Об отражении радиации морем при наличии волнения. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
4. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, М.—Л., 1951.
5. Burt W. Albedo over windroughened water. J. Met., vol. 11, No 4, 1954.
6. Boltz H. M. Zum Einfluß der Wärmestrahlung des Ozons auf dem Erdesniveau. Zeitschr. f. Meteor., 4, 7/8, 1948.
7. Sloan R., Shaw I. H., Williams D. Infrared spectrum of atmospheric radiation. J. Optical Soc. of America, vol. 45, No 6, 1955.
8. Lauscher F. Sonnen- und Himmelstrahlung im Meer in Gewässern. Arch. f. Met., Geoph. und Biokl., ser. B, Bd IV, H2, 1952.

АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ ПРИ ОБЛАЧНОСТИ ОТ ОСНОВНЫХ ДЕЙСТВУЮЩИХ ФАКТОРОВ

В статье рассматривается зависимость суммарной радиации при облаках нижнего и среднего ярусов от основных факторов: высоты солнца, мощности облака, величины альbedo подстилающей поверхности. Для случая очень мощных облаков производится учет влияния поглощения коротковолновой радиации, а также рассматривается вопрос о величине притока коротковолновой радиации в облаке.

Суммарная радиация — основная часть радиационного баланса, поэтому вопрос о расчете суммарной радиации в зависимости от различных факторов представляет большой интерес. В настоящее время в климатологии для расчета суммарной радиации используются различные эмпирические методы. Однако эти методы не учитывают всего многообразия действующих факторов, от которых зависит суммарная радиация при облачности.

В данной работе приведены результаты теоретического расчета зависимости суммарной радиации при сплошной облачности от следующих факторов: высоты солнца h_{\odot} , оптической толщины облака τ^* , величины альbedo подстилающей поверхности a .

Поставленная задача решалась на основе приближенного метода, подробно изложенного в [1]. Для использования этого метода необходимо иметь данные о следующих входных параметрах: оптической толщине облака τ^* , доле прямой β_{\odot} и рассеянной Γ_D радиации, рассеянной в верхнюю полусферу.

Оптическая толщина облака может быть определена по схеме, описанной в работе Е. М. Фейгельсон [2].

Для определения параметра β_{\odot} и Γ_D необходимо знать индикатрисы рассеяния для облаков различных форм. Довольно полные данные такого рода представлены в работе А. А. Антоновой.

На основании результатов этой работы нами рассчитаны осредненные параметры β_{\odot} и Γ_D для облаков слоистых форм среднего и нижнего ярусов. На рис. 1 представлена зависимость β_{\odot} от зенитного расстояния солнца. Для параметра Γ_D получены следующие значения: для облаков среднего яруса $\Gamma_D=0,057$, для облаков нижнего яруса $\Gamma_D=0,051$.

Расчет суммарной радиации производился по следующей формуле:

$$Q = \frac{S \sin h_{\odot}}{e \frac{p}{m_{\odot}} (1 - e^{m_{\odot} \tau^*}) + (1 - a) \frac{2}{m_{\odot}} \Gamma_D e^{-\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau^*}} B}$$

где

$$B = \left[Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} e^{m_{\odot} \tau^*} \right) - Ei \left(\frac{p}{m_{\odot}} \right) \right],$$

m_{\odot} — секанс зенитного расстояния солнца, a — альbedo подстилающей поверхности,

$$p = (2\Gamma_D - m_{\odot} \beta_{\odot}) e^{-m_{\odot} a}$$

При вычислении по данной формуле остается неучтенным влияние высоты облачного слоя над поверхностью земли, а также влияние надоблачного и подоблачного слоев. Учет всех трех факторов не представляет принципиальной трудности, он может быть осуществлен путем решения трехслойной задачи. Однако в этом случае окончательное выражение становится чрезвычайно громоздким. Как показывает численная оценка, при облаках нижнего и среднего ярусов пренебрежение всеми этими факторами не дает сколько-нибудь заметной погрешности. В качестве иллюстрации нами рассчитана величина суммарной радиации при сплошной облачности мощностью 500 м (что соответствует средней мощности облаков среднего яруса), при альbedo $a=0,2$ и высоте солнца $h_{\odot}=45^{\circ}$ для четырех случаев: а) нижняя граница облака находится на высоте 500 м, б) на высоте 2 км, в) на высоте 5 км, г) без учета надоблачного и подоблачного слоев.

Оптическая толщина надоблачного и подоблачного слоев и индикатриса рассеяния безоблачной атмосферы нами взяты из работы [3] для случая среднего оптического состояния атмосферы [метеорологическая дальность видимости $S_0=20$ км, оптическая толщина атмосферы (без учета облачного слоя) равна 0,3 км].

Для упомянутых четырех случаев получены следующие результаты: а) $Q=0,235$ кал/см² мин., б) $Q=0,228$ кал/см² мин., в) $Q=0,226$ кал/см² мин., г) $Q=0,236$ кал/см² мин. Отсюда видно, что без существенной погрешности мы можем пренебречь влиянием надоблачного и подоблачного слоев при облачности среднего, а тем более нижнего ярусов. При облачности верхнего яруса влиянием этих слоев, а также влиянием высоты облачного покрова над поверхностью земли пренебрегать нельзя.

Перейдем к рассмотрению влияния основных факторов на величину суммарной радиации при облачности.

Высота солнца над горизонтом. На рис. 2 представлен суточный ход величины суммарной радиации Q . Альbedo принято равным 0,2. Мощность облаков в соответствии с данными работ советских метеорологов С. И. Троицкого, П. А. Воронцова, Е. Г. Зак, Н. Ф. Накоренко,

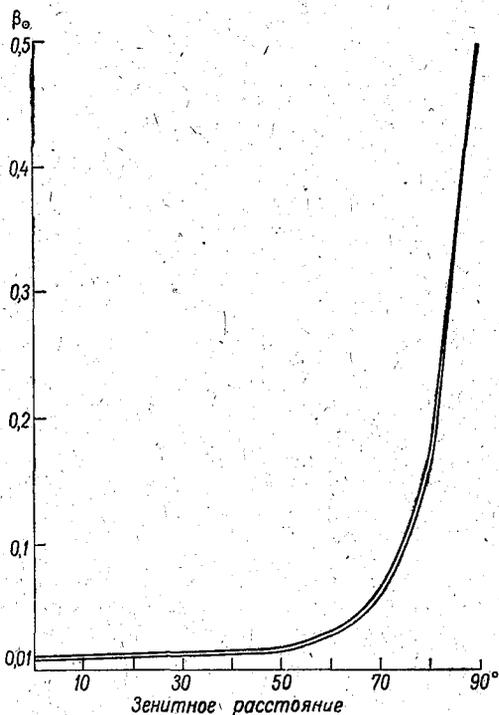


Рис. 1. Зависимость β_{\odot} от зенитного расстояния солнца.

Ф. Г. Токарь и др. [4] для облаков нижнего яруса принята равной 800 м, для облаков среднего яруса — 500 м. Пунктирные линии на рис. 2 построены по данным, полученным Н. Н. Калитиным [5] на основе обработки многолетних актинометрических измерений в районе Павловска в осенне-летний период, для которого величина альbedo в среднем составляет 0,2. Как видно на рисунке, теоретическая кривая довольно хорошо отражает реальную зависимость суммарной радиации от высоты солнца при наличии облаков.

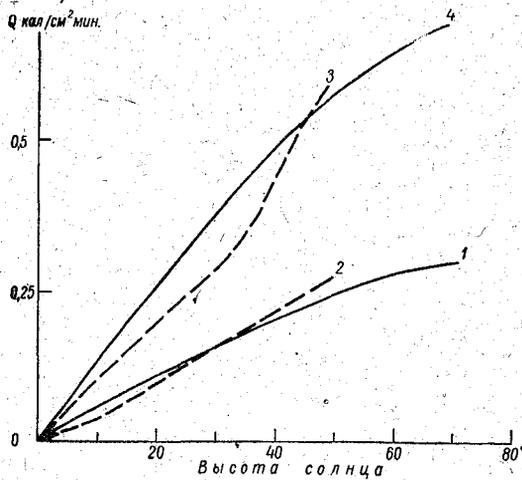


Рис. 2. Зависимость суммарной радиации при облачности от высоты солнца.

1 — рассчитанная при облаках нижнего яруса, 2 — наблюдаемая при облаках нижнего яруса, 3 — наблюдаемая при облаках среднего яруса, 4 — рассчитанная при облаках среднего яруса.

Мощность облака. На рис. 3 приведена зависимость коэффициента пропускания радиации облаком от мощности облака. Как видно на рисунке, мощность облака является весьма существенным фактором, влияющим на величину пропускания радиации. При увеличении мощности облака Q значительно уменьшается.

Рассчитанная нами зависимость Q от мощности облака довольно удовлетворительно согласуется с экспериментальными наблюдаемыми данными [6]. Некоторое расхождение может быть объяснено тем, что нам не было известно, к какой высоте солнца h_{\odot} и к какой величине альbedo подстилающей поверхности a относятся приведенные в работе [6] данные.

Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания облака от мощности облака.

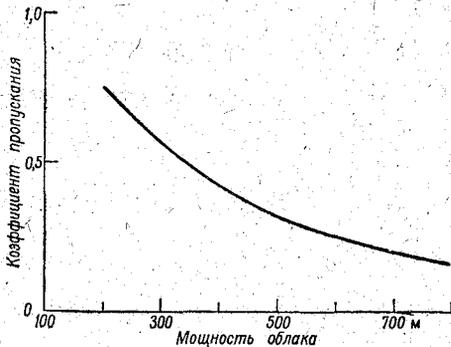


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания облака от мощности облака.

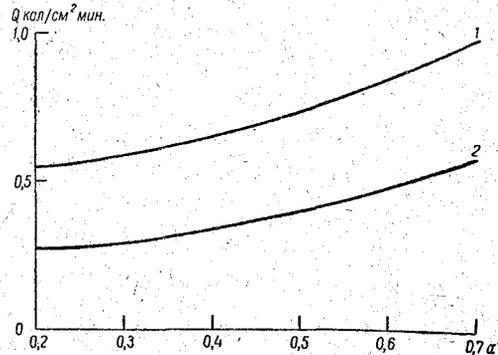


Рис. 4. Зависимость Q от a .

1 — мощность облака 500 м, 2 — мощность облака 800 м.

Поэтому h_{\odot} и a в наших расчетах до известной степени взяты произвольно.

Альbedo подстилающей поверхности существенно влияет на величину суммарной радиации. Как показывают наши расчеты, изменение величины альbedo от 0,2 до 0,7 может изменить величину суммарной радиации примерно

в два раза. Результаты расчета суммарной радиации при облаках нижнего и среднего ярусов представлены на рис. 4. Как видно на рисунке, влияние величины альбедо тем больше, чем мощнее облако.

Полученные нами данные о зависимости Q от a согласуются с результатами непосредственных наблюдений [7].

В приближенном методе, используемом нами, предполагается, что поглощение отсутствует. Такое предположение оправдывается тем, что, во-первых, в настоящее время нет необходимых данных о коэффициентах поглощения для облачных частиц (использование же коэффициентов поглощения для эквивалентного слоя жидкой воды может дать весьма заметную ошибку) [8], во-вторых, как показывают некоторые физические соображения [2, 9] и непосредственное экспериментальное определение поглощения в облаке [6, 11], такое пренебрежение не вызывает, по-видимому, большой ошибки. Лишь для очень мощных облаков поглощение может достигать 15—20% [12, 13]. В этом случае учет поглощения становится необходимым. Когда речь идет об энергетике облака, необходимо также учитывать поглощение.

В большей части очень мощных облаков наблюдается некоторое установившееся (постоянное по высоте) угловое распределение восходящей и нисходящей радиации. В этом случае коэффициенты $m_1, m_2, \Gamma_1, \Gamma_2$ (см. работу [1]) могут считаться постоянными по всей толщине облака. Учитывая это, исходные дифференциальные уравнения для нисходящего и восходящего потоков можно записать так:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF^{(1)}}{dt} &= \lambda m F^{(2)} - m F^{(1)} \\ \frac{dF^{(2)}}{dt} &= m F^{(2)} - \lambda m F^{(1)} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$ — соответственно восходящий и нисходящий потоки радиации,

$$t = \frac{\Gamma_D \tau}{\Gamma_D (1 - \lambda) + \lambda}, \quad m_1 = m_2 = m,$$

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_D, \quad \lambda = \frac{\sigma \Gamma_D}{k + \sigma \Gamma_D}.$$

Здесь σ — коэффициент рассеяния, k — коэффициент поглощения. Оптическая толщина облака τ^* определяется по методу, описанному в [2].

Граничные условия следующие:

1) на верхней границе облачного слоя нисходящий поток равен потоку прямой радиации, т. е.

$$F^{(2)}(\tau^*) = S \sin h_{\odot};$$

2) на нижней границе эти потоки связаны следующим соотношением:

$$F^{(1)}(0) = F^{(2)}(0) a.$$

Решая систему (1) при указанных граничных условиях, получаем следующие выражения для величины нисходящего потока $F^{(2)}(t)$, для ве-

личины поглощенной облаком радиации κ и для притока радиации в облаке δ :

$$F^{(2)}(t) = S \sin h_{\odot} \frac{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha t} (1+\beta) - [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha t} (1-\beta)}{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha t^*} (1+\beta) - [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha t^*} (1-\beta)},$$

$$\kappa = 2\beta \frac{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha t^*} + [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha t^*} - 2(1-a)}{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha t^*} (1+\beta) - [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha t^*} (1-\beta)},$$

$$\delta(z) = \frac{4\alpha\beta\Gamma_D z}{\Gamma(1-\lambda) + \lambda} S \sin h_{\odot} \times$$

$$\times \frac{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha z} - [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha z}}{[(1-a) + \beta(1+a)] e^{\alpha z^*} (1+\beta) - [(1-a) - \beta(1+a)] e^{-\alpha z^*} (1-\beta)},$$

где

$$\alpha = 2\sqrt{1-\lambda^2}, \quad \beta = \sqrt{\frac{1-\lambda}{1+\lambda}},$$

z — высота уровня в облаке (в сотнях метров), отсчитываемая от нижней границы облака.

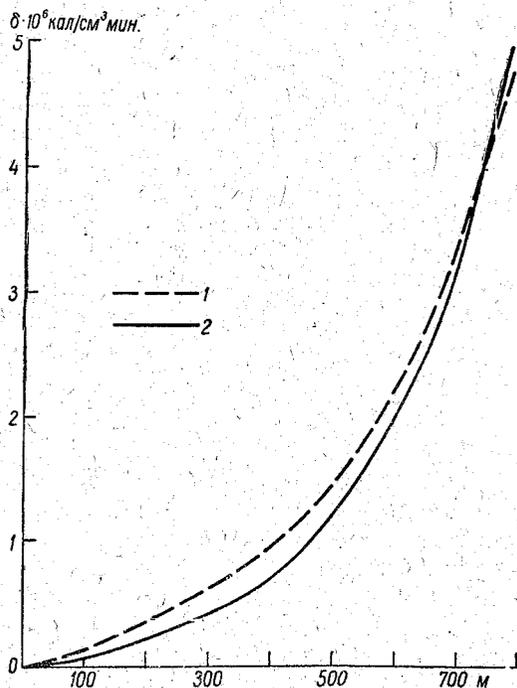


Рис. 5. Вертикальное распределение притока коротковолновой радиации в облаке.
1 — $a=0,7$, 2 — $a=0,2$.

Как уже сказано выше, величина λ до настоящего времени не определена ни экспериментально, ни теоретически. Однако величина λ может быть оценена из измерений величины поглощенной облаком радиации κ , которая поддается непосредственному экспериментальному определению

[6, 11, 12, 13]. В соответствии с результатами подобных измерений величина λ оказывается равной приблизительно 0,99.

Оценив λ , мы можем рассчитать величины нисходящего потока и притока коротковолновой радиации в облаке.

В качестве примера на рис. 5 приведено распределение величины притока по высоте. На рисунке видно, что наибольшие значения притока наблюдаются на верхней границе облака. Это согласуется с экспериментальными данными [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Новосельцев Е. П. К вопросу о решении уравнения переноса при сильно вытянутой индикатрисе рассеяния. См. настоящий сб.
2. Фейгельсон Е. М. Радиационные свойства облаков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1951.
3. Шифрин К. С., Минин И. Н. Теория наклонной дальности видимости. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
4. Курс метеорологии. Под ред. П. Н. Тверского. Гидрометеониздат, Л., 1951.
5. Калитин Н. Н. Суммарная радиация в Павловске. Тр. ГГО, вып. 19 (81), 1949.
6. Чельцов Н. И. Исследование отражения, пропускания и поглощения солнечной радиации облаками некоторых форм. Труды ЦАО, вып. 8, 1952.
7. Барашкова Е. П. Рассеянная радиация в Карадаге. Тр. ГГО, вып. 80, 1959.
8. Шифрин К. С. К теории радиационных свойств облаков. ДАН СССР, т. 44, № 4, 1954.
9. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. Б., Соболев В. В. Теоретическая астрофизика. ГИТТЛ, М. — Л., 1952.
10. Фейгельсон Е. М. Поглощение солнечной энергии в атмосфере при наличии облаков. Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, № 23 (150), 1959.
11. Neiburger M. Reflection, absorption and transmission of insolation by stratus clouds. J. Met., Vol. 6, No 2, 1949.
12. Fritz S. and Mac Donald T. Average solar radiation in the United States. Heating and Ventilation, vol. 46, No 7, 1949.
13. Robinson G. D. Some observations from aircraft of surface albedo and the albedo and absorption of clouds. Arch. f. Met., Geoph. und Biokl., ser. B, Bd 9, H. 1, 1958.

