

06
Т78

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Т Р У Д Ы ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 118

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Под редакцией

д-ра физ.-мат. наук К. С. ШИФРИНА
канд. геогр. наук В. Л. ГАЕВСКОГО

155352



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1961

00115112.

АННОТАЦИЯ

В сборнике представлены работы, выполненные в ГГО, по исследованию радиационных процессов в атмосфере. Наряду с результатами экспериментальных исследований значительное место уделено рассмотрению методов измерения радиационных характеристик атмосферы и деятельной поверхности.

Сборник рассчитан на специалистов метеорологов и геофизиков, а также аспирантов и студентов гидрометеорологических институтов.

Н. Г. БОЛДЫРЕВ, О. Д. БАРТЕНЕВА

ДАЛЬНОСТЬ ВИДИМОСТИ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ В СУМЕРКИ И НОЧЬЮ

В статье рассматривается теория и методика расчета дальности видимости объектов в темное время суток. Приводятся таблицы параметров, определяющих дальность видимости объектов в сумерки и ночью; показывается, что дальность видимости объектов, наблюдаемых на фоне зари, может быть больше метеорологической дальности видимости.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о расчете горизонтальной дальности видимости удаленных объектов в настоящее время можно считать решенным только для дневного времени [1—4, 21]. Для темного времени суток, когда солнце находится под горизонтом, неизвестны параметры, которые следует вводить в теоретические формулы.

В сумерки и ночью дальность видимости объектов резко снижается, так как вследствие малой освещенности ландшафта и низкого уровня яркости неба создаются условия, крайне неблагоприятные для работы глаза: порог контрастной чувствительности возрастает во много раз, а острота зрения уменьшается.

Световоздушная формула, лежащая в основе теории дальности видимости объектов, остается справедливой; следовательно, изменение контраста происходит по тем же законам, что и днем. Поэтому, как и в светлое время, в сумерки дальность видимости любого объекта определяется решением системы двух уравнений:

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{1}{b} (e^{\alpha L} - 1)}, \quad (1)$$

$$(K - \varepsilon) \gamma^2 = (1 - \varepsilon) \delta^2, \quad (2)$$

где K_0 — истинный контраст объекта с фоном,

b — коэффициент светлоты фона, $b = \frac{B_\phi}{B}$, если $B_\phi > B_0$, либо $b = \frac{B_0}{B}$, если $B_0 > B_\phi$, где B_0 — яркость объекта, а B_ϕ — яркость фона, B — коэффициент световоздушного уравнения,

α — показатель ослабления света,

K — пороговый контраст, необходимый для различения объекта угловых размеров γ ,

ε — порог контрастной чувствительности для объекта больших угловых размеров,

δ — наименьший разрешаемый угол,

L — реальная дальность видимости объекта.

Заменяя в формуле (2) наименьший различаемый угол через остроту зрения $V = \frac{1}{\delta}$, угловой размер γ через $\frac{Q}{L^2}$ (где Q — площадь видимого силуэта объекта), получим

$$(K - \varepsilon) \frac{Q}{L^2} = (1 - \varepsilon) \frac{1}{V^2}. \quad (3)$$

Система уравнений (1) и (3) решается с помощью номограммы [1], [3].

Согласно формулам (1) и (3), для определения дальности видимости того или иного объекта в темное время суток следует знать шесть перечисленных выше параметров. Показатель ослабления α должен быть измерен, площади объектов легко подсчитываются. Все другие параметры, определяющие дальность видимости объектов в сумерки и ночью, были неизвестны и их следовало определить.

Задачу определения дальности видимости в темное время суток можно разделить по условиям освещения на две части. К первой части относится наблюдение объектов при лунном освещении при безоблачном или частично облачном небе.

Для этих условий наблюдения истинные контрасты объектов с фоном и коэффициенты светлоты можно считать известными [1, 3, 5]. Контрасты и коэффициенты светлоты, которые имеют место днем при соответствующих условиях погоды и которыми обуславливается видимость далеких предметов в светлое время суток, сохраняются без изменения также и ночью, так как условия освещения лунным светом аналогичны солнечному и отличаются лишь интенсивностью.

Ко второй части задачи относится видимость удаленных объектов в сумерки при безоблачном небе, при ночном освещении при безоблачной погоде и при сплошной равномерной облачности, покрывающей весь небосвод при лунном, сумеречном или ночном освещении.

При наблюдении объекта на фоне зари солнце освещает только верхнюю часть атмосферы, в то время как нижние, приземные слои воздуха находятся в тени и освещаются только рассеянным светом. В связи с этим коэффициент световоздушного уравнения B нельзя положить равным яркости неба у горизонта, как это делается для дневных условий наблюдения. Он будет несравнимо меньше яркости неба у горизонта, и, следовательно, значения коэффициентов светлоты в сумерки будут существенно отличаться от их значений днем. Как будет показано ниже, это имеет место и для облачного и для безоблачного неба ночью.

Контрасты K_0 объектов, наблюдаемых на фоне яркого зоревоего сегмента, резко повышаются, достигая единицы, так как к наблюдателю будет обращена неосвещенная, темная, сторона объекта. Для объектов, наблюдаемых в других азимутах, значения контраста в первом приближении можно положить равными контрастам в дневных условиях при рассеянном освещении. Контрасты объектов, наблюдаемых при облачном небе или ночью в безоблачную погоду, также известны; они такие же, как и днем при рассеянном освещении.

Зная величины коэффициентов светлоты в зависимости от глубины погружения солнца под горизонт и воспользовавшись таблицами из работ [1, 3, 5] для определения значений K_0 объектов, наблюдаемых не на фоне зари, можно с помощью номограммы [3] рассчитать дальность видимости любого объекта в сумерки.

Практически различие между условиями наблюдения удаленных объектов в темное время суток и днем заключается в том, что при использовании в темное время суток формул, выведенных для дневных условий наблюдений, необходимо вместо одного постоянного значения ε

и V подставить в них их различные значения в зависимости от уровня яркости фона, на котором ведется наблюдение. Для этого в первую очередь должна быть известна яркость ландшафта и уровень естественной освещенности для различных глубин погружения солнца под горизонт для того, чтобы по ним определить то или иное значение ϵ и V наблюдателя в момент наблюдений.

1. ПОРОГ КонтРАСТНОЙ Чувствительности И Остроты зРЕНИЯ ПРИ МАЛых УРОВНЯХ Яркости

Для случая сумеречного и ночного наблюдения объектов было неизвестно, выполняется ли формула (2). Поэтому зависимость порогового контраста K от угловых размеров γ наблюдаемого объекта, выражаемая формулой (2), была проверена по экспериментальным данным различных авторов. В [6] показывается, что уравнение (2) применимо не только при наблюдении объектов в дневное время, но также в сумерки и ночью. Наблюдаемые отклонения от теоретической зависимости (2) оказались не столь значительными, чтобы их следовало принимать во внимание при расчете дальности видимости удаленных объектов, т. е. уравнение (2) можно считать универсальным.