Н. И. НИКИТИНСКАЯ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СПЕКТРАЛЬНОЙ СХЕМЫ РЕАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЫ К. С. ШИФРИНА и И. Н. МИНИНА

Статья посвящена сопоставлению данных об оптической толщине атмосферы в видимой области спектра, полученных экспериментальным и расчетным путем. Кроме того, в работе приводятся некоторые сведения о наблюдаемой в Ленинградской области оптической толщине атмосферы вблизи области спектра 550 $m\mu$.

Предложенная К. С. Шифриным и И. Н. Мининым замкнутая оптическая схема реальной безоблачной атмосферы [1] дает возможность рассчитывать видимость земных объектов с некоторого уровня над поверхностью земли, т. е. негоризонтальную видимость. При решении ряда практических задач такие расчеты представляют безусловный интерес.

Основное положение упомянутой выше работы состоит в том, что различные оптические характеристики атмосферы взаимосвязаны. Поэтому считая некоторые из них известными из наблюдений, можно рассчитать с их помощью любые другие характеристики. Одним из двух основных параметров, определяющих дальность видимости, является в соответствии с предложенной схемой спектральная прозрачность толщи атмосферы p_λ (точнее, ее спектральная оптическая толщина τ_λ). Для заданного состояния атмосферы она рассчитывается исходя из экспериментально наблюдаемых значений τ_0 , т. е. оптической толщины атмосферы в области спектра 550 $m\mu$.

При расчетах τ_λ , разумеется, необходимо знать зависимость аэрозольного коэффициента ослабления $b(0\lambda)$ от длины волны λ . Из теоретических расчетов следует, что возможна любая зависимость $b(0\lambda)$ от длины волны в интервале от 0 до 4, а в некоторых случаях и аномальное рассеяние. Задача становится еще более сложной, если учесть, что в природе нередко наблюдаются полидисперсные аэрозоли. В этом затруднительном случае авторы схемы обращаются к экспериментальным данным, полученным в условиях свободной реальной атмосферы [3]. Базируясь на этих данных, полагают, что при малых и средних помутнениях для аэрозольного коэффициента рассеяния справедлива формула Онгстрема

$$b = b_0 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^n, \quad (1)$$

где b_0 — аэрозольный коэффициент рассеяния при $\lambda = \lambda_0 = 550 m\mu$, $n = 1$.

Так как величина n определялась в работе [3] только для приземных слоев воздуха, а не для толщи атмосферы и так как имеющиеся сведения о коэффициенте n весьма разноречивы и, возможно, определяются

иногда пунктом наблюдения [4, 5, 6, 7, 8], мы сочли нужным подвергнуть этот вопрос специальной экспериментальной проверке, учтя то обстоятельство, что надежное определение коэффициента n требует исследования τ_λ в возможно большем числе точек спектра.

Наблюдения производились в Ленинградской области в летне-осенний период дважды: первый раз в пос. Воейково (37 дней наблюдения), второй раз в пос. Сосново (58 дней наблюдения). Методика наблюдений и определения коэффициента n , а также некоторые результаты описаны ранее [9, 10, 11]. Так как в Сосново исследования выполнены по несколько более совершенной методике и в восьми участках спектра (372—805 $m\mu$), а в Воейково — только в трех (в конце периода наблюдений в четырех) участках видимого спектра, мы отдаем предпочтение первым измерениям. Это следует сделать также в связи с возможным влиянием дыма города на прозрачность атмосферы в районе Воейково.

Сравнительно длительные наблюдения позволяют произвести некоторую статистическую обработку полученного материала, на основании которой можно судить о кривой распределения величины τ_0 , т. е. оптической толщины атмосферы в области 550 $m\mu$, и определить наивероятнейшую оптическую толщину для данного пункта и данного времени наблюдения. Считаем, впрочем, необходимым заранее оговорить, что происхождение и степень трансформации воздушной массы, как подтверждается многими работами, например [9, 12], определяют степень помутнения воздуха. Поэтому приводимые ниже сведения не следует считать пригодными для широких обобщений ввиду того, что в каждом пункте наблюдений в определенное время года преобладают различные воздушные массы.

Полученное в Сосново среднее значение n в околополуденные часы составило $1,0 \pm 0,2$ (29 дней наблюдения), т. е. совпало с принятым в работе [1] для расчетов. Однако при определении этого значения не принимались во внимание случаи господства «чистых» (нетрансформированных) арктических масс воздуха, обнаруживших свои особенности. Одна из особенностей этих масс состояла в нейтральном аэрозольном рассеянии ($n=0$ для 15 дней наблюдения). Остальные случаи (из 58) не подвергались обработке вследствие различных причин: в связи с измерениями при малых высотах солнца, при слишком не устойчивом состоянии атмосферы и т. п. Аналогичное значение $n=1,2$ получено как среднее околополуденное значение для 33 дней наблюдения в Воейково, а также как среднее значение, полученное в результате обработки данных Аббота для Вашингтона [13]. Коэффициент n определен нами, как и ранее, графическим путем [9, 11]. На рис. 1 на оси абсцисс отложены значения $\lg \lambda$, на оси ординат — $\lg \lg \frac{1}{p_a}$ (p_a — аэрозольный компонент прозрачности атмосферы). Наклон прямых, изображенных на этом рисунке, определяет значение n .

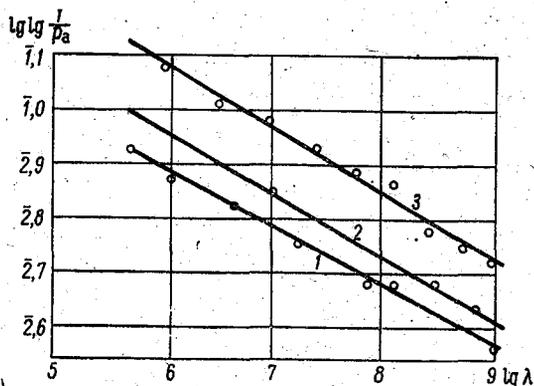


Рис. 1. Графическое определение средних значений коэффициента n .

1 — Сосново ($\tau_0 = 0,225$, $n = 1,0$, 29 дней наблюдения),
2 — Воейково ($\tau_0 = 0,243$, $n = 1,2$, 33 дня наблюдения),
3 — Вашингтон ($\tau_0 = 0,305$, $n = 1,2$).

В связи с тем что при определении n не обнаружилась зависимость этого коэффициента от степени помутнения (кроме случаев очень слабого помутнения, т. е. господства арктического воздуха, когда обнаружено нейтральное рассеяние), представилось естественным вычислить возможные расхождения вычисленных в соответствии со схемой значений n с наблюдаемыми в отдельных случаях на опыте. При отсутствии различных возмущающих факторов (дымки, фронта), иногда перед выпадением осадков и т. п. величина n колебалась от 0,8 до 1,4, а при наличии этих факторов она уменьшалась до 0,3.

Однако упомянутые расхождения обусловлены не только разницей между теоретическим и экспериментально наблюдаемым значениями n , но и степенью помутнения, так как доля аэрозольного компонента в значениях оптических толщин τ_λ неодинакова. Приведем примеры. В Сосново 7 сентября при наличии чистых арктических масс воздуха ($\tau = 0,14$, $n = 0$) аэрозольный компонент уравнивался и начинал преобладать над релеевским компонентом приблизительно с $650 \text{ м}\mu$, 11 сентября при господстве трансформированного АВ ($\tau_0 = 0,168$, $n = 0,8$) — приблизительно с $600 \text{ м}\mu$, 24 августа (трансформированный МУВ, $\tau_0 = 0,229$, $n = 1,2$) — приблизительно с $500 \text{ м}\mu$ и, наконец, 9 августа (КУВ при возможном влиянии лесного пожара, $\tau_0 = 0,322$, $n = 1,4$) — с $400 \text{ м}\mu$.

Первый пример характерен для случаев очень слабого помутнения второй — для слабого, третий — для среднего и, наконец, четвертый — для сильного помутнения; наблюдавшегося в Сосново. Именно для этих характерных дней и был произведен расчет возможных отклонений экспериментально наблюдаемых значений τ_λ от теоретических. Основанием для теоретических расчетов τ_λ послужила следующая формула, рекомендуемая схемой Шифрина и Минина для аэрозольного компонента оптической толщины:

$$\tau_a = \frac{\lambda_0}{\lambda} (\tau_0 - 0,095), \quad (2)$$

где $\lambda_0 = 550 \text{ м}\mu$, причем значение τ_0 бралось из опыта. Эта формула предполагает $n = 1$. Нетрудно было также определить значение τ_a в предположении других значений n , что и было выполнено нами ($n = 0,6, 0,8, 1,2$ и $1,4$). Некоторые результаты вычислений и экспериментальные данные представлены на рис. 2, где изображены кривые оптических толщин τ_λ . Кривые концентрируются в виде четырех групп. Верхняя группа, состоящая из четырех кривых, соответствует сильному помутнению и содержит экспериментальную кривую τ_λ для 9 августа ($\tau_0 = 0,322$) и три расчетные (при n , равном 0,8, 1 и 1,2).

Построение нескольких расчетных кривых выполнено нами в связи с тем, что, как уже упоминалось, значение n оказалось не связанным со степенью помутнения. Аналогично ниже расположенная группа кривых относится к среднему помутнению и т. д. Самая нижняя группа включает только две прямые, так как для очень слабого помутнения при наших измерениях обнаружено только нейтральное рассеяние. Как видно на рис. 2, при $n > 1$ кривые, построенные по экспериментальным данным, располагаются выше теоретических для более коротковолновых участков спектра ($\lambda < 550 \text{ м}\mu$) и ниже теоретических для длинноволновых участков ($\lambda > 550 \text{ м}\mu$). Обратный порядок наблюдается при $n < 1$. При различном помутнении эти расхождения различны и имеют приблизительно следующие значения: для области спектра вблизи $400 \text{ м}\mu$ при сильном помутнении τ_λ изменяется на 0,02 при изменении n на 0,2 (т. е. при возрастании n , например, от 0,8 до 1 или от 1 до 1,2). Величины расхождений при среднем, слабом и очень слабом помутнении соста-

входят соответственно 0,011, 0,004 и 0,003. Для области спектра вблизи 800 $m\mu$ они равны соответственно 0,01, 0,007 и 0,005 и 0,002. При этом относительные расхождения составляют для области спектра 400 $m\mu$ около 3, 2, 1 и 0,7%, а для области 800 $m\mu$ для всех случаев, кроме последнего, 6—7%. Относительные ошибки значительнее для более длинно-

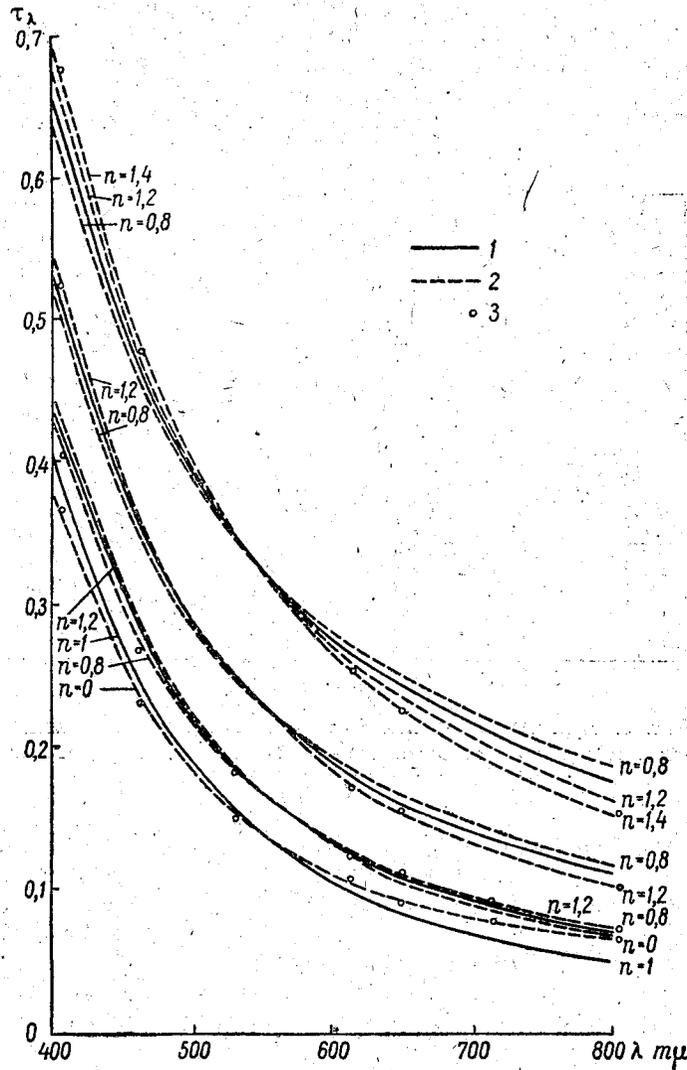


Рис. 2. Возможные ошибки теоретического определения оптических толщин τ_λ .

1 — теоретическое значение ($n=1$), 2 — теоретическое значение ($n \neq 1$), 3 — экспериментально наблюдаемое значение.

волновых областей спектра, так как аэрозольный компонент оптической толщины играет в этих случаях всегда большую роль по сравнению с релеевским компонентом.

Таким образом, при сильном и среднем помутнении, если не принимать во внимание возможное воздействие возмущающих факторов (дымки и т. п.), уменьшающих n , максимальное расхождение теоретиче-

ских и экспериментальных значений τ_λ для области спектра $800 \text{ m}\mu$ составляет примерно 14%. Что же касается очень слабого помутнения, когда обнаружено нейтральное рассеяние, то это расхождение достигает в области спектра $800 \text{ m}\mu$ примерно 18%. Интересно отметить, что для области $400 \text{ m}\mu$ оно равно даже в этих случаях только 3—4%.

Кривые распределения τ_0 в околополуденные часы для Сосново (44 дня, конец июля — октябрь) и Воейково (33 дня, август — октябрь) представлены на рис. 3. Как видно на этом рисунке, кривые весьма различны, хотя периоды наблюдений почти совпадают и в обоих случаях часто господствовали арктические массы воздуха, отличающиеся высокой прозрачностью, что характерно для Ленинградской области особенно в

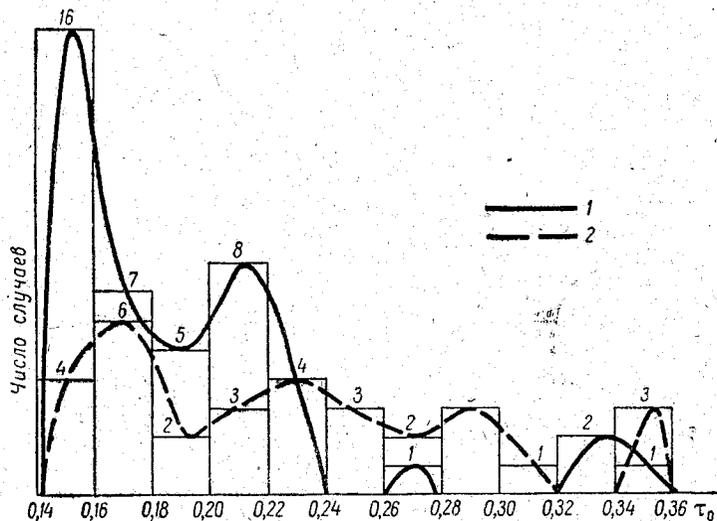


Рис. 3. Кривые распределения τ_0 в околополуденные часы.
1 — Сосново (44 дня наблюдения), 2 — Воейково (33 дня наблюдения).
Цифры у кривых обозначают число случаев.

сентябре — октябре (по 17 случаев). Интервал изменений τ_0 в Сосново оказался весьма незначительным: от 0,14 до 0,24 (если не учитывать четыре случая, три из которых сомнительны в связи с возможным влиянием лесного пожара, а один — в связи с наличием фронта). В Воейково значения τ_0 изменялись от 0,14 до 0,36 (если не принимать во внимание два случая, не представленные на рисунке: τ_0 равно 0,432 и 0,45). Следовательно, интервалы изменений τ_0 в обоих пунктах различаются более чем в два раза.

Мы полагаем, что рис. 3 является наглядным доказательством того, как сильно может воздействовать близость города на характер распределения τ_0 . Наименьшие значения τ_0 , соответствующие случаям господства арктического воздуха, для обоих пунктов совпали, но, видимо, вследствие влияния городского помутнения случаи с наибольшей прозрачностью более редки во втором случае. В большем интервале меняются значения τ_0 и при воздушных массах другого происхождения. Так как материала наблюдений недостаточно, мы пока воздерживаемся от составления таблицы средних значений τ_0 для различных воздушных масс, укажем лишь, что вслед за арктическими массами по нашим измерениям наиболее прозрачными оказались воздушные массы, пришедшие с северо-запада Атлантического океана.

Выводы

1. Значения τ_λ , рассчитанные в соответствии со спектральной схемой реальной атмосферы Шифрина и Минина, хорошо совпадают с экспериментально наблюдаемыми значениями τ_λ .

2. В Ленинградской области в летне-осенний период (особенно в сентябре — октябре) преобладают низкие значения τ_0 , обусловленные частым господством здесь в это время арктических масс воздуха.

3. Тесная связь между происхождением воздушной массы и значениями τ_0 делает возможным прогноз оптических толщин атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
2. Houghton H. G., Chalker W. R. Cross section for water drop scattering in the visible. J. Optical Soc. of America, vol. 39, 1949.
3. Schmolinsky F. Die Wellenlängenabhängigkeit der Sichtweite und des Koeffizienten der Dunstextinktion. Meteor. Zeit., Nr. 6, 1944.
4. Wempe J. Atmosphärische Extinktion. Astr. Nachr., 1—22, 1947.
5. Мирзоян Л. Б. Об атмосферной экстинкции. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат., т. 6, № 2, 1952.
6. Elsässer H. Extinktionmessungen am Jungfrauoch. Zeitschr. f. Astrophys., Bd 35, 1954.
7. Vassy A. et E. Recherches sur l'absorption atmosphérique. J. de Phys., II, Nr. 10, 1939; III, Nr. 10, 1939.
8. Hinzpeter H. Erfahrungen über Trübungsbestimmungen mit Interferenzfiltern. Meteor. Zeit., II, Nr 10—11, 1957.
9. Никитинская Н. И. Об аэрозольном ослаблении света в толще атмосферы. Тр. 3-й Всесоюзной конференции по актинометрии и атмосферной оптике. Изд. АН ЛитССР, Вильнюс, 1961.
10. Никитинская Н. И. Опыт исследования изменчивости спектрального коэффициента прозрачности толщи атмосферы. Тр. 2-й Всесоюзной конференции по актинометрии и атмосферной оптике. Гидрометеоздат, Л., 1961.
11. Никитинская Н. И. Применение интерференционных светофильтров для спектральных исследований солнечной радиации. Тр. ГГО, вып. 26, 1951.
12. Белецкий В. Б. Актинометрические характеристики воздушных масс. Метеорология и гидрология, № 5, 1941.
13. Савостьянова М. В. Спектральный состав дневного света при фотосъемке. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 4, 1942.

ОБ ОСЛАБЛЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ ТРОПОСФЕРЫ

Аэрозольный коэффициент ослабления прямой радиации на высоте 3—5 км практически равен нулю. Вместе с тем аэрозольная оптическая толщина атмосферы, лежащей выше 6 км, τ_6^∞ составляет еще значительную величину. В статье приводятся экспериментальные значения τ_6^∞ и обсуждаются их зависимости от длины волны и состояния атмосферы.

Данные о вертикальном распределении аэрозольного коэффициента ослабления в нижней тропосфере, полученные различными авторами [3, 5, 6], показывают, что практически весь аэрозоль находится в нижнем слое толщиной 3—5 км. Убывающий с высотой, коэффициент аэрозольного ослабления на высоте 3—5 км обычно обращается в нуль. Вместе с тем данные измерений аэрозольной оптической толщины и оптической плотности атмосферы, лежащей выше 6 км, указывают на наличие в верхней тропосфере или стратосфере слоев [3]. Аэрозольная оптическая толщина атмосферы на высоте 6—7 км не обращается в нуль, как это должно было бы следовать из хода аэрозольного коэффициента ослабления, а составляет значительную величину, иногда превышающую в несколько раз оптическую толщину релеевской атмосферы.

Нами произведены измерения оптической толщины атмосферы в шести спектральных участках от 400 до 950 $m\mu$ по методике, описанной в работах [1, 2]. Измерения были выполнены в районе Актюбинска зимой, весной и летом 1959 г.

В табл. 1 и 2 приведены полученные значения аэрозольной оптической толщины атмосферы, лежащей выше 6 км, τ_6^∞ . В табл. 3 для сравнения помещены значения релеевской оптической толщины атмосферы, лежащей выше 6 км, τ_{r6}^∞ .

Анализ полученных результатов показывает, что τ_6^∞ испытывает резкие колебания не только в течение всего периода измерений, но и в течение одного дня. Например, 20 мая для $\lambda=400 m\mu$ в утренние часы $\tau_6^\infty = 0,064$; в дневные часы τ_6^∞ увеличилось до 0,229, а затем опять уменьшилось до 0,122. Спектральный ход τ_6^∞ носит нерегулярный характер, хотя и имеется некоторая тенденция к убыванию аэрозольной оптической толщины при увеличении длины волны. Такой результат, по-видимому, указывает на то, что источником помутнения в верхних слоях, вероятно, являются облака. Указания на это имеются в работе [3] со ссылками на работы [4, 5]. Менее вероятно наличие слоев, замутненных крупными частицами внеземного происхождения.

Сопоставление аэрозольной оптической толщины τ_6^∞ с релеевской, приведенной в табл. 3, показывает, что для $\lambda \geq 500 m\mu$ аэрозольная

Актюбинск, февраль—март 1959 г.

Дата	Время, ч. м.	λ тм					
		400	500	550	600	700	950
21/II	12 15	—	0,060	0,094	0,065	0,089	0,078
	15 10	0,027	0,092	0,098	0,096	0,070	0,066
1/III	8 30	—	0,074	0,089	0,107	0,080	0,075
	12 20	0,014	0,070	0,108	—	0,097	0,087
	15 00	0,008	0,070	0,083	0,069	0,044	—
2/III	10 35	0,008	0,068	0,076	0,061	0,053	0,052
3/III	10 00	0,036	0,096	0,103	0,072	0,068	0,072
	11 50	0,050	0,101	0,105	0,089	0,081	0,062
	14 35	0,025	0,092	0,092	0,060	0,048	0,050
4/III	9 25	0,036	0,098	0,104	0,082	0,058	0,062
	11 25	0,052	0,108	0,114	0,080	0,062	0,063
	14 00	0,033	0,094	0,095	0,061	0,046	0,043
5/III	12 15	—	0,107	0,107	0,067	0,047	0,040
	14 40	0,034	0,102	0,090	0,060	0,035	0,032
6/III	9 40	0,025	0,085	0,079	0,047	0,022	0,018
	11 30	0,036	0,090	0,078	0,044	0,024	0,019
9/III	9 30	—	0,064	0,068	0,052	0,030	0,021
	11 55	0,012	0,070	0,074	0,043	0,030	0,022
	15 05	—	0,089	0,070	0,052	0,024	0,021
10/III	8 50	0,031	0,088	0,078	0,046	0,022	0,020
	11 00	—	0,107	0,098	0,048	0,036	0,031
	14 20	0,027	0,090	0,078	0,053	0,028	0,024
13/III	9 10	—	0,058	0,073	0,060	0,036	0,014
	11 05	0,005	0,069	0,076	0,051	0,034	0,015
	14 25	0,003	0,068	0,071	0,050	0,030	0,008
14/III	9 20	—	0,062	0,061	0,051	0,023	0,008
	14 40	0,006	0,069	0,067	0,050	0,020	0,003
15/III	8 55	—	0,060	0,060	0,046	0,014	—
	10 55	0,022	0,085	0,085	0,050	0,024	0,009
Среднее		0,024	0,082	0,085	0,061	0,044	0,038

Актюбинск, май—июнь 1959 г.

Дата	Время, ч. м.	λ мμ					
		400	500	550	600	700	950
18/V	11 00	0,014	0,050	0,072	—	0,154	0,138
	13 50	0,156	0,161	0,086	0,134	—	0,114
19/V	6 10	0,050	0,099	0,057	0,085	0,051	0,054
	8 30	0,148	0,163	0,099	—	—	0,135
	17 10	—	—	—	0,072	0,035	0,031
20/V	6 45	0,064	0,109	0,057	0,088	0,050	0,044
	10 30	0,229	0,213	0,122	0,126	0,065	—
	17 10	0,122	0,167	0,106	0,099	0,040	0,099
21/V	6 55	0,082	0,127	0,064	—	0,040	0,076
	9 45	0,264	0,254	0,147	—	0,064	—
22/V	6 55	0,052	0,102	0,064	—	—	0,036
	10 50	—	—	—	—	0,120	—
23/V	7 25	—	0,028	0,001	0,048	0,011	—
	9 40	0,167	—	0,062	—	—	0,096
26/V	8 30	—	—	—	0,037	0,021	0,034
	6 55	0,097	0,114	0,030	0,026	—	0,071
28/V	6 20	0,035	0,074	0,030	0,028	0,009	0,024
5/VI	6 05	—	0,047	0,028	0,056	0,049	0,014
	8 10	0,056	0,077	0,043	0,097	0,069	0,053
6/VI	6 05	0,062	0,066	0,029	—	—	0,008
	8 20	0,069	0,087	0,046	0,092	—	0,058
7/VI	5 55	0,044	0,097	0,054	0,060	0,020	0,034
	8 10	0,178	0,175	0,081	—	—	0,118
8/VI	6 15	0,095	0,128	0,062	—	0,024	0,047
	8 30	0,126	0,156	—	—	0,029	0,124
	18 00	0,069	0,094	0,062	0,064	0,027	0,052
9/VI	6 10	0,059	0,096	0,045	0,049	0,011	0,029
	8 30	0,020	0,204	0,103	0,083	0,010	0,133
	17 20	0,072	0,122	0,078	0,087	0,044	0,073
10/VI	5 55	0,071	0,116	0,066	0,076	0,031	0,072
	7 55	0,083	0,122	0,066	0,063	0,019	0,086
	9 35	0,240	0,224	0,113	0,083	0,008	0,174
11/VI	6 20	0,046	0,091	0,042	0,070	0,032	0,038
	8 15	0,151	—	0,091	—	0,033	0,101
	9 45	—	—	—	—	0,030	0,022
12/VI	5 35	0,067	0,120	0,072	0,075	0,041	0,053
	8 10	—	0,192	0,099	—	0,022	—
13/VI	3 55	0,061	0,112	0,064	0,079	0,035	0,061
14/VI	5 50	0,076	0,119	0,061	0,074	0,035	0,051
	8 10	—	—	—	0,099	0,043	0,107
16/VI	7 10	0,208	0,221	0,100	0,100	0,026	0,154
	9 50	0,378	0,348	—	—	0,028	0,291
Среднее		0,107	0,133	0,068	0,076	0,039	0,078

оптическая толщина в несколько раз превышает релейскую и только для $\lambda=400$ $m\mu$ в отдельных случаях релейская оптическая толщина превышает аэрозольную.

λ $m\mu$	400	500	550	600	700	950
$\tau_{\alpha 6}^{\infty}$	0,108	0,043	0,032	0,020	0,011	0,003

Зимой аэрозольная оптическая толщина в среднем в два раза меньше, чем летом. Изменения ее ото дня ко дню носят резкий характер. Спектральные зависимости, наоборот, выражены более отчетливо, имеется заметная тенденция к убыванию аэрозольной оптической толщины с увеличением длины волны.

В заключение необходимо отметить, что аналогичные результаты были получены при измерениях в других географических районах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович Ю. И. Самолетная аппаратура для измерения спектральных оптических характеристик атмосферы и подстилающей поверхности. Тр. ГГО, вып. 100, 1959.
2. Рабинович Ю. И. Вертикальное распределение аэрозольного ослабления в тропосфере. Тр. ГГО, вып. 115, 1961.
3. Фарафонова Г. П. Измерение ослабления солнечного света в свободной атмосфере. Тр. ЦАО, вып. 32, 1959.
4. Дривинг А. Я. и Смирнова А. И. Облака в стратосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1958.
5. Pendorfi R. Vertical distribution of M_1 particles in troposphere. J. Met., II, No 3, 1954.
6. Packer D. and Lock C. Brightness and polarization of the daylight sky at Altitudes of 18000 to 38000 feet above sea level. J. Optical Soc. of America, vol. 41, № 7, 1951.

Ю. И. РАБИНОВИЧ, К. В. КАЗАКОВА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ БЕЗОБЛАЧНОГО НЕБА В АБСОЛЮТНЫХ ЕДИНИЦАХ ДЛЯ СЕЛЕКТИВНЫХ ПРИЕМНИКОВ РАДИАЦИИ

В статье содержатся данные расчета распределения яркости безоблачного неба в абсолютных единицах для фотоэлектрического приемника с кислородно-цезиевым и сурьмяно-цезиевым катодами.

Для решения ряда практических задач интересно получить абсолютные значения распределения яркости безоблачного неба при измерении яркости с помощью селективного приемника радиации — фотоэлемента, обладающего ограниченной зоной чувствительности в видимой и инфракрасной областях спектра.

В работе [1] на основании рассмотрения некоторой модели атмосферы и решения уравнений переноса радиации получены значения интенсивности (в относительных единицах) нисходящей и восходящей рассеянной радиации при альбедо подстилающей поверхности, равном нулю. Эти данные были использованы нами для расчета абсолютной яркости неба при наблюдении с земли приборами, имеющими в качестве приемника фотоэлементы с сурьмяно-цезиевым и кислородно-цезиевым фотокатодами. Спектральные характеристики стандартных фотоэлементов взяты из работы [2].

Для расчета спектральных «солнечных постоянных» использовались данные Джонсона о солнечном спектре на границе атмосферы, приведенные в [3]. В результате расчета были получены следующие значения солнечных постоянных:

- 1) для сурьмяно-цезиевого фотокатода $S_{\lambda_1} = 0,035$ вт/см²,
- 2) для кислородно-цезиевого фотокатода $S_{\lambda_2} = 0,055$ вт/см²,
- 3) для стандартной кривой видности глаза $S_{\lambda_3} = 0,024$ вт/см².

Распределение яркости неба было рассчитано для трех состояний атмосферы: слабозамутненной с полной оптической толщиной $\tau = 0,2$, среднезамутненной с $\tau = 0,4$ и сильнозамутненной с $\tau = 0,8$.

Расчеты были выполнены для двух индикатрис рассеяния при каждом значении τ . Однако, поскольку различия в яркости неба получились незначительными, нами приводятся данные, относящиеся к одной функции рассеяния.

На рис. 1—6 представлены изолинии яркости неба (в абсолютных единицах — вт/см²) для трех значений τ и для двух фотокатодов.

Представляет интерес сопоставить результаты расчета яркости неба по методу В. В. Соболева, которые приводятся в [3], с результатами, изложенными в [1]. Для этой цели рассмотренным выше способом было рассчитано распределение яркости в абсолютных единицах (вт/см²)

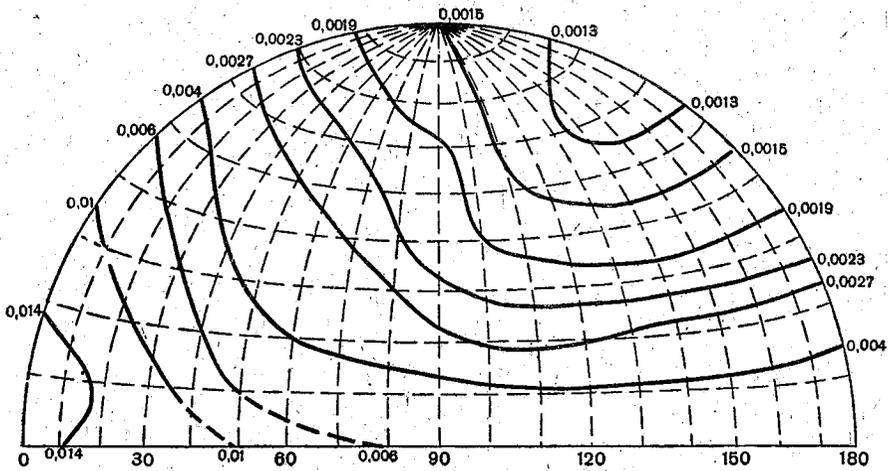


Рис. 1. Изофоты. Сурьмяно-цезиевый фотокатод; $\tau=0,2$, $\gamma=60^\circ$.

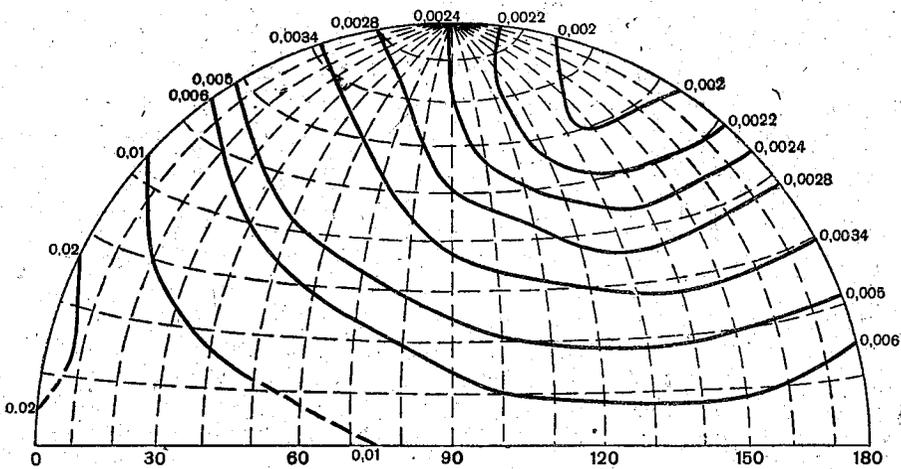


Рис. 2. Изофоты. Кислородно-цезиевый фотокатод; $\tau=0,2$, $\gamma=60^\circ$.