Зависимость порога контрастной чувствительности и остроты зрения от яркости фона исследовалась очень подробно. Однако все опыты проводились в сугубо лабораторных условиях и наблюдателями решались различные зрительные задачи, не соответствующие задаче, стоящей при наблюдении удаленных объектов, и несравнимые друг с другом. Попытка обработать все имеющиеся в литературе данные, с тем чтобы получить среднюю кривую, характеризующую ход величины порога контрастной чувствительности с яркостью фона, к успеху не привела.

Большое расхождение в результатах, полученных различными исследователями, следует объяснить не только различными условиями наблюдения (монокулярное или бинокулярное зрение, быстрая или медленная смена яркости и т. п.), но главным образом различными зрительными задачами, поставленными перед наблюдателями, например обна-

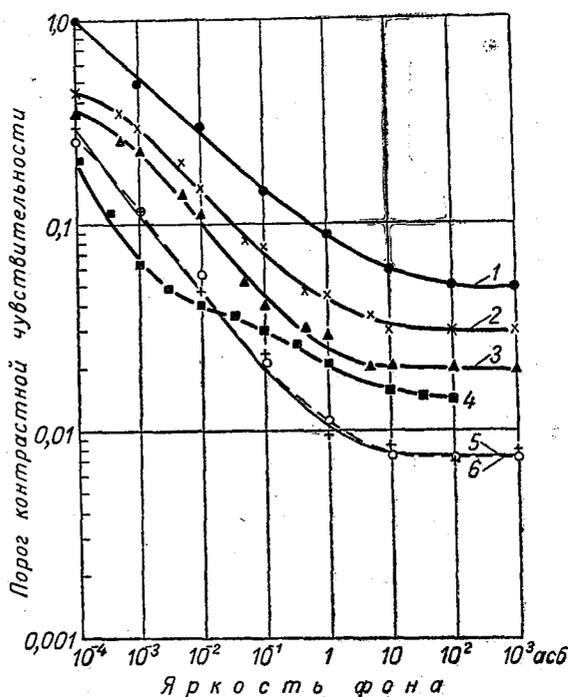


Рис. 1. Зависимость порога контрастной чувствительности от яркости фона для объектов больших угловых размеров.

1 — порог обнаружения, полевые наблюдения, 2 — порог обнаружения, лабораторные наблюдения, 3 — порог потери видимости, лабораторные наблюдения, 4 — данные Н. Н. Сытинской, 5 — данные Блеквелла (объект темнее фона), 6 — данные Блеквелла (объект светлее фона).

ружение объекта или потеря его видимости. В качестве примера на рис. 1 приведены кривые зависимости порога контрастной чувствительности, полученные Блеквеллом [22] и Сытинской [7]. Согласно рис. 1, данные [22] и [7] для одной и той же яркости фона существенно отличаются друг от друга, что, очевидно, следует объяснить разными зрительными задачами, поставленными перед наблюдателем. У Блеквелла глаз следил за мгновенной вспышкой пятна на экране, которое появлялось рядом с фиксационной точкой, у Сытинской контраст объекта с фоном доводился до исчезновения (порог потери видимости).

Нами была разработана методика и смонтирована установка для исследования порога контрастной чувствительности и остроты зрения в лабораторных и полевых условиях в зависимости от яркости фона и применительно к задаче определения дальности видимости объектов.

В лаборатории условия наблюдения были максимально приближены к естественным. Экрану, на котором наблюдались объекты, был придан вид облачного неба. Объекты имели форму, подобную силуэтам есте-

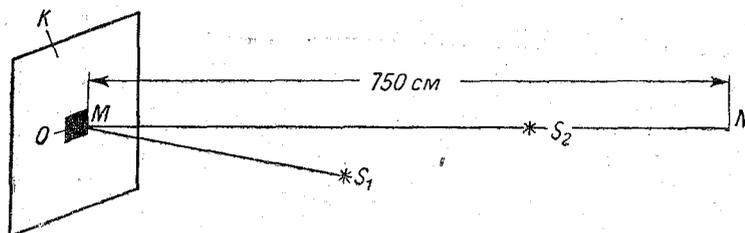


Рис. 2. Схема установки для исследования зависимости порога контрастной чувствительности от яркости фона.

ственных объектов. Наблюдение выполнялось бинокулярно, без каких-либо оптических приспособлений, всякое воздействие постороннего источника света на глаз наблюдателя исключалось на протяжении всего опыта.

Схема установки для определения порога контрастной чувствительности при малых значениях яркости фона представлена на рис. 2. Изображение объекта O проектировалось на экран K с помощью проекционного фонаря S_1 , одновременно освещавшего экран. Расстояние между экраном K и проекционным фонарем S_1 оставалось постоянным. Двигая проекционный фонарь S_2 с помощью специальной каретки вдоль рельса MN и тем самым увеличивая или уменьшая яркость экрана, можно добиться либо потери, либо обнаружения объекта и определить порог контрастной чувствительности, соответствующий той или иной зрительной задаче, поставленной перед наблюдателем для данного уровня яркости фона. Очевидно, яркость экрана B_{ϕ} будет складываться из яркости B_1 , которую создает на экране проекционный фонарь, находящийся на постоянном расстоянии, и яркости B_2 , которую создает фонарь,двигающийся вдоль рельса MN , т. е.

$$B_{\phi} = B_1 + B_2.$$

Яркость объекта равна B_2 , так как объект представляет собой непрозрачный тест, спроектированный на экран с помощью проекционного фонаря S_1 . Выражение для контраста будет иметь вид

$$K = \frac{B_1}{B_1 + B_2},$$

откуда, зная значения B_1 и B_2 в момент потери или обнаружения объекта,

легко определить значение порога контрастной чувствительности, соответствующее данному уровню яркости экрана.

Установка предварительно была проградуирована, измерения яркости производились с помощью прибора ИФТ-27 [15]. Проекционный фонарь S_2 двигался вдоль рельса MN на специальной каретке плавно, без рывков. Угловые размеры экрана составляли в высоту 30° и в длину 45° .

Наблюдателю предлагалось установить момент потери видимости или обнаружения объекта, который появлялся в неизвестной части поля зрения. В этот момент снимались отсчеты на шкале MN , по которым потом устанавливалась яркость экрана и пороговый контраст объекта. Наблюдения начинались с яркости фона 100 асб и постепенно переходили к более низким уровням, как бы имитируя те условия наблюдения, которые имеют место при переходе от дня к ночи в естественных условиях. Яркость фона менялась от 10^2 до 10^{-4} асб (10^2 , 10 , 1 , 5 , $9 \cdot 10^{-2}$, $9 \cdot 10^{-3}$, $2 \cdot 10^{-3}$ и $1 \cdot 10^{-4}$), что создавалось сменой нейтральных светофильтров на объективах проекционных фонарей.