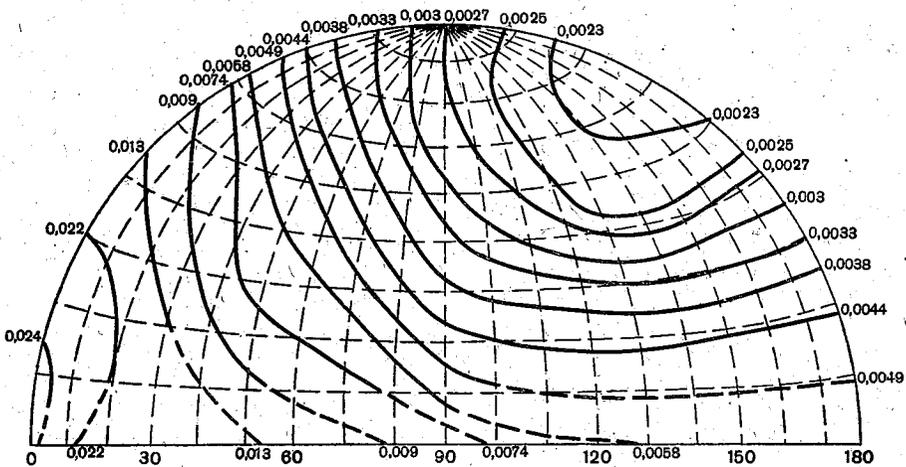


Рис. 3. Изофоты. Сурьмяно-цезиевый фотокатод; $\tau=0,4$, $\gamma=60^\circ$.

в спектральной области, соответствующей кривой видности глаза. Результаты были сопоставлены с данными работы [3] (рис. 7). Как видно на рисунке, кривые, полученные по обоим методам, хорошо согласуются.

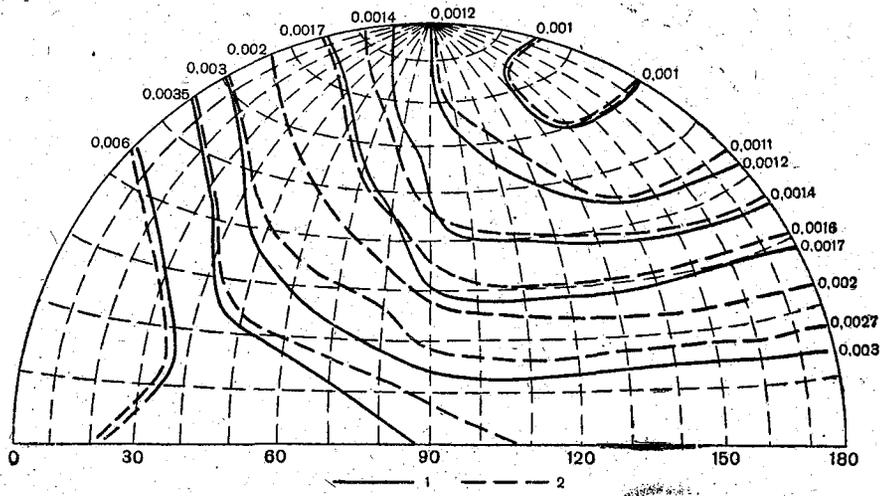


Рис. 7. Изофоты, $\tau=0,2$, $\gamma=60^\circ$.
1 — расчетные данные, 2 — данные из работы [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. Тр. ИФА АН СССР, вып. 1, ч. 1, 1958.
2. Электровакуумные приборы (справочник). Изд. ГКСМ по РЭ, т. III.
3. Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеиздат, Л., 1959.

СУТОЧНЫЙ ПРИХОД СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАКАХ

По данным регистрации солнечной радиации и ежечасных наблюдений над облачностью в бесснежный период в Павловске и Свердловске получены эмпирические связи между отношением действительного суточного прихода суммарной радиации к возможному и средней дневной облачностью при различных, преобладающих в течение дня формах и видах облаков и некоторых их сочетаниях. Оценено влияние осадков и атмосферных явлений на суточные суммы. Полученные результаты могут быть использованы для приближенного определения суточного прихода солнечной радиации при разных условиях погоды.

При любых исследованиях теплового баланса деятельной поверхности существенным является определение прихода суммарной солнечной радиации. Разработка климатологических методов расчета этой основной составляющей радиационного баланса [3] позволила построить мировые карты суммарной радиации.

Однако для решения ряда задач неклиматологического характера, например при изучении трансформации воздушных масс, при расчетах испарения за отдельные дни, эти методы непригодны. В таких случаях необходимо определение суточных сумм радиации при конкретных, а не средних условиях облачности. Некоторые из авторов, например Клейн [12], предлагают получать эти суммы путем построения кривой суточного хода радиации с последующим суммированием. Величины интенсивности суммарной радиации Q за отдельные сроки при различных высотах солнца, формах и количестве облаков, n Клейн предлагает вычислять по известной формуле Савинова — Онгстрема — Кимбалла $Q = Q_0 [1 - (1 - k)n]$, используя эмпирические значения Q_0 (интенсивности суммарной радиации при безоблачном небе) в зависимости от высоты солнца. Для величин k Клейн рекомендует брать значения $\frac{Q}{Q_0}$, полученные Гаурвицем [11] как соотношение между радиацией при 10-балльной облачности различных форм, а также при разных высотах солнца и радиацией при безоблачном небе.

Этот метод чрезвычайно трудоемок и имеет ряд недостатков: зависимость суммарной радиации от количества облаков не является линейной, кроме того, при неизменной высоте солнца, форме и количестве облаков приток солнечной радиации может колебаться в значительных пределах в зависимости от интенсивности сияния солнца (при солнце, свободном от облаков, увеличение облачности увеличивает суммарную радиацию). Известна возникающая в связи с последним фактором неточность определения суточных сумм радиации даже по данным срочных наблюдений в дни с переменной облачностью.

Задачей данной работы является получение эмпирических связей между отношением действительных суточных сумм радиации к возможным $\frac{Q}{Q_0}$ и средней дневной облачностью при различных формах и видах облаков и при наиболее часто встречающихся их сочетаниях. Нам представляется, что величина средней за светлое время суток облачности при данной форме облаков характеризует радиационный режим дня и в известной мере отражает роль прямой радиации.

Для этого были использованы суточные суммы радиации (прямой + рассеянной) по данным регистрации в Павловской (за 1937—1940 гг.) и Свердловской (за 1949—1952 гг.) геофизических обсерваториях, а также материалы ежечасных наблюдений над облачностью и сведения об атмосферных явлениях за бесснежный период (с апреля по октябрь). В обработке данных по Свердловску принимала участие Н. В. Семенова.

При неизменном количестве и вертикальной мощности облаков волнистых и кучевообразных форм величина $\frac{Q}{Q_0}$ должна зависеть от высоты солнца, поскольку последняя определяет экранирующее влияние облаков на прямую солнечную радиацию. Изменение высоты солнца особенно значительно сказывается на величине $\frac{Q}{Q_0}$ при небольших высотах солнца.

В настоящей работе использованы данные за период с достаточно большой высотой солнца, когда суточные суммы радиации в среднем на 80% складываются из прихода радиации в промежутки времени от 8 до 16 часов. Даже в Павловске с мая по август в эти часы высота солнца больше 30° , поэтому можно было предположить, что, рассматривая при данном количестве облаков каждую форму в отдельности, колебаниями величины $\frac{Q}{Q_0}$ в зависимости от высоты солнца можно пренебречь. Это в дальнейшем подтвердилось при сопоставлении величин $\frac{Q}{Q_0}$ за отдельные месяцы.

Что касается влияния высоты солнца на величину $\frac{Q}{Q_0}$ при облачности 10 баллов, то, как показывают данные Гаурвица, полученные из срочных наблюдений в обсерватории Блю-Хилл [11], а также материалы Н. Н. Калинина по данным регистрации в Павловске [5], при плотных облаках нижнего (Sc, St, Ns) и среднего (As) ярусов, не пропускающих прямой солнечной радиации, оно практически ничтожно. При прозрачных для прямой радиации облаках верхнего яруса $\frac{Q}{Q_0}$ увеличивается с возрастанием высоты солнца, то же отмечается и для As.

В результате выделения дней с облачностью 10 баллов в течение всей светлой части суток нами были получены средние значения $\frac{Q}{Q_0}$, типичные для разных форм и видов облаков и для некоторых их сочетаний, а также для случаев перехода одних облаков в другие. Эти величины сведены в табл. 1, причем при переходе одних облаков в другие сначала указаны облака, преобладавшие в течение дня. Для наглядности все случаи объединены в группы с близкими значениями $\frac{Q}{Q_0}$. Оказалось, что величины, полученные для Свердловска и Павловска, совпадают, поэтому пункт указан в таблице лишь тогда, когда средние вычислены преимущественно по данным этой станции.

Некоторые облачные формы не наблюдаются в количестве 10 баллов (например, Cu). Кроме того, невелико и число случаев, когда весь день

Таблица 1

Облака	Атмосферные явления	$\frac{Q}{Q_0}$			Число случаев
		среднее	минимум	максимум	
Верхний ярус		0,83			
Ac trans.		0,50			
As trans.		0,40			
Ac, As		0,41	0,37	0,45	6
Sc trans.		0,40			
As op.	●° 2—3 часа или без осадков, но длительная =	0,32	0,30	0,34	7
Ac, As	●° с перерывами	0,32			
As и Cu	●° непродолжительный или без осадков	0,33	0,32	0,34	4
Ac, As и Sc или Cu		0,31			
Ac, As и Cb	▽° кратковременный	0,30			
Sc op.	В середине дня переход в Sc trans.	0,30			
Sc, St	В середине дня переход во Frst	0,31	0,30	0,32	6
Cb и Sc, Ac или As	▽° большую часть дня	0,30	0,27	0,32	7
As, Frnb	● " " "	0,21	0,19	0,23	4
As op.	= весь день	0,25			
As или Ac, As и Ns или Cb	●° большую часть дня с перерывами (Павловск)	0,23	0,18	0,25	5
As, Frnb и Sc или St	●° большую часть дня с перерывами (Свердловск)	0,22			
Sc op.	●° кратковременный или без осадков	0,23	0,18	0,26	10
St		0,22	0,19	0,25	15
Ns	●° большую часть дня (Свердловск)	0,20	0,19	0,22	5
Sc и St	●° длительный или ● кратковременный или = часть дня	0,21	0,20	0,23	7
Sc и Ns или Cb	●°	0,23	0,20	0,27	7
Sc и Cb	▽° кратковременный или ●° более длительный	0,22			
Ns и St или Sc	●° несколько часов (Павловск)	0,22	0,21	0,26	13

Облака	Атмосферные явления	$\frac{Q}{Q_0}$			Число случаев
		среднее	минимум	максимум	
Ns и Cb или Ac, As	●° иногда длительный (Свердловск)	0,23	0,18	0,27	8
Sc op.	= большую часть дня (Павловск)	0,14			
St	● или = весь день (Павловск)	0,14	0,13	0,17	16
Ns	● большую часть дня и = или ≡ (Павловск)	0,14	0,13	0,16	10
?	≡ весь день (Свердловск)	0,12	0,10	0,13	4
St	● и = или ≡ весь день	0,08	0,04	0,11	8
Ns и St или Sc	● или ● длительный или =	0,14	0,09	0,17	17

Примечание. Наименее надежные величины даны курсивом.

небо полностью закрыто облаками только верхнего яруса, Ac и As в отдельности или Cb. Обычно наблюдаются еще какие-либо другие формы.

Из табл. 1 видно, что, несмотря на то что визуальные наблюдения над формой и видом облаков не могут исчерпывающе характеризовать плотность облачного покрова, полученные значения $\frac{Q}{Q_0}$ достаточно четко распределяются по группам.

Наименьший приход радиации наблюдается при St — наиболее низких и мелкокапельных облаках, сопровождающихся моросью и дымкой или туманом. Минимальные значения $\frac{Q}{Q_0}$ составляют 0,04—0,05. Если наблюдается только морось или дымка, интенсивность радиации при St повышается и даже минимальные значения $\frac{Q}{Q_0}$ (0,13) превышают максимальные при наличии обоих явлений (0,11).

Такого же порядка средние величины получаются при Ns с умеренными и продолжавшимися не менее половины дня осадками (иногда с дымкой), при Sc с дымкой и при непросвечивающем тумане.

Несколько более высокие значения $\frac{Q}{Q_0}$ (0,22) наблюдаются при облаках нижнего яруса с кратковременными умеренными (Ns) и даже длительными с перерывами, но слабыми (Sc) осадками или без осадков (Sc и St), а также при плотных облаках среднего яруса с умеренными продолжительными осадками или дымкой в течение всего дня.

К группе со средним значением $\frac{Q}{Q_0}$ (около 0,3) относятся преимущественно случаи с плотными облаками среднего яруса и слабыми осадками, а при облаках нижнего яруса только случаи с переходом Sc в середине дня от вида oratus к виду translucidus или с разрывами St в середине дня. То, что такая же величина получается при преобладании в течение дня Cb, также связано с наличием просветов между отдельными облаками.

Значение $\frac{Q}{Q_0} \approx 0,4$ характерно для сплошного (без просветов) покрова облаков среднего яруса без осадков и явлений, а также для наиболее тонких облаков нижнего яруса — Sc trans.

Наибольший суточный приход рассеянной радиации при облачности 10 баллов наблюдается при тонких облаках среднего яруса, что совпадает с имеющимися в литературе результатами измерений в умеренных широтах.

Максимальное значение $\frac{Q}{Q_0} = 0,83$, соответствующее облакам верхнего яруса, естественно, обусловлено влиянием прямой солнечной радиации.

Наибольший диапазон изменений $\frac{Q}{Q_0}$ при облаках одной и той же формы наблюдается при Sc (от 0,4 до 0,14). Это обусловлено наибольшими по сравнению с другими формами облаков нижнего яруса колебаниями высоты их нижней границы, водности, а также вертикальной мощности: от значений, характерных для Ac, до величин, типичных для St. Большие колебания рассеянной радиации характерны и для другой переходной формы — As.

Данные табл. 1 показывают, что выпадение даже слабых и кратковременных осадков при преобладании в течение дня сплошного покрова облаков среднего яруса приводит к уменьшению $\frac{Q}{Q_0}$ примерно на 0,1, а умеренные осадки снижают $\frac{Q}{Q_0}$ еще значительно (почти на 0,2) по сравнению со случаями без осадков. Очевидно, это обусловлено не самими осадками, а большей вертикальной мощностью и водностью и более низким основанием облаков, дающих осадки.

При сплошном покрове облаков нижнего яруса влияние слабых осадков не обнаруживается, умеренные же осадки снижают $\frac{Q}{Q_0}$ на 0,1.

Уменьшение радиации ($\Delta \frac{Q}{Q_0} = 0,08 \div 0,1$) при длительной дымке обусловлено добавочным рассеянием в подоблачном слое. Этот же эффект частично может быть причиной уменьшения рассеянной радиации при выпадении мороси.

Туман, дымка и умеренные осадки, наблюдающиеся утром или вечером, на суточном приходе радиации не сказываются.

Характерно, что наиболее часто встречающимся случаем с наличием в течение дня сплошного покрова облаков нижнего яруса соответствует среднее значение $\frac{Q}{Q_0} = 0,22$, что совпадает с величиной $\alpha = 0,23$, полученной Онгстремом по данным регистрации в Швеции в дни с отсутствием солнечного сияния. Дирмхирн [10] по наблюдениям в пасмурные по нижней облачности дни в Вене приводит значение $\alpha = 0,22 \div 0,24$, Темз [14] по данным регистрации в Цюрихе — 0,18, а в Локарно-Монти — 0,22. Для дней с туманом в Вене (в бесснежный период) Дирмхирн получила величину 0,13.

Значение $\frac{Q}{Q_0}$ для среднего яруса, найденное по суточным суммам, имеется лишь у Темза (0,31). Это значение совпадает с величиной, полученной нами для сплошного покрова с непродолжительными осадками, и соответствует среднему значению для всех видов облаков среднего яруса (исключая Ac trans.) без осадков и с осадками или дымкой.

Для сравнения с нашими результатами по отдельным формам облаков можно привести лишь уже упомянутые средние величины $\frac{Q}{Q_0}$, вычи-

сленные Гаурвицем [11] и Калитиным [5], но не по суточным суммам, а по интенсивности радиации при различных высотах солнца (табл. 2)

Таблица 2

Автор	Ci	Cs	Ac	As
Б. Гаурвиц	0,81—0,85	0,68—0,81	0,46—0,52	0,41—0,40
Н. Н. Калитин	0,66—0,98	0,69—0,90	0,54—0,62	0,41—0,37

Автор	Sc	St	Ns	≡
Б. Гаурвиц	0,31—0,35	0,24—0,25	0,25—0,15	0,18—0,17
Н. Н. Калитин	0,32—0,27	0,20—0,16 ¹		

Указания, каким видам облаков (*translucidus* или *opacus*) соответствуют эти величины, отсутствуют, но в работе Калитина приведены данные о наличии прямой солнечной радиации при Ac (при $h_{\odot} > 30^{\circ}$). Очевидно, этим обусловлены более высокие, полученные им средние значения $\frac{Q}{Q_0}$ для Ac. Данные обоих авторов для других форм облаков среднего и нижнего ярусов очень близки, особенно если учесть, что нет указаний об осадках и атмосферных явлениях. Для выяснения причин расхождения величин, характерных для облаков верхнего яруса, и, особенно, очень большой зависимости $\frac{Q}{Q_0}$ от высоты солнца, полученной Н. Н. Калитиным, мы обратились к работе Н. И. Макаре́вского [6], исследовавшего коэффициент пропускания прямой солнечной радиации $\frac{S}{S_0}$ облаками верхнего яруса по данным регистрации в Павловске. Естественно, что при облаках верхнего яруса зависимость $\frac{Q}{Q_0}$ от высоты солнца в основном должна определяться соответствующей зависимостью для $\frac{S}{S_0}$. Оказалось, что рост $\frac{S}{S_0}$ с увеличением высоты солнца гораздо меньше, чем у Калитина, и аналогичен росту, полученному для $\frac{Q}{Q_0}$ Гаурвицем.