В качестве объектов использовались тесты в форме круга, квадрата, прямоугольника с соотношением сторон $1:2$, $1:5$, $1:10$; треугольника с соотношением высоты к основанию $1:3$ и силуэта маяка. Угловой размер объектов составлял 5° . В наблюдениях принимали участие 10 наблюдателей — опытные штурманы-гидрографы с нормальным зрением, — которым неоднократно приходилось проводить корабли в условиях пониженной видимости.

На рис. 1 кривыми 2 и 3 представлена полученная нами зависимость порога контрастной чувствительности обнаружения объекта и потери видимости соответственно. Каждая кривая построена на основании 1200 наблюдений, отмеченных точками, достаточно равномерно расположенными на кривых (каждая точка соответствует 100 наблюдениям). Так как не было обнаружено зависимости порога контрастной чувствительности от формы объекта, то все наблюдения обрабатывались вместе.

Параллельно с измерениями на лабораторной установке были поставлены опыты по определению порога контрастной чувствительности в полевых условиях. Определялась яркость сумеречного неба, при котором наблюдатели могли обнаружить эталонные контрасты $0,11$, $0,22$, $0,44$ и 1 больших угловых размеров [5], значение которых и соответствовало порогу контрастной чувствительности для данной яркости фона. В этих наблюдениях принимали участие четыре наблюдателя. К наблюдениям они приступали после 20-минутной адаптации в условиях открытой местности. Эти опыты должны были дать опорные точки для перехода от лабораторных условий к полевым.

Результаты наблюдений представлены на рис. 1 кривой 1, являющейся средней для четырех наблюдателей. Кривая получена на основании 300 наблюдений. Согласно рис. 1, значение порога контрастной чувствительности существенно отличается по абсолютной величине от значений порога контрастной чувствительности, полученных в полевых условиях. Однако относительный ход изменения порога контрастной чувствительности с яркостью такой же, как и в лаборатории. Он получен не только нами, но и Блеквеллом. Это дает нам основание перейти от лабораторных условий наблюдения к полевым.

Для получения зависимости остроты зрения от яркости фона были обработаны данные [8, 9, 23, 24]. Оказалось, что результаты измерений мало зависят от того, какой тест использовался для наблюдений: кольцо Ландольта, круг или квадрат, или от того, как формулировалась зрительная задача. Данные различных авторов хорошо согласовались друг с другом, поэтому представилось возможным построить среднюю кривую

зависимости остроты зрения от яркости фона для вероятности различия $P=0,50$. На рис. 3 приведена кривая зависимости остроты зрения V от яркости фона B (кривая I), полученная на основании обработки литературных данных.

В полевых условиях острота зрения измерялась по кольцу Ландольта, квадрату и прямоугольникам, имеющим различный угловой размер.

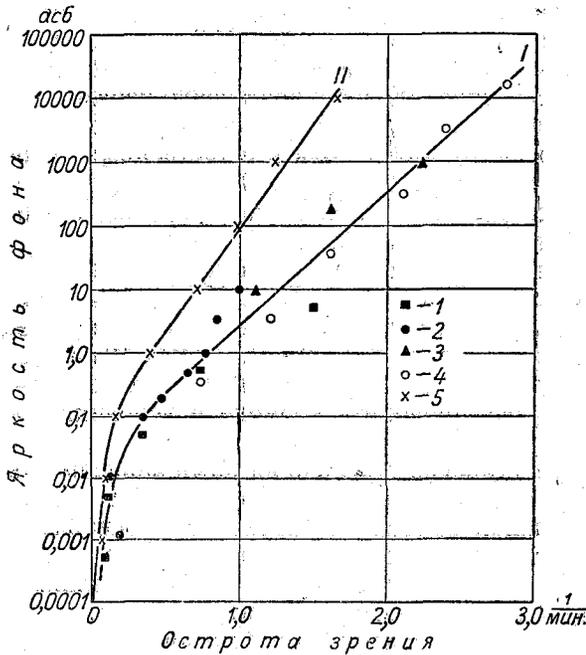


Рис. 3. Зависимость остроты зрения от яркости фона. 1 — Гасовский, 2 — Коннер и Гэноунг, 3 — Кобб и Мосс, 4 — Пинегин и Раутиан, 5 — полевые наблюдения.

Тесты проектировались на фон сумеречного и ночного неба, контраст их с фоном неба составлял единицу. В наблюдениях участвовали три наблюдателя. Использовалась обычная методика определения остроты зрения [25]. В момент обнаружения разрыва кольца Ландольта или квадрата отмечалась с помощью ИФТ-27 яркость участка неба, на котором велось наблюдение. Наблюдения начинались с заходом солнца под горизонт и кончались с наступлением полной темноты. На рис. 3 приведена средняя кривая зависимости остроты зрения от яркости фона в полевых условиях (кривая II).

Таким образом, полученные в полевых условиях абсолютные значения остроты зрения и порога контрастной чувствительности существенно отличаются от значений, полученных при тех же уровнях яркости в лаборатории. Очевидно, это можно объяснить тем, что наблюдатель, обнаруживая слабо контрастирующий с фоном объект в полевых условиях, должен отличить его от возможной неоднородности фона, для чего требуется иметь некоторый запас видимости. При этом обнаружение происходит всегда в условиях порогового восприятия.

В табл. 1 приведены значения порога контрастной чувствительности обнаружения объекта и остроты зрения для сумеречных и ночных условий наблюдения, пригодные для практического использования. Порог светоощущения принят равным 10^{-4} . При этой яркости видны только большие объекты (около 2°) при контрасте с фоном $K=1$. Данные табл. 1 позволяют пользоваться формулами (1) и (2) при любых условиях освещения как в дневное, так и в ночное время. Для определения дальности потери видимости объекта следует пользоваться кривой I рис. 3 и кривой 3 рис. 1.

2. ЯРКОСТЬ НЕБА И ОСВЕЩЕННОСТЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СУМЕРКИ И НОЧЬЮ

Для того чтобы иметь возможность воспользоваться тем или иным значением порога контрастной чувствительности и остроты зрения, должна быть известна яркость фона, на котором ведется наблюдение,

и уровень естественной освещенности при различных глубинах погружения солнца под горизонт.