Близость средних значений $\frac{Q}{Q_0}$ для одинаковых облачных форм, найденных разными методами для различных широт (от 40 до 60° с. ш.) и климатических условий, дает основание предположить, что данные табл. 1 могут быть применены для указанного интервала широт.

О. Д. Бартенева и Л. Н. Гусева [2], сопоставив величины суммарной и рассеянной освещенности горизонтальной поверхности по данным измерений в Павловске, Иркутске и Ташкенте, также пришли к выводу, что при одинаковых облаках и высотах солнца величины освещенности в разных пунктах практически не отличаются друг от друга. Такой результат, по-видимому, обусловлен тем, что, как показывают теоретические расчеты [8] и самолетные и аэростатные наблюдения [9, 13], увеличение вертикальной мощности облачного покрова приводит к значитель-

¹ Н. Н. Калитин в группу St включил и все случаи с Ns.

ному возрастанию его альбедо, а следовательно, и к уменьшению $\frac{Q}{Q_0}$ лишь при малой мощности (менее 0,5 км) и водности облаков.¹

В теплое полугодие в умеренных широтах всюду вертикальная мощность облаков среднего и нижнего ярусов больше 0,5 км. Поэтому можно предположить, что указание формы и вида (а не только формы) облаков, наличия осадков и атмосферных явлений может приблизительно характе-

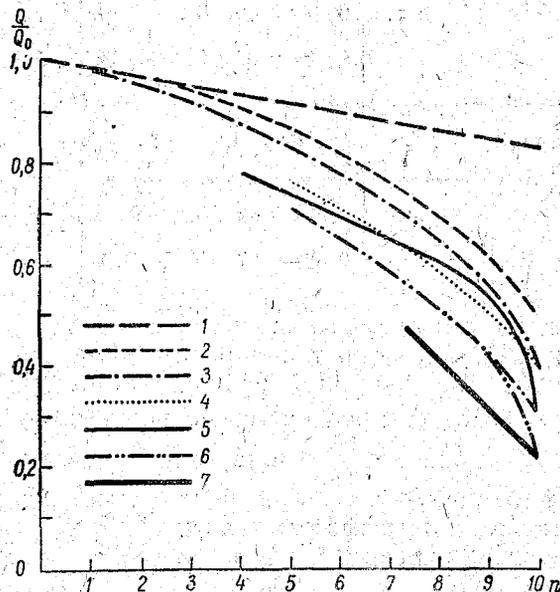


Рис. 1. Зависимость относительных суточных сумм радиации $\frac{Q}{Q_0}$ от средней дневной облачности n при различных облаках.

1 — облака верхнего яруса, 2 — Ac trans., 3 — Cu и Sc trans., 4 — Ac op., As trans. и др., 5 — Cb, 6 — Sc op., St и др., 7 — As, Frnb и Ns.

ризовать радиационные условия в дни с облачностью 10 баллов в большом интервале широт. Как показало проведенное нами исследование радиационных свойств облачного покрова, в Арктике [4], где вертикальная мощность и водность облаков меньше, даже при отсутствии снега величины $\frac{Q}{Q_0}$ выше, чем в умеренных широтах.

Для получения зависимости относительных суточных сумм радиации $\frac{Q}{Q_0}$ от средней дневной облачности n при различных облаках группировку дней по характеру облачности мы производили, основываясь на проведенном анализе данных табл. 1. В результате оказалось возможным по хорошо согласующимся данным Павловска и Свердловска получить ряд эмпирических кривых $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$ (рис. 1). При отборе случаев

¹ Поэтому, очевидно, выпадение слабых осадков снижает $\frac{Q}{Q_0}$ при облаках среднего яруса и не сказывается на величине $\frac{Q}{Q_0}$ при облаках нижнего яруса.

с преобладанием каких-либо облачных форм также исследовалось влияние сопутствующих облаков.

Меньше всего оказалось дней с облаками только верхнего яруса, причем они в основном наблюдались в Павловске (преимущественно C_1 и C_1, C_s). При средней дневной облачности $n < 5$ баллов случаи с преобладанием C_s , C_1 и C_s не встречались. Обнаруживается тенденция к тому, что при этих облаках величина $\frac{Q}{Q_0}$ несколько уменьшается: при n , равном 9—10 баллам, примерно на 0,04—0,05, а при $n = 5$ баллам на 0,03 по сравнению со значениями $\frac{Q}{Q_0}$ при C_1 и C_1, C_s , но при осреднении эти случаи не выделялись. При анализе данных за отдельные дни было замечено, что если в середине дня под сплошным покровом C_s появляются C_u , то радиация снижается. При преобладании C_1 появление небольшого количества C_u может увеличивать и уменьшать $\frac{Q}{Q_0}$. Поэтому для более уверенного проведения эмпирической кривой мы использовали такие случаи, когда, кроме C_1 и C_1, C_s , были еще C_u при средней дневной нижней облачности, меньшей 0,5 балла, что соответствует 1 баллу или следам C_u в отдельные сроки. Все эти случаи равномерно расположились среди точек, соответствующих «чистым» формам. Средняя зависимость $\frac{Q}{Q_0}$ от количества облаков при облаках верхнего яруса оказалась линейной (рис. 1). Следует указать, что при этих облаках наблюдается наибольший по сравнению с другими формами разброс точек, но отклонения отдельных значений $\frac{Q}{Q_0}$ от средних, как правило, не превышает 0,1. Эти колебания, по-видимому, связаны не только с различием в прозрачности облаков для прямой радиации, с расположением их по небосводу и относительно солнца, но и с колебаниями прозрачности атмосферы.

При более плотных, чем облака верхнего яруса, $A_c trans.$ также оказалось мало «чистых» случаев, поэтому для уточнения вида корреляционной кривой были использованы и случаи с примесью C_u и C_c при средней суточной нижней облачности не более 1,5 балла, но зависимость строилась по общей облачности. Эти точки равномерно расположились около средней линии. В то же время точки, соответствующие дням, когда (независимо от наличия C_u или C_c) в околополуденные часы облачность уменьшалась, располагались выше средней линии примерно на 0,05.

В отличие от зависимости $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$ при облаках верхнего яруса, зависимость $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$ при A_c нелинейна: наиболее быстрые изменения $\frac{Q}{Q_0}$ происходят при значительной облачности, что связано как с уменьшением вероятности прихода прямой радиации при увеличении облачности, так и со снижением рассеянной радиации при облачности 8—10 баллов.

Для хорошей погоды без осадков характерна кривая, построенная по данным за дни с волнистыми и кучевообразными облаками нижнего яруса: C_u и C_c в отдельности и при сочетании дневных C_u с утренними или вечерними C_c . К этой же кривой относятся случаи, когда C_u к вечеру переходят в C_b , но без осадков, а также когда C_u сопровождаются C_1 в количестве не более 2 баллов (если наносить их по нижней облачности) или A_c (если наносить их по общей облачности). Отдельные точки на этой кривой расположились более скученно, чем при A_c : разность

между максимальными и минимальными значениями $\frac{Q}{Q_0}$ при данном количестве облаков меньше 0,1.

Оказалось, что дни с *Cu* без примеси других форм облаков нижнего яруса наблюдаются лишь при средней суточной облачности $n \leq 2,5$ балла, причем даже минимальные значения $\frac{Q}{Q_0}$ превышают 0,9. В дни, когда утром наблюдаются *Sc*, *St* или туман или к вечеру *Cu* переходят в *Sc*, средняя дневная облачность больше 2,5 балла, но меньше 6 баллов. При большей облачности, кроме дневных *Cu*, утром и вечером отмечаются *Sc* и *Cb* в значительном количестве или весь день наблюдаются только *Sc trans*.

Уменьшение $\frac{Q}{Q_0}$ с увеличением средней дневной облачности при *Cu* и *Sc trans* происходит быстрее, чем при *Ac*, что связано с большей вертикальной мощностью и водностью облаков нижнего яруса.

Зависимости, полученные для каждой из этих двух групп облаков, хорошо подтверждаются при рассмотрении случаев с сочетанием *Cu* и *Ac trans*, *Sc trans* и *Ac trans*. Все эти случаи располагаются между двумя соответствующими кривыми довольно равномерно, только вблизи кривых скапливаются преимущественно случаи с преобладанием облаков нижнего или среднего яруса. Оказалось, что чаще всего встречаются случаи с сочетанием *Cu* и *Ac*. В это же узкое поле точек попадают случаи с *Cb*, наблюдавшимися очень непродолжительное время, и даже с осадками, но с преобладанием *Ac*.

В соответствии с данными табл. 1 при преобладании в течение дня *Ac op.*, *As trans.*, *Ac*, *As* (без осадков), иногда переходящих в *Sc* или к вечеру в *Ns*, значения $\frac{Q}{Q_0}$ примерно на 0,1 меньше, чем при *Ac trans*.

В дни с такими облаками средняя дневная облачность чаще всего больше 8,5 балла. При $n < 8$ баллов встречаются случаи с сочетанием *Ac*, *As* с *Cu*. Вдоль этой же кривой 4, но в более широком диапазоне значений облачности (от 5 до 10 баллов) располагаются точки, соответствующие дням с преобладанием *Sc trans*. Но, в отличие от кривой 3, в этих случаях днем под *Sc* наблюдаются *Cu* или при отсутствии *Cu* в середине дня на несколько часов происходит смыкание покрова *Sc*. На продолжение этой кривой при ее экстраполяции до $n \approx 0$ ($\frac{Q}{Q_0} = 0,9$) попадают и значения $\frac{Q}{Q_0}$ при *Ac trans*, но с длительной дымкой.

При облачности 10 баллов величина $\frac{Q}{Q_0}$ при данных облаках среднего яруса такая же, как и при *Cu* и *Sc trans* (0,4), а при $n < 10$ баллов она меньше, причем различие возрастает по мере уменьшения облачности. Это связано с тем, что рассматриваемые формы и виды облаков покрывают обычно все небо и при наличии их в середине дня сравнительно мал суточный приход прямой солнечной радиации.

Данные за дни с еще более плотными облаками среднего яруса, уже сопровождающимися кратковременными осадками (при $n = 10$ баллам $\frac{Q}{Q_0} = 0,31$), послужили материалом для построения кривой, находящейся еще ниже. На этой кривой расположились точки, соответствующие дням с преобладанием *Sc op.*, иногда переходящих в *St* и наоборот, а также переходящих в *Ns* или *Cb* (таких случаев немного). В интервале

$9 < n < 10$ баллов величины $\frac{Q}{Q_0}$ при Sc испытывают значительные колебания. Как было отмечено выше, при облачности 10/10 Sc op. и St среднее значение $\frac{Q}{Q_0} = 0,22$. Но если в середине дня хотя бы на несколько часов в сплошном облачном покрове появляются просветы, приход радиации значительно увеличивается: $\frac{Q}{Q_0} = 0,3$. Поэтому кривая б на рис. 1 в интервале $9 < n < 10$ баллов имеет две ветви. На эту же кривую и ее продолжение попадают точки, соответствующие дням, когда при Cu и Sc trans. наблюдается дымка.

Ниже всех кривых на рис. 1 расположилась прямая, в основном относящаяся к облакам восходящего скольжения. Около этой прямой сгруппировались точки, соответствующие дням с преобладанием As Frnb, дающих умеренные осадки и иногда переходящих в Ns, или Ns, дающих не длительные умеренные или длительные, но слабые осадки. Кроме Ns, в такие дни иногда наблюдаются Sc op. или St (при $n = 10$ баллам $\frac{Q}{Q_0} = 0,22$). Прямолинейный характер связи обусловлен, очевидно, тем, что такие облака покрывают все небо и изменение средней дневной облачности связано лишь с изменением числа часов, когда они наблюдаются. Кроме того, в рассматриваемую часть года приход радиации в период от 8 до 16 часов довольно равномерно распределяется между отдельными часами. На этой же прямой располагаются точки, соответствующие дням со Sc op. и дымкой.

Точки, соответствующие дням с минимальным приходом радиации (при Ns с длительными осадками, при St с моросью и при тумане), разместились ниже прямой 7 примерно на 0,08—0,1.

Заметно отличается от других кривых эмпирическая кривая, соответствующая дням с преобладанием Cb с ливневыми осадками, т. е. характерная для погоды в неустойчивой воздушной массе или при прохождении холодных фронтов. В такие дни, кроме Cb, наблюдаются еще и другие облачные формы. Для уточнения вида кривой не были использованы лишь случаи, когда Cb переходили в Ns или сопровождалась облаками верхнего яруса.

При небольшой средней дневной облачности вдоль кривой 5 расположились точки, соответствующие дням с переходом Cu в Cb. Значительно число случаев, когда, кроме Cb, наблюдаются Sc и As, причем если при Cb, As нанести на график значения $\frac{Q}{Q_0}$ по общей облачности, то они не будут отличаться от других. При $9 < n < 10$ баллов кучево-дождевым облакам обычно сопутствуют Sc и As. Эмпирические точки расположились очень тесно, лишь при облачности 9,5—10 баллов значения $\frac{Q}{Q_0}$ колеблются около 0,1. Это, по-видимому, обусловлено тем, что яркость отдельных частей таких мощных облаков, как Cb, и величина просветов между ними могут очень сильно изменяться. Со значительной мощностью Cb связано и очень резкое снижение прихода радиации при увеличении облачности от 9 до 10 баллов.

Анализ отдельных случаев показал, что количество осадков не влияет на приход радиации. Точки, соответствующие дням с кратковременными с перерывами осадками и дням с осадками, продолжавшимися несколько часов, равномерно и тесно располагаются в широком интервале значений средней дневной облачности. Лишь в случаях, когда осадки длятся половину дня и более, $\frac{Q}{Q_0}$ уменьшается по сравнению со средним значе-

нием на 0,08—0,1, что, очевидно, связано с увеличением числа часов с сомкнутым облачным покровом. Примерно на столько же снижается $\frac{Q}{Q_0}$ при небольшой облачности, если есть отметка о длительной дымке. Таким образом, при любых формах и количестве облаков наличие длительных дымки и осадков снижает $\frac{Q}{Q_0}$ примерно на 0,1.

Сопоставив кривую 5 с кривой 3, характерной для Cu и Sc trans., можно увидеть, что особенно большое уменьшение радиации из-за Сб происходит при небольшой облачности и при облачности 10 баллов. При $8 < n < 10$ баллов кривые очень близки.

Так как при Сб небо может быть неполностью закрыто облаками, значение $\frac{Q}{Q_0}$ при Сб выше, чем при преобладании сплошных форм даже среднего яруса.

Рисунок 1 наглядно показывает, что при небольшой средней дневной облачности ($n < 4$ баллов) и отсутствии осадков и дымки суточные суммы радиации практически не зависят от того, какие наблюдаются облака, и в среднем составляют более 90% возможных сумм. При Сu, Ас ($n < 2$ баллов) и Сi ($n < 2,5$ балла) $\frac{Q}{Q_0}$ может быть больше единицы вследствие увеличения рассеянной радиации при облачности по сравнению с рассеянной радиацией при безоблачном небе.

С увеличением облачности сильно возрастает различие в приходе радиации при разных облаках. На рис. 1 видно, что особенно большую роль при расчетах суммарной радиации должен играть учет доли облаков верхнего яруса, облака же среднего яруса могут снижать приход радиации больше, чем облака нижнего яруса.

Так как облака верхнего яруса мало влияют и на атмосферное излучение, а облака среднего и нижнего ярусов в этом отношении также гораздо меньше различаются, то, несомненно, для повышения точности расчетов радиационного баланса за любые периоды желательно было бы при визуальных наблюдениях над облаками оценивать часть неба, покрытую облаками верхнего яруса. Для точности расчетов существенно не столько разделение облаков среднего и нижнего ярусов, сколько выделение волнистых и кучевообразных форм, с одной стороны, и слоистообразных, с другой.

К сожалению, в литературе нет данных о зависимости относительного суточного прихода радиации $\frac{Q}{Q_0}$ от количества облаков различных форм и видов. Можно лишь использовать связи, полученные Темзом [14] для отдельных ярусов. Средняя облачность получена им из наблюдений в 7 час. 30 мин., 10 час. 30 мин., 13 час. 30 мин. и 16 час. 30 мин. Значения $\frac{Q}{Q_0}$, приводимые им для среднего и нижнего ярусов при небольшой средней дневной облачности, лишь немного ниже найденных нами для Сu и Sc trans. С увеличением облачности данные Темза приближаются к полученным нами для наиболее плотных форм, очевидно, в связи с тем, что при увеличении средней дневной облачности увеличивается и повторяемость этих форм. В работе [14] упоминается о том, что при Ас в количестве 5 баллов $\frac{Q}{Q_0} = 0,85$, что совпадает с нашими результатами. Близки и значения $\frac{Q}{Q_0}$, приводимые Темзом (до 8 баллов) для облаков верхнего яруса: различие не превышает 0,02. Темз также отмечает, что

чем более сомкнут покров облаков, тем больше зависимость $\frac{Q}{Q_0}$ от количества облаков приближается к линейной.

Хорошее совпадение полученных нами средних значений $\frac{Q}{Q_0}$ при облачности 10 баллов с данными других авторов позволяет предположить, что и зависимости $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$, найденные по данным двух станций, находящихся в различных климатических условиях, могут быть использованы для приближенной оценки суточных сумм радиации в теплое полугодие и в других пунктах, расположенных в умеренных широтах.

Для удобства пользования значения $\frac{Q}{Q_0}$, снятые с соответствующих кривых, даны в табл. 3.

Таблица 3

Облака	Количество облаков, баллы											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	9,5	10	
Верхний ярус	0,98	0,96	0,94	0,93	0,91	0,89	0,88	0,86	0,84			0,83
Ac trans.	0,97	0,94	0,90	0,86	0,82	0,76	0,69	0,61	0,56			0,50
Cu и Sc trans.	0,98	0,95	0,92	0,87	0,83	0,78	0,72	0,65	0,56	0,51		0,40
Ac op., As trans. и др.				0,76	0,71	0,65	0,58	0,50	0,50			0,40
Cb				0,78	0,74	0,70	0,65	0,60	0,54	0,47		0,31
Sc op., St и др.				0,71	0,65	0,58	0,52	0,43	0,37			0,31
As, Frnb, Ns							0,52	0,42	0,32	(0,35)	(0,22)	0,22

Примечания: 1. Величины, полученные путём экстраполяции по кривой, даны курсивом. 2. Два значения $\frac{Q}{Q_0}$ при облачности 9,5 и 10 баллов соответствуют двум ветвям кривой б.

Естественно, что учесть все возможные в течение дня сочетания облаков не представляется возможным, поэтому мы рассмотрели основные, типичные сочетания, чтобы выяснить их общность и различие.

Если часть дня преобладают облака, соответствующие одной из кривых, а в остальное время — другие, то для приближенной оценки прихода радиации возможно использование двух кривых. При этом особенно большое внимание надо уделять облачным формам и сомкнутости облаков в середине дня. Как показывают полученные нами результаты, полное смыкание облаков в течение нескольких часов в середине дня приводит к снижению $\frac{Q}{Q_0}$ примерно на 0,1; наоборот, появление просветов в облачном слое вызывает такое же увеличение отношения.

При сочетании облаков нижнего и среднего ярусов или нижнего и верхнего расчеты следует производить по формуле

$$\frac{Q}{Q_0} = C_n + C_{o-n} - 1,$$

где C_n — значение отношения $\frac{Q}{Q_0}$, снятое с соответствующей кривой на

рис. 1 по нижней облачности, а C_{o-n} — значение $\frac{Q}{Q_0}$, снятое с кривой, соответствующей облакам верхнего или среднего яруса, по разности между общей и нижней облачностью. Величины C_n и C_{o-n} можно получить из табл. 3.

Расчеты для ряда случаев в большинстве дали удовлетворительные результаты. На рис. 2 произведено графическое сравнение вычисленных и наблюдаемых величин $\frac{Q}{Q_0}$ для сочетания наиболее различающихся облаков — облаков верхнего и нижнего ярусов. Так как при наблюдениях количества облаков верхнего и среднего ярусов в отдельности не отмечаются, при сочетании облаков этих двух ярусов, а также при наличии одновременно облаков всех трех ярусов расчеты производить нельзя.

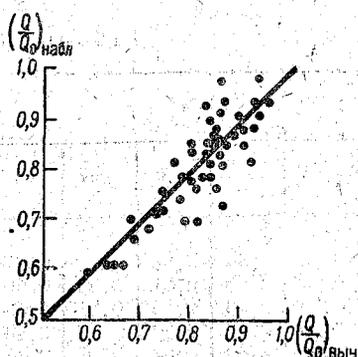


Рис. 2. Сравнение вычисленных и наблюдаемых величин $\frac{Q}{Q_0}$ при сочетании облаков верхнего и нижнего ярусов.

Нами были специально рассмотрены дни с Ас и Сi. Оказалось, что больше всего случаев с преобладанием Сi и что все они равномерно располагаются по обе

стороны от кривой $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$, характерной для верхнего яруса. Максимальные отклонения отдельных точек в ту или другую сторону от кривой не превышали 0,1, т. е. были почти такого же порядка, как и при облаках верхнего яруса без примеси облаков среднего яруса. Но в

данном случае значения $\frac{Q}{Q_0} > 1$ наблюдались даже при $n=6$ баллам, в то время как при Сi это наблюдается при $n \leq 4$ баллов. Очевидно, это связано с тем, что при преобладании Сi достаточно велика прямая радиация, а небольшое количество таких тонких облаков, как Ас, срав-

нительно мало уменьшая прямую радиацию, увеличивает рассеянную. При средней дневной облачности $n < 7$ баллов точки, соответствующие дням с преобладанием Ас, располагаются по обе стороны от кривой тоже довольно равномерно, но при $n > 8$ баллов уже значительно ниже. В этих случаях для приближенной оценки надо ориентироваться на то, какие облака преобладают в середине дня.

Для расчета действительных суточных сумм радиации нужно также знать величины возможных сумм Q_0 . Наиболее пригодна для таких расчетов таблица возможных сумм на 15-е число каждого месяца для различных широт, приведенная в работе З. И. Пивоваровой [7]. Данные этой таблицы получены по материалам срочных измерений в СССР при безоблачном небе. Они очень близки к вычисленным нами иным методом — по данным регистрации в ясные дни в разных пунктах СССР [4]. Практически совпадают с ними и величины Q_0 , приведенные в работе М. С. Аверкиева [1] для разных коэффициентов прозрачности, если использовать значения этих коэффициентов для разных широт и месяцев, помещенные в работе З. И. Пивоваровой [7].

Н. В. Семеновой по наблюдениям в Свердловске было проведено сравнение значений средней дневной облачности, вычисленных по ежечасным наблюдениям и по наблюдениям через каждые 3 часа (4, 7, 10, 13, 16 и 19 часов местного времени). Это было сделано для дней с Сi и сочетанием их со Сс при разных типах суточного хода облачности, а так-

же для облаков верхнего яруса. Оказалось, что в отдельные дни значения средней облачности, вычисленные по разным срокам, различаются обычно на несколько десятых, а в редких случаях даже на 1 балл. Однако в среднем все точки, нанесенные на графике, равномерно располагаются по обе стороны от биссектрисы угла, образованного осями координат, на которых отложены соответствующие значения облачности.

Кроме того, кривые $\frac{Q}{Q_0} = f(n)$, полученные Семеновой для C_u и S_c по средней дневной облачности, рассчитанной двумя способами, практически совпали. Все это позволяет предположить, что при отсутствии ежедневных наблюдений над облачностью можно использовать более редкие наблюдения, захватывая утренние и вечерние часы. При использовании только четырех дневных сроков — 7, 10, 13 и 16 часов, а также трех климатологических — 7, 13 и 19 часов — результаты получаются неудовлетворительными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверкиев М. С. Суммарная радиация и ее компоненты при безоблачном небе. Вестн. МГУ, сер. геогр., № 4, 1958.
2. Бартенева О. Д. и Гусева Л. Н. Режим естественной освещенности в зависимости от метеорологических условий. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.
3. Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Зубенок Л. И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Тр. ГГО, вып. 48, 1954.
4. Гальперин Б. М. О суммарной и рассеянной радиации в Арктике. Тр. ААНИИ, вып. 229, 1961.
5. Калитин Н. Н. Суммарная радиация в Павловске. Тр. ГГО, вып. 19, 1950.
6. Макаревский Н. И. Пропускание прямой солнечной радиации облаками верхнего яруса. Журн. геофизики, т. II, № 1, 1932.
7. Пивоварова З. И. Характеристика радиационного режима при ясной погоде. Тр. ГГО, вып. 96, 1959.
8. Фейгельсон Е. М. Радиационные свойства St. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1951.
9. Чельцов Н. И. Исследование отражения, пропускания и поглощения солнечной радиации облаками некоторых форм. Тр. ЦАО, вып. 8, 1952.
10. Dirrhirn I. Untersuchungen über die Himmelstrahlung in die Ostalpen. Arch. f. Met., Geoph. und Biokl., ser. B, Bd 2, H. 4, 1951.
11. Haurwitz B. Insolation in relation to cloud type. J. Met., vol. 5, No 3, 1948.
12. Klein W. Calculation of solar radiation and the solar load on man. J. Met., vol. 5, No 4, 1948.
13. Neiburger M. Reflection, absorption and transmission of insolation by stratus cloud. J. Met., vol. 6, No 2, 1949.
14. Thams C. Sonnen und Himmelstrahlung in Locarno-Monti. Geofusica pura et appl., vol. XIV, B. 3—4, 1949.

Е. П. БАРАШКОВА

СОТНОШЕНИЕ МЕЖДУ МЕСЯЧНЫМИ СУММАМИ ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ, ПРИХОДЯЩЕЙ НА ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ И ПЕРПЕНДИКУЛЯРНУЮ ЛУЧУ ПОВЕРХНОСТИ

Предлагается эмпирическая формула, связывающая отношение месячных сумм прямой солнечной радиации, приходящей на горизонтальную поверхность, $\Sigma_m S'$ к суммам радиации, приходящей на перпендикулярную лучу поверхность; $\Sigma_n S$ с полуденной высотой солнца H' на 15-е число, а именно

$$\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_n S} = 0,76 \sin H'.$$

Предлагаемая формула позволяет определить искомое отношение в 68% всех случаев с точностью $\pm 5\%$ и в 94% всех случаев — с точностью $\pm 10\%$.

На основании теоретического анализа, проведенного Л. Г. Махоткиным [1], пределы изменения отношения возможных дневных сумм прямой радиации на горизонтальную поверхность $\Sigma_d^0 S'$ к суммам на перпендикулярную поверхность $\Sigma_d^0 S$ следующие:

$$\left(\frac{\sin \omega_0 - \cos \omega_0}{\omega_0 - \cos \omega_0} \right) \sin H \leq \frac{\Sigma_d^0 S'}{\Sigma_d^0 S} \leq \sin H,$$

где H — полуденная высота солнца, ω_0 — часовой угол солнца в момент восхода, определяемый из уравнения $\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega_0 = 0$ (φ — широта места, δ — склонение солнца).

По Махоткину,

$$\frac{1}{2} \leq \frac{\sin \omega_0 - \cos \omega_0}{\omega_0 - \cos \omega_0} \leq \frac{2}{3}.$$

Таким образом,

$$\frac{1}{2} \sin H \leq \frac{\Sigma_d^0 S'}{\Sigma_d^0 S} \leq \sin H.$$

С другой стороны, из анализа результатов наблюдений, проведенного О. М. Давидович [2] и В. Н. Украинцевым [3], следует, что подобное отношение как для возможных $\Sigma_m S$, так и для реально наблюдаемых $\Sigma_m S$

месячных сумм имеет широтный и годовой ход, вызванный изменением высоты солнца.

Действительно, если мы сопоставим средние многолетние значения отношения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ с полуденной высотой солнца на 15-е число H' , как это сделано в статье автора [4], то получим, что указанное отношение является возрастающей функцией H' . Следует отметить, что при этом не только качественные, но и количественные характеристики зависимости $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ от H' , полученные для разных пунктов, практически совпадают. Средняя из наблюдений в разных пунктах зависимость $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ от H' может быть представлена простой формулой

$$\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S} = 0,76 \sin H'. \quad (1)$$

Насколько точно формула (1) позволяет определить величину среднего многолетнего отношения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ для отдельного пункта, видно из данных табл. 1.

Из табл. 1 следует, что отклонение наблюдаемых значений $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ от рассчитанных по формуле в 56 случаях из 72 не превышает $\pm 5\%$, в 14 случаях меняется от ± 5 до $\pm 10\%$ и только в 2 случаях превышает 10% , причем последние случаи соответствуют низким высотам солнца (декабрь и январь в Якутске), когда вследствие малости величин $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ увеличивается их относительная ошибка.

В статье О. М. Давидович [2], в которой использовались результаты наблюдений за 4—7 лет в Ташкенте, Тбилиси, Феодосии, Евпатории, Иркутске и Павловске, указывалось, что величины $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ несущественно изменяются от года к году. Имеющиеся в нашем распоряжении данные, охватывающие более продолжительный период (13—20 лет), подтверждают это заключение. В качестве примера в табл. 2 приводятся ежегодные значения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ для Иркутска, из которых следует, что наибольшие отклонения отдельных значений $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ от средних многолетних составляют 2—9%. Таким образом, можно ожидать, что формула (1) позволит с достаточной точностью рассчитать не только средние многолетние значения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$, но и значения этого отношения в отдельные годы.

Для проверки последнего предположения мы использовали результаты наблюдений в шести пунктах, данные по которым приведены в табл. 1. На графике, помещенном на рис. 1, где по оси абсцисс отложена полуденная высота солнца, а по оси ординат — отношение $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$, представлены пределы изменения этого отношения при постоянной высоте солнца. Сплошная линия на этом графике соответствует $0,76 \sin H'$, штриховая — $0,83 \sin H'$, штрих-пунктирная — $0,68 \sin H'$. Таким образом,

$$0,68 \sin H' \leq \frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S} \leq 0,83 \sin H',$$

Средние многолетние значения отношения месячных сумм прямой радиации, приходящей на горизонтальную поверхность, к месячным суммам прямой радиации, приходящей на перпендикулярную лучу поверхность $\left(\frac{\sum m S'}{\sum m S}\right)$

Пункт, период наблюдений	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Тбилиси, 1938—1955	0,368	0,453	0,556	0,648	0,709	0,721	0,710	0,681	0,605	0,495	0,396	0,343
	0,345	0,440	0,545	0,643	0,700	0,720	0,714	0,675	0,595	0,489	0,380	0,323
	1,07	1,03	1,02	1,01	1,01	1,00	0,99	1,01	1,01	1,01	1,04	1,06
Владивосток, 1941—1954	0,341	0,437	0,544	0,632	0,684	0,720	0,716	0,666	0,547	0,435	0,338	0,298
	0,328	0,425	0,534	0,625	0,694	0,715	0,708	0,666	0,584	0,475	0,364	0,306
	1,04	1,03	1,02	1,00	0,99	1,01	1,01	1,00	0,94	0,92	0,93	0,98
Карадаг, 1938—1952	0,319	0,422	0,524	0,619	0,666	0,675	0,670	0,638	0,559	0,456	0,350	0,292
	0,307	0,405	0,518	0,621	0,682	0,706	0,697	0,653	0,565	0,454	0,341	0,282
	1,04	1,04	1,01	1,00	0,98	0,96	0,96	0,98	0,99	1,01	1,02	1,03
Иркутск, 1938—1958	0,235	0,330	0,448	0,552	0,617	0,640	0,642	0,588	0,494	0,374	0,272	0,206
	0,214	0,319	0,440	0,558	0,634	0,665	0,654	0,598	0,497	0,374	0,252	0,190
	1,05	1,03	1,02	0,99	0,97	0,96	0,98	0,98	0,99	1,00	1,08	1,08
Свердловск, 1939—1955	0,171	0,267	0,396	0,500	0,562	0,580	0,576	0,536	0,444	0,316	0,198	0,138
	0,158	0,266	0,390	0,516	0,598	0,635	0,622	0,560	0,454	0,322	0,197	0,133
	1,08	1,00	1,02	0,97	0,94	0,91	0,93	0,95	0,98	0,98	1,00	1,04
Якутск, 1937—1949	0,106	0,209	0,336	0,452	0,525	0,551	0,541	0,484	0,390	0,258	0,134	0,073
	0,089	0,198	0,328	0,463	0,554	0,591	0,580	0,511	0,395	0,258	0,128	0,064
	1,20	1,06	1,02	0,98	0,95	0,93	0,94	0,95	0,99	1,00	1,05	1,14

Примечание. В строке 1 для каждого пункта помещены значения отношения $\frac{\sum m S'}{\sum m S}$, полученные из актинометрических наблюдений; в строке 2—расчитанные по формуле (1); в строке 3—значения отношения наблюдаемых величин $\frac{\sum m S'}{\sum m S}$ к расчитанным по формуле (1), т. е. $\frac{\sum m S'}{\sum m S} : 0,76 \sin H'$.

Таблица 2

Отношение месячных сумм прямой радиации, приходящей на горизонтальную поверхность, к месячным суммам прямой радиации, приходящей на перпендикулярную лучу поверхность, по наблюдениям в Иркутске

Год	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1938	0,236	0,346	0,450	0,557	0,615	0,650	0,655	0,580	0,488	0,372	0,258	0,212
1939	0,243	0,333	0,448	0,543	0,610	0,634	0,650	0,583	0,486	0,370	0,287	0,200
1940	0,236	0,324	0,446	0,536	0,620	0,638	0,639	0,585	0,484	0,377	0,266	0,204
1941	0,231	0,316	0,450	0,554	0,608	0,641	0,638	0,574	0,481	0,387	0,274	0,206
1942	0,236	0,333	0,459	0,555	0,604	0,631	—	0,578	0,493	0,367	0,260	0,200
1943	0,235	0,322	0,430	0,541	0,631	0,658	0,642	0,589	0,490	0,374	0,269	0,207
1944	0,231	0,324	0,437	0,546	0,600	0,654	0,636	0,584	0,499	0,380	0,281	0,200
1945	0,239	0,336	0,448	0,541	0,612	0,626	0,630	0,592	0,489	0,358	0,266	0,211
1946	0,242	0,322	0,443	0,560	0,608	0,621	0,642	0,578	0,492	0,365	0,274	0,209
1947	0,238	0,337	0,439	0,550	0,632	0,624	0,651	0,621	0,512	0,361	0,276	0,207
1948	0,221	0,319	0,440	0,562	0,626	0,645	0,634	0,592	0,504	0,371	0,272	0,207
1949	0,238	0,335	0,455	0,539	0,626	0,645	0,617	0,580	0,492	0,372	0,269	0,208
1950	0,243	0,327	0,448	0,550	0,618	—	0,650	0,596	0,485	0,375	—	0,219
1951	0,212	0,311	0,450	0,550	0,618	0,644	0,628	0,577	0,496	0,370	0,269	0,203
1952	0,240	0,336	0,446	0,545	0,615	0,647	0,650	0,590	0,498	0,379	0,282	0,206
1953	0,231	0,328	0,445	0,547	0,627	0,642	0,646*	0,585	0,497	0,359	0,277	0,221
1954	0,240	0,324	0,446	0,555	0,632	0,655	0,650	0,596	0,508	0,388	0,278	0,215
1955	0,233	0,342	0,453	0,557	0,618	0,656	0,643	0,590	0,511	0,381	0,259	0,206
1956	0,241	0,336	0,456	0,568	0,627	0,646	0,634	0,588	0,500	0,375	0,267	0,203
1957	0,230	0,344	0,450	0,558	0,613	0,655	0,648	—	—	—	—	—
1958	0,237	0,324	0,446	0,564	0,614	0,662	0,650	0,578	0,484	0,388	0,277	0,203
Максимум	1,03	1,05	1,02	1,03	1,02	1,03	1,02	1,06	1,04	1,04	1,05	1,07
среднее												
Минимум	0,91	0,94	0,98	0,97	0,98	0,94	0,96	0,98	0,98	0,96	0,95	0,97
среднее												

т. е. наблюдаемые пределы изменения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ значительно уже, чем это следует из работы [1].