Таблица 1

Яркость фона (асб)	Порог контрастной чувствительности	Наименьший разрешаемый угол (мин.)	Острота зрения (мин. $^{-1}$)
10^4	0,05	0,6	1,66
10^3	0,05	0,8	1,25
10^2	0,05	1,0	1,00
10	0,06	1,4	0,72
1	0,09	2,5	0,40
10^{-1}	0,15	6	0,167
10^{-2}	0,30	10	0,10
10^{-3}	0,50	15	0,067
10^{-4}	1,0	120	0,0084

Данные о яркости безоблачного и облачного неба и освещенности горизонтальной поверхности содержатся в [10, 11, 26]. Они относятся к случаю, когда луны нет или ее влиянием можно пренебречь. Следует лишь отметить, что при практическом использовании таблицы [11] для безоблачного неба в сумерки величина освещенности горизонтальной поверхности является функцией не только глубины погружения солнца под горизонт, но и закрытости горизонта и прозрачности атмосферы. Чем больше закрыта местность по горизонту, тем меньше освещенность. Поэтому крайние значения сумеречной освещенности при одних и тех же условиях при безоблачном небе могут сильно отличаться друг от друга.

При облачном небе величина сумеречной освещенности, кроме указанных выше факторов, существенно зависит не только от формы и количества облачности, но и от распределения облаков по небу. Поэтому при определении сумеречной освещенности при облачном небе можно говорить лишь о порядке величин. Однако к большей точности и не следует стремиться потому, что никогда не удастся определить условия погоды, соответствующие той или иной освещенности так, чтобы учесть все факторы, от которых зависит величина освещенности, не говоря уже о визуальной методике определения облачности, ее количества, формы и высоты, при измерении которых днем получаются большие погрешности, а в сумерки эти измерения еще более затруднены.

Распределение яркости неба и освещенность горизонтальной поверхности, создаваемые луной, подобны тем, которые создаются солнцем, имеющим ту же высоту, что и луна. Абсолютные величины яркости и освещенности при луне будут меньше во столько раз, во сколько нормальная освещенность от луны при соответствующей ее фазе меньше нормальной освещенности от солнца. Практически роль луны в распределении яркостей выступает лишь в навигационные сумерки, когда луна находится во второй или третьей четверти при большой ее высоте над горизонтом. В гражданские сумерки влиянием луны можно пренебречь. В астрономические сумерки распределение яркости неба и освещенность горизонтальной поверхности полностью определяются луной; роль зари незаметна.

В табл. 2 приведены рассчитанные по данным Шаронова [11] коэффициенты перехода от дневной яркости неба и освещенности горизонтальной поверхности при солнце к сумеречной и ночной при луне в зависи-

мости от угла ее фазы. Очевидно, для того чтобы получить значения яркости ночного неба или освещенности при данной фазе и высоте луны, следует данные о распределении яркости неба или освещенности при соответствующей высоте солнца умножить на коэффициент R , равный отношению абсолютной освещенности луной к солнечной постоянной.

Таблица 2

Угол фазы (град.)	Число дней от или до полнолуния	Коэффициент перехода R		Угол фазы (град.)	Число дней от или до полнолуния	Коэффициент перехода R	
		прибывающая луна	убывающая луна			прибывающая луна	убывающая луна
0	0,0	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	80	6,6	$0,35 \cdot 10^{-6}$	$0,29 \cdot 10^{-6}$
10	0,8	1,7	1,7	90	7,4	0,24	0,21
20	1,6	1,4	1,4	100	8,2	0,16	0,15
30	2,5	1,2	1,1	110	9,0	0,11	0,10
40	3,3	0,93	0,83	120	9,8	0,07	0,07
50	4,1	0,76	0,64	130	10,7	0,04	0,04
60	4,9	0,60	0,50	140	11,5	0,02	0,02
70	5,7	0,46	0,38	150	12,3	0,007	0,007

Данные о яркости дневного неба надежны и ими можно легко воспользоваться [12, 13, 27]. Для определения освещенности горизонтальной поверхности в зависимости от высоты и фазы луны можно воспользоваться также работами [11], [28].

Укажем, что мы не получили зависимость яркости неба от географического положения места наблюдения. Отдельные измерения яркости ночного и сумеречного неба, проведенные в Одессе, а также измерения, произведенные другими авторами [14, 15, 26, 28], дали значения яркости неба одного порядка.

3. КОЭФФИЦИЕНТ СВЕТОВОЗДУШНОГО УРАВНЕНИЯ В СУМЕРКИ И НОЧЬЮ

Наблюдение объектов в сумерки при безоблачном небе представляет совершенно особый случай видимости объектов в горизонтальном направлении. В сумерки яркость неба у горизонта будет резко отличаться от коэффициента световоздушного уравнения. При заре прямыми солнечными лучами будут освещаться лишь верхние слои атмосферы, а приземный слой получит лишь слабое сумеречное освещение. Яркость неба у горизонта, определяемая ярко освещенными солнцем высокими слоями, будет велика. В результате коэффициент светлоты, равный отношению яркости фона к B , будет намного больше единице, причем к этому еще добавится резкая зависимость от азимута и глубины погружения солнца.

Согласно определению, выражение для яркости воздушной дымки, создаваемой слоем атмосферы l , освещенным пучком параллельных лучей, имеет вид

$$dB_d = \rho e^{-\alpha l} E_{\odot} \rho(\gamma) dl,$$

где ρ — показатель рассеяния света, α — показатель ослабления света, E_{\odot} — освещенность площадки, нормальной к солнечным лучам,

$\rho(\gamma)$ — нормированная индикатриса рассеяния света, γ — угол между направлением наблюдения и падающими лучами.

Проинтегрировав по l , получим

$$B_n = \frac{\rho}{\alpha} (1 - e^{-\alpha l}) E_{\odot} \rho(\gamma). \quad (4)$$

Так как для случая безлунной ночи или в сумерках нормальная освещенность, создаваемая рассеянным светом от неба, будет иметь вид

$$E = \iint B d\omega,$$

где B — яркость участка неба в телесном угле ω , то яркость воздушной дымки, создаваемая рассеянным светом от неба в сумерки и ночью, согласно (4), будет

$$B_n = \frac{\rho}{\alpha} (1 - e^{-\alpha l}) \iint \rho(\gamma) B d\omega,$$

где γ — угол между направлением на участок неба $d\omega$ и линией наблюдения. Следовательно, коэффициент световоздушного уравнения в сумерки или ночью будет

$$B = \iint \rho(\gamma) B d\omega. \quad (5)$$

Так как для приземного слоя воздуха $\frac{\rho}{\alpha} = 1$, то яркость воздушной дымки в условиях сумерек или ночью будет иметь такой же вид, как и для дневных условий наблюдения

$$B_n = B (1 - e^{-\alpha l}).$$

Будем характеризовать положение участка неба $d\omega$ на небесной сфере через угол φ , обозначающий высоту участка неба $d\omega$ над горизонтом, и угол A между направлением на участок неба $d\omega$ и направлением на солнце под горизонтом.