Для характеристики отклонения отдельных точек от средней линии,

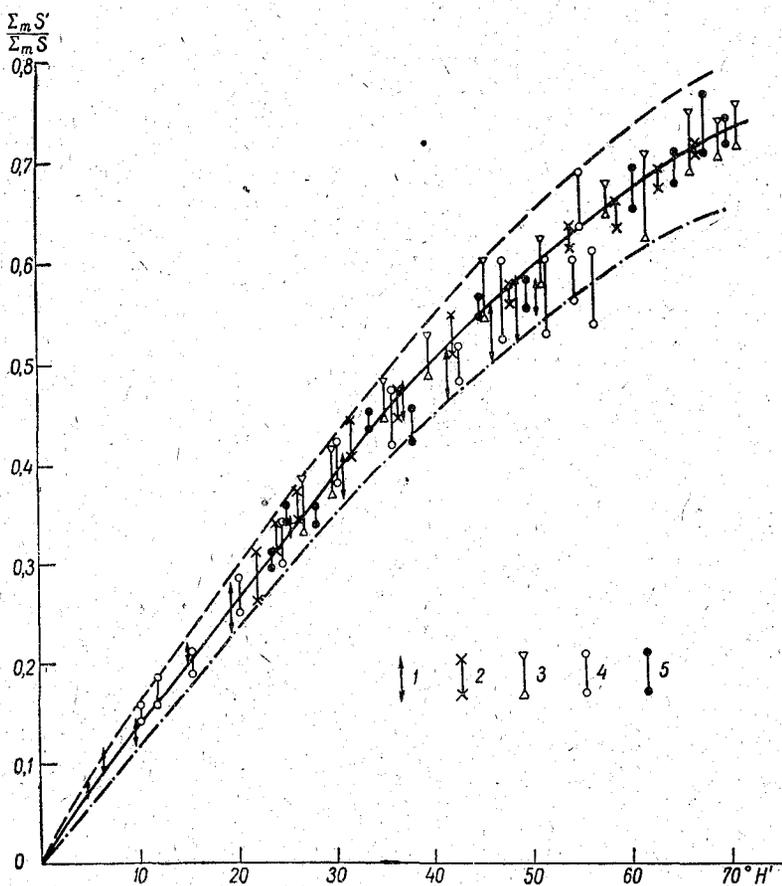


Рис. 1. Пределы изменения отношения $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ при постоянной высоте солнца H' по наблюдениям в разных пунктах.
1 — Якутск, 2 — Карадаг, 3 — Тбилиси, 4 — Свердловск, 5 — Владивосток.

соответствующей $0,76 \sin H'$, мы использовали величину $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S} : 0,76 \sin H'$, которая распределяется следующим образом:

$\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S} : 0,76 \sin H'$	Число случаев	%
0,86—0,90	18	1,6
0,91—0,95	152	13,6
0,96—1,00	385	34,6
1,01—1,05	371	33,4
1,06—1,10	131	11,7
1,11—1,15	35	3,5
1,16—1,20	6	0,5
1,21	11	1,0
Всего	1109	100,0

Из этих данных следует, что в 68% всех случаев формула позволяет определить $\frac{\Sigma_m S'}{\Sigma_m S}$ с точностью $\pm 5\%$ и в 94% всех случаев — с точностью $\pm 10\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Махоткин Л. Г. Прямая радиация и прозрачность атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 5, 1957.
2. Давидович О. М. О зависимости между суммами радиации на перпендикулярную к лучам поверхность и суммами ее на горизонтальную поверхность. Метеорология и гидрология, № 7, 1938.
3. Украинцев В. Н. Приближенное вычисление сумм прямой и рассеянной солнечной радиации. Метеорология и гидрология, № 6, 1939.
4. Барашкова Е. П. Прямая радиация в Карадаге. Тр. ГГО, вып. 68, 1957.

З. И. ГРИЩЕНКО, М. А. ГОЛЬБЕРГ

НАБЛЮДЕНИЯ ЗА УСЛОВИЯМИ РАЗЛИЧЕНИЯ УДАЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Оптическая неоднородность атмосферы, вызывая размытость и дрожание изображения, делает малоэффективным применение труб большого увеличения для дальнего наземного наблюдения.

В статье рассматривается экспериментальный материал сопоставления условий видимости с метеорологическими условиями и рельефом. В результате получены данные, полезные при оценке условий наблюдения удаленных объектов.

Дальнему наземному наблюдению и фотографированию часто мешает оптическая неоднородность атмосферы, вызывающая размытость и дрожание изображения (рему). Помехи, вызываемые метеорологическими

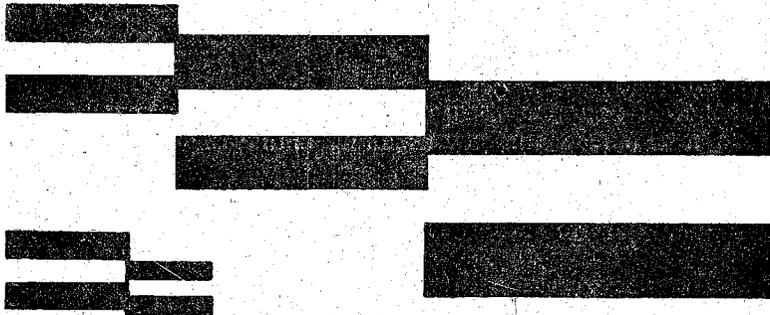


Рис. 1. Таблица для наблюдений.

условиями и рельефом, могут быть настолько значительными, что применение труб большого увеличения становится малоэффективным. Однако явление рему и причины, его вызывающие, до сих пор мало исследованы. В настоящей статье рассматривается влияние некоторых метеорологических факторов и особенностей местности на условия дальнего наземного наблюдения.

В статье обобщены результаты наблюдений в Карадагской актинометрической обсерватории в летние месяцы 1956—1958 гг. Наблюдения за изменением условий различения велись по специальным таблицам через телескоп 70-кратного увеличения системы Максудова. Всего было произведено более 600 наблюдений.

Таблицы (рис. 1), предложенные Л. Л. Дашкевичем, представляют

собой систему черных полос на белом фоне. Расстояние между черными полосами равно толщине полосы, а размеры полос соседних групп различаются в $\sqrt{2}$ раз. При наблюдениях отмечается номер m группы малых размеров, полосы которой еще различимы в данных условиях. Если рему отсутствует, то определяется номер m_0 группы наименьших размеров, полосы которой еще различаются наблюдателем. Размытость и дрожание изображения оцениваются по углу размытости $\Delta\alpha$, представляющему

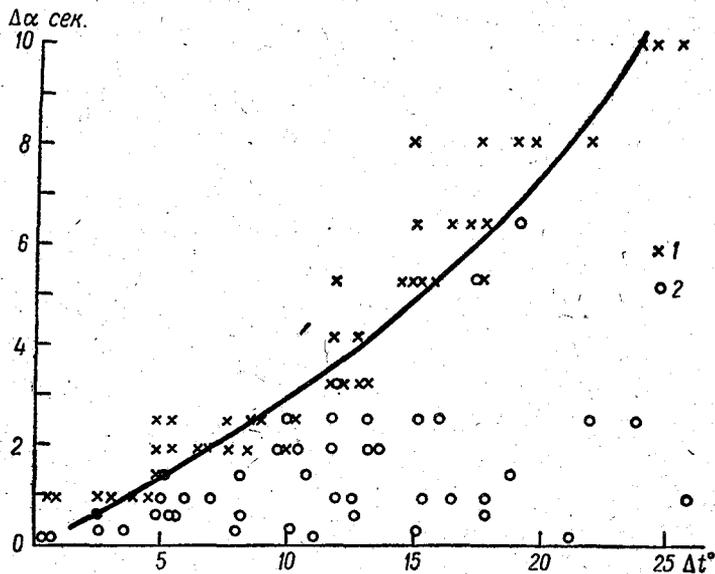


Рис. 2. Сопоставление угла размытости изображений таблиц 1 и 3 с разностью температур поверхности почвы и воздуха.
1 — таблица 1, 2 — таблица 3.

собой разность между угловой шириной α полосы группы m и угловой шириной α_0 полосы группы m_0 , т. е.

$$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0 = \frac{l}{L} - \frac{l_0}{L}, \quad (1)$$

где l и l_0 — ширина полос групп m и m_0 соответственно, L — расстояние до таблицы.

Так как $l = l_0 (\sqrt{2})^{m-m_0}$, то

$$\Delta\alpha = \alpha_0 [(\sqrt{2})^{\Delta m} - 1]. \quad (2)$$

Погрешности, допускаемые при определении α и α_0 из-за дискретности шкалы, в $\Delta\alpha$ частично исключаются. Как видно из формулы (2), угол размытости изображения $\Delta\alpha$ определяется разностью Δm номеров групп, полосы которых еще различимы в данных условиях (m) и при полном отсутствии рему (m_0).

Наблюдения проводились одновременно по четырем таблицам, установленным на расстояниях 650 м (таблица 1), 1200 м (таблица 2), 1900 м (таблица 3) и 8000 м (таблица 4). Линия визирования на таблицу 1 проходила на высоте 1,5—3 м над поверхностью земли, на таблицу 2 — над оврагом глубиной примерно 20 м, на таблицы 3 и 4 — над морем на высоте 10—15 м.

Параллельно наблюдениям по таблицам на площадке рядом с наблюдательным пунктом проводились измерения температуры поверхности почвы $t_{\text{п}}$, температуры воздуха на высоте 2 м $t_{\text{в}}$, фиксировалась скорость и направление ветра. Естественно ожидать, что если есть определенная связь между углом размытости и измеряемыми температурами или их разностью, то она обнаружится при наблюдениях по тем таблицам, линия визирования на которые идет вблизи поверхности земли. В этом случае температуры, измеренные на площадке, можно считать характерными для всей линии визирования.

На рис. 2 сопоставлен угол размытости $\Delta\alpha$ изображений таблиц 1 (крестики) и 3 (кружки) с разностью температур Δt поверхности почвы и воздуха.

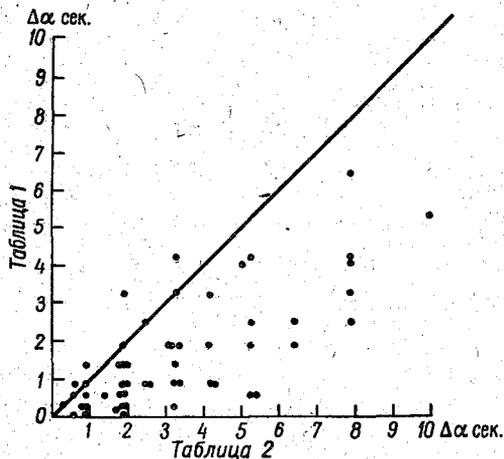


Рис. 3. Сопоставление углов размытости изображений таблиц 1 и 2.

Расположение крестиков указывает на наличие тесной связи $\Delta\alpha$ и Δt для таблицы 1. Кружки располагаются значительно более «размытым облаком». Слабая связь для таблицы 3 (линия визирования над морем) подтверждает, что хорошая корреляция между разностью температур $t_{\text{п}} - t_{\text{в}}$ и углом размытости для таблицы 1 (линия визирования высоко над поверхностью земли) не случайна, а объясняется природой явления: сильным влиянием на условия дальнего наземного наблюдения разности температур поверхности почвы и воздуха. Днем в тонком слое воздуха, прилегающем к поверхности земли,

образуются нагретые объемчики, которые, попадая в более высокие слои, вызывают флуктуацию показателя преломления и размытость изображения.

Связь между $\Delta\alpha$ и Δt для наблюдений вдоль линии, проходящей на высоте 1,5—3 м над поверхностью земли (таблица 1), может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta\alpha = 0,2(\Delta t)^{1,2}. \quad (3)$$

Коэффициент корреляции $\Delta\alpha$ и $\Delta t^{1,2}$ равен 0,93. Несмотря на высокий коэффициент корреляции, формула (3) должна рассматриваться как предварительная, определяющая характер зависимости угла размытости от разности температур поверхности почвы и воздуха. Значения постоянных, входящих в формулу, подлежат уточнению в процессе дальнейших наблюдений.

Наличие связи $\Delta\alpha$ с Δt указывает на возможность прогнозирования времени, наиболее благоприятного для дальнего наблюдения. При составлении таких прогнозов должны быть использованы графики зависимости Δt от высоты солнца в разных районах при различных погодных условиях.

Если в изменении условий дальнего наблюдения большую роль играет слой воздуха, непосредственно прилегающий к земле, то следует ожидать, что с увеличением высоты линии визирования условия наземного наблюдения будут улучшаться. На рис. 3 сопоставлены углы размытости таблиц 1 и 2 при одновременных наблюдениях. Несмотря на

то что расстояние до таблицы 2 почти вдвое превышает расстояние до первой таблицы, угол размытости изображений таблицы 2 (линия визирования на высоте 20 м) систематически меньше. Таким образом, дей-

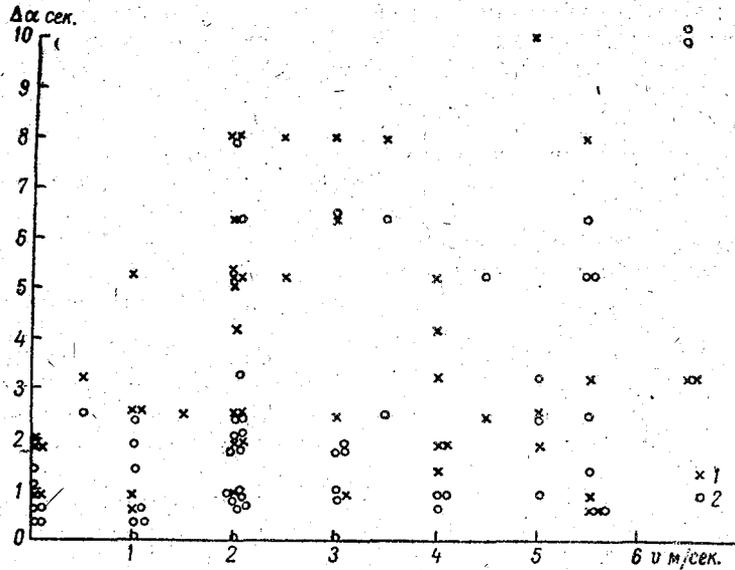


Рис. 4. Сопоставление угла размытости изображений таблиц 1 и 3 со скоростью ветра.

Усл. обозначения см. рис. 2.

ствительно с увеличением высоты линии визирования условия дальнего наземного наблюдения существенно улучшаются.

На рис. 4 сопоставлена величина угла размытости со скоростью ветра v на высоте 2 м (крестики — наблюдения по таблице 3). Как видно на рисунке, в обоих случаях (линия визирования над морем и над сушей) связь между $\Delta\alpha$ и скоростью ветра практически отсутствует. На отсутствие или слабость такой связи указывает и отмеченная выше высокая корреляция между $\Delta\alpha$ и Δt , хотя измерения проводились при разных скоростях ветра. Таким образом, при описываемых наблюдениях не обнаружена связь между скоростью ветра и условиями различения дальних объектов. Не дали определенных результатов и попытки сопоставления различных характеристик мерцания звезд со скоростью или градиентом скорости ветра [3, 4].

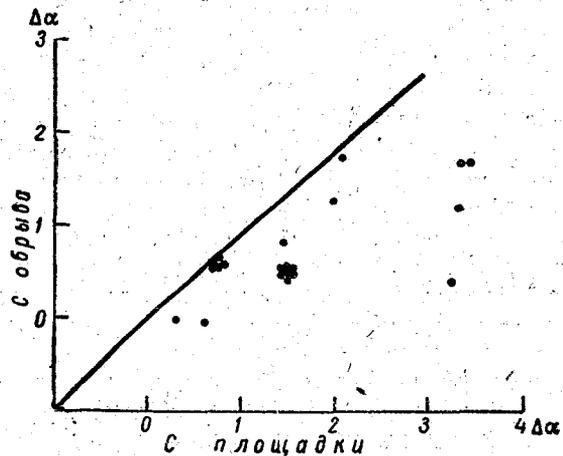


Рис. 5. Сопоставление углов размытости изображений таблицы 4 при наблюдениях с обрыва над морем и с участка суши перед наблюдателем.

Из положений геометрической оптики следует, что элементарный объемчик флуктуации плотности вызывает тем больший сдвиг изображения,

чем он ближе к наблюдателю. Если же вдоль линии визирования имеется участок повышенной турбулентности, то его влияние тем значительнее, чем меньше расстояние до него.

В Карадаге наблюдения по таблицам 3 и 4 проводились из двух пунктов: из точки *A*, расположенной непосредственно у обрыва над морем, и из точки *B*, находящейся в 100 м от берега. Ближайшие к точке *B* 100 м линия визирования проходила невысоко (около 2 м) над поверхностью земли. На рис. 5 сопоставлены углы размытости изображений таблицы 4 при наблюдениях из точек *A* и *B*. Как видно на рисунке, даже небольшой (100 м) по сравнению со всем расстоянием (8000 м) участок повышенной турбулентности, расположенный вблизи наблюдателя, в большинстве случаев ухудшает условия наблюдения. Роль этого участка количественно может быть оценена по величине среднего за весь

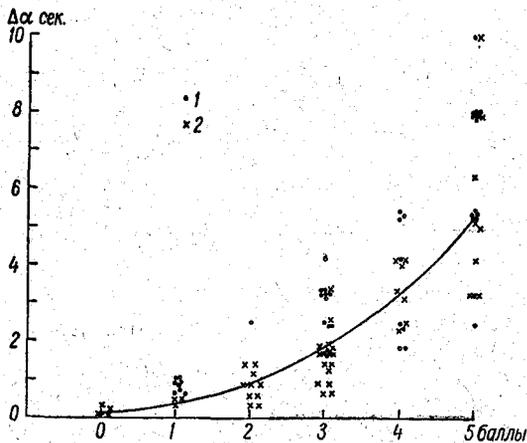


Рис. 6. Сопоставление балловой оценки качества изображения с углом размытости.
1 — таблица 1, 2 — таблица 2.

период наблюдений угла размытости. При наблюдениях из точки *B* средний угол размытости изображений таблиц 3 и 4 в полтора раза больше. Поэтому, выбирая наблюдательный пункт, надо избегать близко расположенных, даже небольших участков повышенной турбулентности.

Характеризуя качество изображения, в геодезии и фотографии часто пользуются балловой оценкой [1, 2]. Во время наблюдений в Карадаге наряду с определением номера группы, полосы которой еще различаются, давалась оценка качества изображения по шестибальной

шкале. На рис. 6 сопоставлена балловая оценка с углом размытости. Облако точек отчетливо вытянуто, что говорит о возможности установления однозначной связи между балловой оценкой и углом размытости. Такая связь могла бы быть использована либо для количественного (по углу размытости) определения баллов существующих шкал, либо для построения новой шкалы с заранее заданной количественной оценкой баллов. Вероятно, целесообразно пользоваться меньшим, чем шесть, числом баллов с большим интервалом между ними.

Зависимость условий дальнего наблюдения и фотографирования от турбулентности атмосферы и наличие количественной (по углу размытости) и качественной (по баллам) оценки изменения этих условий открывают возможность приближенного определения турбулентности по визуальной оценке изображения.

Выводы

1. Если линия визирования проходит невысоко (до 3 м) над поверхностью земли, то между углом размытости изображения и разностью температур поверхности почвы и воздуха существует хорошая корреляция.
2. Условия дальнего наземного наблюдения существенно улучшаются с увеличением высоты линии визирования.

3. На качество изображения сильно влияет участок, расположенный в непосредственной близости от наблюдателя. При повышенной турбулентности на таком участке условия наблюдения резко ухудшаются.

4. Зависимость угла размытости от скорости ветра не обнаружена.

5. Используя описанные выше таблицы, можно дать количественную (по углу размытости) оценку балловой шкалы качества изображений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Островский А. Л. Исследования по боковой рефракции в полигонометрии. Львов, 1958.
2. Сыров А. А. Наземное фотографирование. Воениздат, М., 1956.
3. Gifford F., Johnson H., Wilson A. Heights of scintillation layers in the earth's atmosphere. Astron. J., vol. 60, No 5, 1955.
4. Mikessel A. Stellar scintillation and meteorological phenomena. Astron. J., Vol. 60, No 5, 1955.

Е. Н. ДОВГЯЛЛО

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ КОНВЕКЦИИ НА КОНТРАСТ ЕСТЕСТВЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Рассматриваются результаты проведенных в июле — августе 1959 г. в Пицунде наблюдений за видимым контрастом естественных объектов при сильно развитой термической конвекции.

В летние жаркие дни часто наблюдается «дрожание» удаленных объектов, увеличивающееся в середине дня. Интенсивные восходящие потоки нагретого воздуха, создавая большую неоднородность приземного слоя атмосферы, сильно искажают очертания предметов.

Поскольку большинство методов определения метеорологической и реальной дальности видимости основано на определении контраста естественных объектов, следует выяснить, приводит ли дрожание к изменению первоначального контраста. Некоторые предварительные соображения по этому вопросу могут быть высказаны на основе материала небольшого ряда специальных наблюдений, проведенных автором в июле — августе 1959 г.

На мысе Пицунда, далеко выдающемся в море, проводились наблюдения за метеорологической дальностью видимости. Эта величина определялась измерителем видимости ГГО методом гашения по контрастам удаленных объектов. В этом случае, как известно, дальность видимости определяется по формуле

$$S_m = \frac{1,5L}{\lg K_0 - \lg K},$$

где S_m — метеорологическая дальность видимости, L — расстояние до объекта, по которому производились наблюдения, K_0 и K — соответственно контрасты объекта и фона без дымки и с дымкой. Средняя квадратичная погрешность отдельного измерения по этому методу составляла $\pm 20\%$.

Наблюдения производились за несколькими объектами, находящимися на различных расстояниях и выбранными таким образом, чтобы визирная линия проходила над морской поверхностью. Исключение составляла темно-зеленая хвойная роща с четким контуром, расположенная в 4 км от места наблюдения; 500 м из 4 км приходилось на сушу, покрытую мелкой галькой.

Были сопоставлены величины дальности видимости, полученные одновременно по нескольким объектам, удовлетворяющим условию $\frac{S_m}{L} < 5$ (лишь в этом случае ошибка укладывается в пределах $\pm 20\%$). Оказалось, что, если в качестве объекта наблюдения использована упомянутая выше роща, значения метеорологической дальности видимости всегда

меньше, чем по другим объектам, и отклонения больше в послеполюденные часы в жаркие безоблачные дни. Причиной этого могли быть возмущения, вносимые 500-метровым участком суши.

Для выяснения последнего обстоятельства была проведена серия специальных наблюдений за этим объектом и контрастом линии морского горизонта. В дни и часы с сильно развитой конвекцией, помимо обычного места наблюдений, где между глазом наблюдателя и объектом (хвойной рощей) было 500 м суши, наблюдения производились в трех дополнительных точках. При наблюдениях из первой точки визирная линия проходила над сушей 350 м, из второй — 150 м. Третья точка была расположена на берегу моря; таким образом, наблюдатель и объект были разделены лишь водной поверхностью.

Для исключения случайных ошибок наблюдения проводились одновременно двумя наблюдателями, причем тот, кто производил гашение объекта в приборе, не снимал отсчета по шкале, предоставляя это другому наблюдателю.

Одновременно психрометром Ассмана, установленным на высоте 2 м, измерялась температура (T_v) и влажность (E и e) воздуха, определялось направление и скорость ветра (последняя по анемометру Фусса), измерялась температура поверхности почвы T_p , определялась облачность. Линия наблюдения проходила на высоте 1,5 м над поверхностью земли.

Термическая неоднородность нижнего слоя атмосферы характеризовалась разностью температур почвы и воздуха. До тех пор пока эта величина не превышала 10° , дрожание объекта, заметное глазом, при наблюдениях в прибор не давало изменения контраста даже при 500-метровом участке суши. Однако по мере возрастания разности температур существенно увеличивалась разность между величинами контраста, полученными при наблюдениях на берегу моря и на постоянном месте наблюдений. В промежуточных точках это изменение несколько меньше в соответствии с расстоянием, что видно из табл. 1.

Таблица 1

Дата	Время, ч. м.	Объект	$\frac{K}{K_1}$ длина участка суши, м			Облачность (баллы)	Ветер (румб — м/сек.)	T_a град.	T_p град.	$T_p - T_v$ град.	E %	e мб
			500	350	150							
3/VIII	14 20	Роща Горизонт	0,56 0,37	0,67 0,55	0,84 0,67	0	З—4,5	27,9	56,5	28,6	68	25,4
11/VIII	13 00	Роща Горизонт	0,60 0,63	0,76 0,69	0,78 0,92	1/1	ЮВ—3,5	27,6	52,7	25,1	73	24,3
12/VIII	14 00	Роща Горизонт	0,49 0,53	0,58 0,57	0,85 0,65	0	ЮЗ—4,5	26,5	53	26,5	70	22,9
13/VIII	13 00	Роща Горизонт	0,40 0,35	0,49 0,45	0,81 0,73	0	ЮЗ—5	27,9	55,8	27,9	67	25,2

Наблюдения во всех четырех точках проводились лишь в случае очень больших разностей температур почвы и воздуха.

На рис. 1 приведены данные, полученные в двух крайних точках, т. е. в одном случае визирная линия идет лишь над водной поверхностью, в другом случае она проходит еще слой атмосферы с сильной термической конвекцией. По оси абсцисс отложена разность температур почвы и воздуха, по оси ординат — отношение контраста, искаженного конвекцией, к контрасту того же объекта при наблюдении его через слой

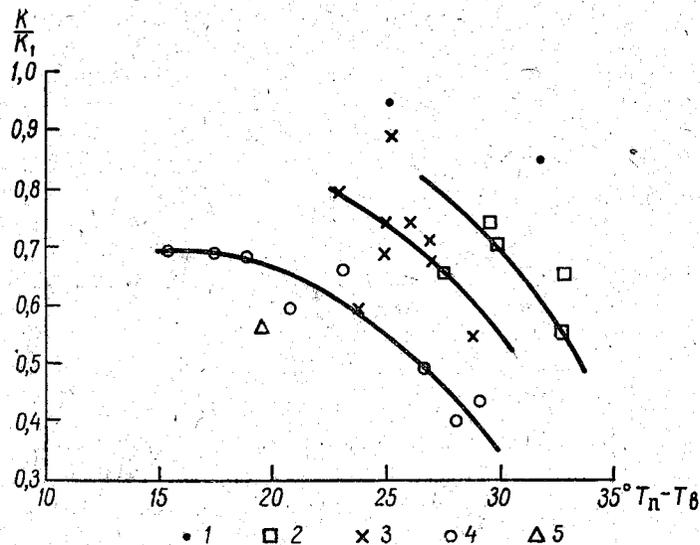


Рис. 1. Изменение контраста хвойной роши при изменении разности температур почвы и воздуха и при различных скоростях ветра.
Скорость ветра: 1 — 2 м/сек., 2 — 3 м/сек., 3 — 3,5 м/сек., 4 — 5 м/сек., 5 — 6,5 м/сек.

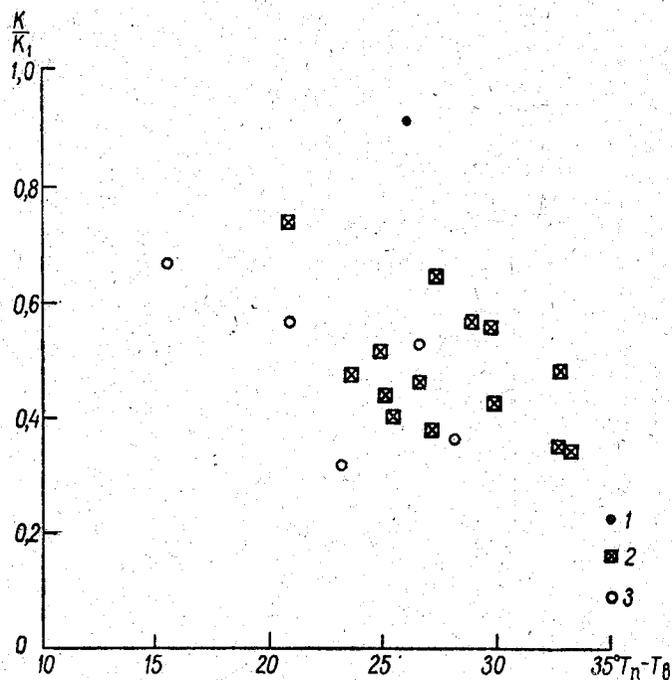


Рис. 2. Изменение контраста морского горизонта при изменении разности температур почвы и воздуха и при различных скоростях ветра.
Скорость ветра: 1 — 2 м/сек., 2 — 3—3,5 м/сек., 3 — 5 м/сек.

воздуха, находящегося над водной поверхностью. На рисунке видно, что интенсивные восходящие потоки нагретого воздуха, вызывающие дрожание объекта, уменьшают его видимый контраст.

Имеется довольно четкая связь видимого контраста со скоростью ветра. Действительно, при одной и той же разности температур почвы и воздуха точки, соответствующие большим скоростям ветра в момент наблюдения, лежат ниже, т. е. при прочих равных условиях ветер способствует большему изменению контраста. По-видимому, в этом же направлении действует и увеличение влажности (табл. 2).

Таблица 2

Дата	Время, ч.	$\frac{K}{K_1}$	Облачность (баллы)	Ветер (румб — м/сек.)	T_B град.	T_P град.	$T_P - T_B$ град.	$E\%$	e мб
11/VIII	13	0,60	1/1	ЮВ—3,5	27,6	52,7	25,1	73	24,3
27/VIII	14	0,69	2	ЮВ—3,5	25,7	50,5	24,8	72	23,8
25/VIII	15	0,74	0	ЮЗ—3,5	25,6	50,5	24,9	69	22,6
1/IX	13	0,89	0	З—3,5	27,9	52,5	25,3	59	20,4

Во всех четырех случаях разность температур почвы и воздуха примерно одинакова. Скорость ветра 3,5 м/сек. Направление его перпендикулярно линии наблюдения, исключение составляет западный ветер, дующий вдоль луча зрения. Постепенное уменьшение влажности сопровождается увеличением $\frac{K}{K_1}$. Изменение первоначального контраста возмущенным слоем атмосферы меньше. Однако небольшое количество материала не позволяет сделать более строгие выводы.

Аналогичные результаты получены и для линии морского горизонта. Они приведены на рис. 2.

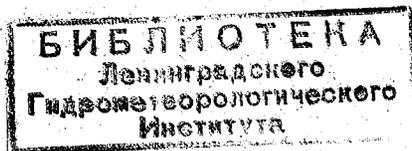
Выводы

1. Контраст естественных объектов уменьшается с увеличением неоднородности атмосферы, вызванной термической конвекцией в приземном слое воздуха.

2. Изменение контраста тем больше, чем больше слой воздуха с беспорядочными флуктуациями коэффициента преломления между наблюдателем и объектом.

3. Увеличение скорости ветра способствует увеличению оптической неоднородности слоя и ослаблению первоначального контраста.

4. При использовании естественных объектов в качестве ориентиров для определения метеорологической дальности видимости следует иметь в виду возможность искажения контраста слоем с повышенной турбулентностью.



СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
В. А. Гаврилов. Усовершенствованный вариант метода относительной яркости (метод двух черных тел)	3
В. А. Гаврилов. О величине порога контрастной чувствительности глаза в выражении для метеорологической дальности видимости	11
Е. П. Новосельцев. К вопросу о приближенном решении уравнения переноса при сильно вытянутой индикатрисе рассеяния	20
И. Л. Зельманович. Вычисление коэффициента отражения	27
Е. П. Новосельцев, Н. Е. Тер-Маркарянц. Об отражении длинноволновой радиации водной поверхностью	31
Е. П. Новосельцев. Анализ зависимости суммарной радиации при облачности от основных действующих факторов	42
Н. И. Никитинская. Экспериментальная проверка спектральной схемы реальной атмосферы К. С. Шифрина и И. Н. Минина	48
Ю. И. Рабинович. Об ослаблении солнечной радиации в верхних слоях тропосферы	54
Ю. И. Рабинович, К. В. Казакова. Распределение яркости безоблачного неба в абсолютных единицах для селективных приемников радиации	58
Б. М. Гальперин. Суточный приход суммарной солнечной радиации при различных облаках	62
Е. П. Барашкова. Соотношение между месячными суммами прямой солнечной радиации, приходящей на горизонтальную и перпендикулярную лучу поверхности	76
З. И. Грищенко, М. А. Гольберг. Наблюдения за условиями различения удаленных объектов	82
Е. Н. Довгялло. Влияние термической конвекции на контраст естественных объектов	88

Редактор *Г. Я. Русакова*

Техн. редактор *М. И. Брайнина*

Корректоры: *А. Г. Байкова* и *Н. И. Оршер*

Сдано в набор 15/XI 1961 г. Подписано к печати 14/III 1962 г.
 Бумага 70×108¹/₁₆. Бум. л. 2,88. Печ. л. 7,88. Уч.-изд. л. 7,35.
 Тираж 850 экз. М-06127 Индекс МЛ-165
 Гидрометеорологическое издательство. Ленинград. В-53, 2-я линия, д. № 23.
 Заказ № 538. Цена 51 коп.

Типография № 8 Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза.
 Ленинград, Прачечный пер., д. № 6.