Если принять, что $d\omega = \sin \varphi d\varphi dA$, выражение (5) примет вид

$$B = \int_0^{\pi} dA \int_0^{\pi} B\rho(\gamma) \sin \varphi d\varphi. \quad (6)$$

Интеграл (6) удобно вычислить приближенно по формуле трапеции. Тогда

$$B = \sum_0^{\pi} \Delta A \sum_0^{\pi} B\rho(\gamma) \sin \varphi \Delta\varphi. \quad (7)$$

Для вычисления ΔA и $\Delta\varphi$ взяты постоянными. Это привело к тому, что сфера, изображающая небосвод, разбилась на участки рядом параллелей и меридианов. Параллели были взяты через 10° , меридианы — через 45° . Выражение (7) приняло вид

$$B = \Delta A \Delta\varphi \sum \sum B\rho(\gamma),$$

где $B\rho(\gamma)$ должны быть определены в 95 точках пересечения 19 параллелей с 5 меридианами, определенными следующими азимутами A : 0, 45, 90, 135, 180.

Для определения $\rho(\gamma)$, соответствующего тому или иному участку неба, мы воспользовались свойствами стереографической проекции [16].

На рис. 4 представлена небесная сфера в стереографической проекции, центр которой соответствует зениту. Полюс стереографической проекции соответствует азимуту солнца, находящегося под горизонтом. Числами показана яркость неба в апостильбах, соответствующая данному участку неба. При определении коэффициента рассеяния $\rho(\gamma)$, соответствующего данному участку неба, находящемуся на высоте φ над горизонтом и составляющему угол A с направлением на солнце под горизонтом, были построены окружности, на которых $\rho(\gamma)$ оставались постоянными. Тогда,

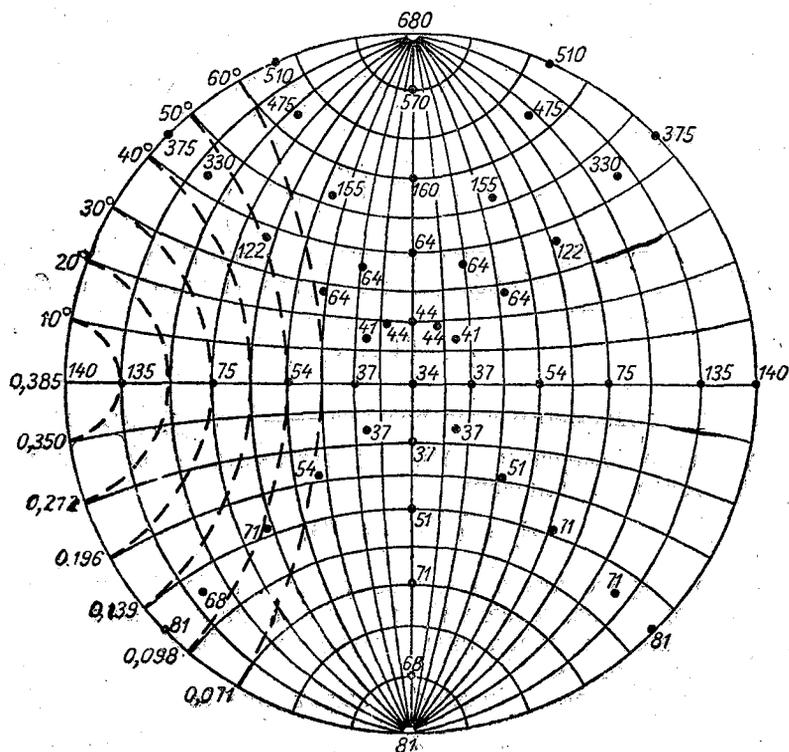


Рис. 4. Яркость сумеречного неба. Глубина погружения солнца под горизонт -3° .

если совместить полюс этих окружностей с направлением наблюдения, для любой точки сферы можно сразу отсчитать значение $\rho(\gamma)$ без каких-либо вычислений, не прибегая к таблицам. На рис. 4 пунктиром изображены окружности равных значений $\rho(\gamma)$ (индикатриса пологого типа класса 3), наложенные на стереографическую сетку для определения $\rho(\gamma)$ при наблюдении в направлении, перпендикулярном направлению на зарю, и глубине погружения солнца под горизонт -3° .

Коэффициент световоздушного уравнения рассчитывался для безоблачного и облачного неба для глубины погружения солнца 0, -3 , -6 , -9 , -12 , -15 и -20° для трех направлений визирования: на зарю, зарю сбоку от наблюдателя и зарю позади наблюдателя, и четырех классов индикатрис рассеяния 2, 4, 6 и 8. Данные о распределении яркости по небу взяты из [10], [26]; значения индикатрис рассеяния в зависимости от прозрачности атмосферы были получены из [17].

В табл. 3 даны результаты расчета коэффициентов светлоты фона неба для различных глубин погружения солнца и направлений наблюде-

ния. Коэффициенты светлоты приведены лишь для двух интервалов прозрачности: $S > 20$ и $S \leq 20$ км. Уменьшать интервалы прозрачности атмосферы было неразумно, так как при наблюдениях никогда нельзя определить условия погоды так, чтобы при расчете можно было точно учесть и индикатрису рассеяния, и распределение яркости по небу в момент наблюдения.

Отметим, что коэффициент светлоты безоблачного и облачного неба при $h_{\odot} = -20^{\circ}$ оказался равным 2, что согласуется с выражением (5), которое при $B = \text{const}$ дает значение $\frac{1}{2}B$ и подтверждает правильность наших расчетов.

Таблица 3

h_{\odot}	Наблюдение на зарю		Заря сбоку от наблюдателя		Заря позади наблюдателя	
	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км	$S > 20$ км	$S \leq 20$ км

Безоблачное небо

0	5	3	2,5	2,5	2,5	2,5
-3	7	4,5	2,5	2,5	1,5	2
-6	8	5	2	2	1,5	2
-9	8,5	5,5	2	2	1,5	2
-12	7,5	5	2,5	2,5	2	2,5
-15	6	5	2,5	2,5	2,5	2,5
≥ -20	2	2	2	2	2	2

Облачность 9, 10, 10

-3	1,5	1,5	1,5	1,5	1	1
-6	2,5	2,5	1,5	1,5	1,5	1,5
-9	2	2	2	2	2	2
-13	2	2	2	2	2	2
≥ -20	2	2	2	2	2	2

4. РАСЧЕТ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ В СУМЕРКИ И НОЧЬЮ

Дальность видимости реальных объектов легко вычислить по формулам (1) и (3) с помощью номограммы [1], [3]. Для того чтобы войти в номограмму, нужно знать: $\frac{K_0}{\epsilon}$ — относительный контраст объекта с фоном; b — коэффициент светлоты; величину $\frac{11,8Q\epsilon V^2}{S^2}$ — так называемый относительный размер объекта, где ϵ — порог контрастной чувствительности и V — острота зрения, соответствующая данному уровню яркости и выражаемая в обратных минутах; Q — площадь объекта в квадратных метрах и S — в километрах. Неизвестным является расстояние, на котором объект может быть обнаружен, — так называемая реальная дальность видимости объекта L .

Полученные значения всех параметров, определяющих дальность ви-

димости того или иного удаленного объекта при различных условиях наблюдения в сумерки и ночью, позволяют для каждого конкретного случая знать все величины, входящие в номограмму.

Методика расчета дальности видимости в темное время суток проверялась в морских условиях на Черном море при переходе Одесса — Тендра при безоблачном небе. Объекты наблюдались с борта гидрографического судна. Наблюдатель определял дальность открытия объектов, находящихся на берегу. Одновременно производился расчет дальности видимости по номограмме. Площади объектов определялись по данным штурманских карт. Контрасты объектов с фоном неба полагались равными единице, так как все наблюдаемые объекты проектировались на фон зари и к наблюдателю была обращена их теневая сторона. Исключение составляли ажурные вышки, для которых $K_0=0,50$ согласно [3].

В момент открытия того или иного объекта с помощью фотометра ИФТ-27 [15] измерялась яркость участка неба, на который проектировался объект, и, согласно полученному значению яркости, из табл. 1 выбиралось значение величин ϵ и V и подсчитывалась величина $\frac{11,8Q\epsilon V^2}{S^2}$.

Прозрачность в этот вечер и эту ночь была измерена достаточно надежно, с одной стороны, с помощью нефелометра ИФ-14 с переменным

Таблица 4

№ объекта	Название и характеристика объекта	Размер объекта (м ²)	Яркость неба (асб)	ϵ	V млн. ⁻¹	K_0	b	S км	L км		
									наблюденная в сумерки	рассчитанная в сумерки	рассчитанная днем
1	Вышка—ажурная металлическая черная	300	100	0,05	1,0	0,5	5	15	14	15	9,3
2	Церковь Успения — белая каменная	60	100	0,05	1,0	1,0	5	15	14	13	9,7
3	Вышка — ажурная черная	36	65	0,05	0,95	0,5	5	15	9,1	7,9	7,1
4	Передний створный знак „Северный“ — ажурный деревянный серый	48	65	0,05	0,95	0,5	5	15	9,1	9,5	8,0
5	Водокачка — белая каменная	32	43	0,052	0,90	1,0	5	15	9,4	10,5	8,4
6	Южная труба ТЭЦ — серая цементная	90	31	0,053	0,87	1,0	5	15	16	14	11
7	Северная труба ТЭЦ — бело-черная труба	75	27	0,054	0,85	1,0	5	15	16	14	10
8	Жевахова гора — покрыта сухой растительностью	10 ⁴	13	0,057	0,76	1,0	5	15	17	22	14

углом наблюдения [18], с другой — звездным фотометром ЗФ-50 [19] по маяку Тендра. Метеорологическая дальность видимости составляла 15 км [20]. Измеренная индикатриса принадлежала к классу 6, поэтому коэффициент светлоты был взят из табл. 3 равным 5.

В табл. 4 приведены результаты измерения и расчета дальности видимости.

Номограмма проверялась также в условиях неба, покрытого облаками (облачностью 8, Ac/As, зоря в облаках). Наблюдатели с борта корабля, стоящего на якоре у мыса Тендра, должны были обнаружить с наступлением рассвета береговые объекты, расстояние до которых было известно и соответствовало дальности видимости объекта в момент его обнаружения. Так же как и в первом случае, одновременно производились расчеты по номограмме, измерялась яркость фона в момент обнаружения объекта и по ней определялись ϵ и V . Значения K_0 брались из таблиц [3] для условий рассеянного освещения. Метеорологическая дальность видимости составляла 12 км. Индикатриса рассеяния принадлежала к классу 6, глубина погружения солнца менялась от $-2,5$ до -6° , зоревой сегмент оставался сбоку от наблюдателя, поэтому b был взят из табл. 3 равным 1,5. В табл. 5 приведены результаты наблюдения и расчета дальности видимости.

Таблица 5

№ объекта	Название и характеристика объекта	Q м ²	Яркость неба (асб)	ϵ	V мин. ⁻¹	K ₀	b	S км	L км	
									наблюденная	рассчитанная
1	Створный знак — серый столб	2,5	12	0,057	0,74	0,75	1,5	12	3,1	2,6
2	2 дома — темно-серые деревянные	15	1,5	0,082	0,45	0,75	1,5	12	3,1	3,7
3	Рыбозавод — темно-серое здание	150	0,4	0,093	0,37	0,75	1,5	12	3,0	5,0
4	Металлическая постройка — ажурная	26	4,9	0,070	0,61	0,50	1,5	12	4,3	4,2
5	Каменная постройка — темно-серая	44	4,6	0,065	0,60	0,75	1,5	12	5,4	5,5
6	Маяк — бело-черный каменный	81	2,0	0,080	0,48	0,70	1,5	12	5,0	5,5
7	Наблюдательная вышка — темно-серая	4	15	0,057	0,76	0,75	1,5	12	2,0	3,0

Расчетная дальность видимости как в первом, так и во втором случае хорошо совпадает с наблюдаемой. Таким образом, теория и методика расчета дальности видимости реальных объектов, разработанные для светлого времени суток [1], [3], подтвердились на опыте и для случая наблюдения объектов в темное время суток.

Интересно отметить, что дальность видимости объектов, рассматриваемых на фоне зари, иногда может быть больше метеорологической

дальности видимости, если объекты рассматриваются на еще достаточно ярком фоне зари. В последней графе табл. 4 приведена дальность видимости, которую имели бы объекты при той же прозрачности атмосферы днем, для наилучших условий наблюдений, т. е. когда к наблюдателю обращена теневая сторона объекта и контрасты наблюдаемых объектов можно считать максимальными и положить их равными единице. Как следует из табл. 4, дальность видимости этих объектов днем меньше, чем при той же прозрачности атмосферы в сумерки на фоне зари.

Это объясняется тем, что яркость воздушной дымки мала, а яркость неба у горизонта велика. В связи с этим значение коэффициента светлоты b становится очень большим. Контрасты земных объектов с ярким фоном зари увеличиваются и достигают единицы. Поэтому дальность видимости удаленных объектов, несмотря на уменьшение освещенности, не только не снижается, но и нередко возрастает. Это явление наблюдается только на фоне зоревоего сегмента, в других азимутах видимость объектов с падением освещенности будет снижаться, так как коэффициент светлоты мал, а с падением общего уровня освещенности порог контрастной чувствительности резко увеличивается, острота же зрения уменьшается. На это явление еще в 1947 г. обратил внимание В. В. Шаронов [4].

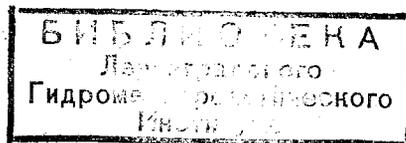
Следует подчеркнуть, что нередко отмечаемое в метеорологии резкое улучшение видимости объектов после захода солнца во многих случаях, вероятно, является кажущимся и связанным не с увеличением прозрачности атмосферы, а с изменением коэффициента светлоты и контраста объекта, наблюдаемого на фоне неба.

В выполнении настоящей работы, в наблюдениях, обработке и анализе материалов наблюдения участвовала А. Н. Боярова, в обработке материала — Т. Ф. Селезнева. Проверка метода расчета дальности видимости удаленных объектов была организована Г. Я. Башиловым на базе Одесского гидрографического района.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болдырев Н. Г. Дальность видимости реальных объектов. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
2. Руководство по определению дальности видимости реальных объектов. Гидрометеиздат, Л., 1950.
3. Методические указания, № 20, ГГО. Гидрометеиздат, Л., 1955.
4. Шаронов В. В. Дальность видимости удаленных предметов и огней. Военмориздат, Л., 1947.
5. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. Определение метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов. Труды ГГО, вып. 42, 1953.
6. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. О связи порога контрастной чувствительности с остротой зрения, положенной в основу расчета дальности видимости объектов. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
7. Сытинская Н. Н. Исследование порога контрастной чувствительности зрения при низких значениях яркости. Уч. зап. ЛГУ, сер. матем., вып. 8, 1949.
8. Гассовский Л. Н., Буланова К. А., Энно З. Н. Видимость объектов в условиях низких освещенностей. ДАН СССР, XL, 5, 1943.
9. Пинегин Н. И., Раутиан В. И. Острота различения в зависимости от яркости и контраста. Труды I конференции по физиологической оптике. Изд-во АН СССР, М. — Л., 1936.
10. Бартенева О. Д., Боярова А. Н. Яркость сумеречного и ночного неба. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
11. Шаронов В. В. Таблицы природной освещенности и видимости. Изд. АН СССР, М., 1944.
12. Пясковская Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1957.
13. Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеиздат, Л., 1959.

14. Вейнберг В. Б., Скрипкарь А. Н. Яркость ночного неба. ЖТФ, т. XV, 6, 1945.
15. Фейфиллов П. П. Естественная ночная освещенность и ее значение для светомаскировочных расчетов. Труды Гос. опт. ин-та, XVII, 125—129, 1944.
16. Разумовский Н. К. Стереографические проекции. Лекции, читанные на геолого-разведочном факультете. ЛГИ, Л., 1932.
17. Бартенева О. Д. Исследование индикатрис рассеяния в приземном слое атмосферы. Труды 2-го Междуведомственного совещания по атмосферной оптике и актинометрии. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
18. Ритынь Н. Э., Лазарев В. П. Прибор для измерения индикатрис рассеяния света в воздухе. Оптико-мех. пром., № 2, 1959.
19. Бартенева О. Д., Болдырев Н. Г., Бутылев А. А. Определение прозрачности атмосферы и силы света удаленных огней звездным фотометром. Труды ГГО, вып. 42, 1953.
20. Бартенева О. Д., Башилов Г. Я., Болдырев Н. Г. Опыт работы с нефелометром ИФ-14 с переменным углом рассеяния. Оптико-мех. пром., № 2, 1959.
21. Duntley S. Q. Visibility of distant objects. JOSA, 38, 1948.
22. Blackwell H. R. Contrast thresholds of the human eye. JOSA, 36, 1946.
23. Gonner P. and Ganoung R. An experimental determination of the visual thresholds of low values of illumination. JOSA, 25, 1935.
24. Cobb P. and Moss F. Four fundamental factors in vision. Journ. Frankl. Inst., 205, 1928.
25. Perry Moon. The scientific basis of illuminating engineering. New York and London, 1936.
26. Koonen M. I., Lock C., Parker D. M., Scolnic R., Tousey R., Hulbert E. O. Measurement of the brightness of the twilight sky. JOSA, vol. 42, No 5, 1952.
27. Dorno C. Physik der Sonne und Himmelstrahlung. Braunschweig, 1919.
28. Bulrich K. Die Leuchtdichte des Himmels und die Globalbeleuchtungstärke während der Dämmerung und in der Nacht. Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US Zone, Nr 4, 1948.



155352

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ В ТРОПОСФЕРЕ

В статье рассматриваются результаты самолетных измерений вертикального хода спектральных аэрозольных коэффициентов ослабления до высот порядка 6000—7000 м в области 0,4—1,0 мк. Оценивается возможность аппроксимации экспериментальных данных к экспоненциальной зависимости. Рассмотрены спектральные зависимости коэффициентов ослабления на различных уровнях.

Решение ряда практических задач, связанных с проблемой наклонной видимости, требует изучения прозрачности реальной атмосферы, изменчивость которой определяется наличием замутняющих примесей — аэрозолей. Одним из способов изучения аэрозольного строения атмосферы является метод определения вертикального изменения коэффициента ослабления, главным образом его аэрозольной составляющей. Существенный интерес представляет вертикальное распределение аэрозольного ослабления, определенное по спектру в видимой и близкой инфракрасной области. Определение коэффициента ослабления производилось путем измерения прямой солнечной радиации в различных участках спектра с самолета на различных высотах. Методика измерений и аппаратура подробно описаны в [1].

Полный коэффициент ослабления может быть представлен в виде суммы коэффициента ослабления, обусловленного молекулярным рассеянием света, и аэрозольного коэффициента ослабления.

$$\sigma(\lambda, z) = a(\lambda, z) + b(\lambda, z), \quad (1)$$

где $a(\lambda, z)$ — коэффициент ослабления сухой, абсолютно чистой атмосферы или коэффициент релеевского ослабления, $b(\lambda, z)$ — аэрозольный коэффициент ослабления.

Величина аэрозольного коэффициента ослабления определяется как разность между полным коэффициентом ослабления, получаемым из измерений, и релеевским коэффициентом ослабления. Релеевские коэффициенты ослабления приведены в табл. 1 и вычислялись по формуле

$$a(\lambda, z) = a(\lambda, 0) e^{-\alpha z} A(z), \quad (2)$$

где $a(\lambda, 0)$ — коэффициент ослабления на уровне земли $z=0$; $A(z)$ — функция, определяющая отличие реальной атмосферы от изотермической; α — коэффициент, численно равный $0,125 \text{ км}^{-1}$ [2].

Определение полного коэффициента ослабления по данным измерений прямой солнечной радиации может производиться как путем дифференцирования кривой $I_\lambda(z)$ — спектральной интенсивности в относительных единицах, так и путем определения спектральных солнечных по-

стоянных методом Бугера. Подробное рассмотрение обоих методов и анализ ошибок приведены нами в [4].

Таблица 1

Коэффициенты ослабления сухой, абсолютно чистой атмосферы

z	λ ммк					
	400	500	550	600	700	950
0	0,044	0,018	0,013	0,008	0,004	0,001
200	0,042	0,018	0,013	0,008	0,004	0,001
500	0,041	0,017	0,012	0,008	0,004	0,001
1000	0,039	0,016	0,012	0,007	0,004	0,001
1500	0,037	0,015	0,011	0,007	0,004	0,001
2000	0,035	0,014	0,010	0,007	0,004	0,001
2500	0,033	0,013	0,010	0,006	0,003	0,001
3000	0,032	0,013	0,010	0,006	0,003	0,001
3500	0,030	0,012	0,009	0,006	0,003	0,001
4000	0,028	0,011	0,008	0,005	0,003	0,001
4500	0,027	0,011	0,008	0,005	0,003	0,001
5000	0,025	0,010	0,008	0,005	0,003	0,001
5500	0,024	0,009	0,006	0,004	0,002	0,001
6000	0,022	0,009	0,006	0,004	0,002	0,001
6500	0,021	0,008	0,006	0,004	0,002	0,001
7000	0,020	0,008	0,006	0,004	0,002	0,001

Измерения коэффициентов ослабления производились в ГГО, начиная с 1958 г., в течение двух лет. За этот период было выполнено 130 вертикальных зондирований атмосферы до высоты 6500—7000 м, в которых, помимо обычных метеорологических элементов (давление, температура, влажность), определялись коэффициенты ослабления. Измерения проводились в 6 климатических зонах в зимний и летний периоды. Самолетные измерения сопровождалось наземными измерениями прямой солнечной радиации в тех же спектральных интервалах [3]. Рассчитанные по этим измерениям спектральные оптические толщины использовались при интерпретации данных самолетных измерений. Анализ измерений коэффициентов ослабления производился с целью определения аналитической зависимости, описывающей вертикальный ход аэрозольного ослабления, и спектральных зависимостей на различных высотах. Кроме того, представляет интерес получить некоторые стандартные значения коэффициентов аэрозольного ослабления и их изменчивость в зависимости от сезона и характера подстилающей поверхности. Результаты измерений спектральных аэрозольных коэффициентов ослабления в виде данных, осредненных за отдельные периоды, а также количество случаев, по которым вычислялись средние, приведены в табл. 2 (1958 г.) и табл. 3 (1959 г.). Подбор аналитической зависимости коэффициента ослабления от высоты производился на основе литературных источников [10], где имеются указания на возможность аппроксимации экспериментальных результатов экспоненциальной зависимостью. Таким образом, зависимость аэрозольного коэффициента ослабления от высоты была выбрана в виде

$$b(\lambda, z) = b(\lambda, 0) e^{-\beta z}, \quad (3)$$

где $b(\lambda, 0)$ — аэрозольный коэффициент ослабления у поверхности земли; β — параметр, определяющий распределение аэрозоля по высоте.

При этом необходимо определить наибольшие погрешности указан-

Таблица 2

z м	λ ммк									
	400	500	600	700	950	400	500	600	700	950
Симферополь (6 случаев)					Сухуми (7 случаев)					
июнь										
0	0,152	0,115	0,089	0,076	0,106	0,136	0,128	0,168	0,096	0,137
200	0,137	0,106	0,078	0,074	0,098	0,123	0,115	0,134	0,086	0,122
500	0,124	0,098	0,064	0,073	0,088	0,106	0,100	0,110	0,078	0,102
1000	0,109	0,097	0,053	0,072	0,077	0,081	0,083	0,077	0,060	0,077
1500	0,100	0,095	0,050	0,063	0,066	0,058	0,060	0,047	0,052	0,064
2000	0,095	0,078	0,043	0,065	0,059	0,046	0,048	0,038	0,041	0,054
2500	0,060	0,065	0,032	0,048	0,053	0,032	0,033	0,030	0,036	0,045
3000	0,032	0,041	0,027	0,029	0,045	0,022	0,026	0,024	0,028	0,036
3500	0,020	0,025	0,022	0,019	0,032	0,016	0,022	0,020	0,024	0,032
4000	0,010	0,015	0,017	0,014	0,024	0,012	0,021	0,017	0,020	0,030
4500	0,005	0,009	0,014	0,013	0,020	0,009	0,020	0,014	0,016	0,028
5000	0,002	0,008	0,013	0,012	0,018	0,009	0,019	0,011	0,014	0,027
5500	0,002	0,006	0,010	0,010	0,013	0,009	0,018	0,008	0,009	0,018
6000	0,001	0,004	0,007	0,010	0,011	0,008	0,017	0,007	0,008	0,017
Симферополь (22 случая)					Сухуми (18 случаев)					
сентябрь — октябрь										
0	0,156	0,141	0,099	0,095	0,134	0,220	0,185	0,087	0,103	0,136
200	0,131	0,122	0,083	0,085	0,116	0,168	0,135	0,069	0,076	0,107
500	0,083	0,079	0,050	0,061	0,078	0,109	0,098	0,044	0,056	0,080
1000	0,043	0,051	0,031	0,040	0,051	0,058	0,061	0,026	0,037	0,054
1500	0,025	0,033	0,021	0,025	0,034	0,032	0,040	0,018	0,025	0,039
2000	0,016	0,024	0,016	0,018	0,024	0,019	0,030	0,013	0,018	0,030
2500	0,010	0,019	0,014	0,014	0,020	0,011	0,022	0,011	0,013	0,022
3000	0,006	0,016	0,012	0,012	0,017	0,006	0,018	0,010	0,010	0,017
3500	0,005	0,015	0,011	0,011	0,016	0,005	0,015	0,009	0,008	0,014
4000	0,004	0,013	0,011	0,010	0,014	0,004	0,014	0,010	0,006	0,012
4500	0,003	0,012	0,010	0,008	0,013	0,003	0,012	0,009	0,006	0,012
5000	0,002	0,011	0,010	0,007	0,012	0,003	0,011	0,009	0,006	0,011
5500	0,002	0,011	0,010	0,007	0,011	0,002	0,011	0,010	0,007	0,010
6000	0,002	0,009	0,010	0,007	0,010	0,002	0,009	0,010	0,007	0,010
6500	0,002	0,008	0,009	0,006	0,008	0,002	0,011	0,009	0,007	0,009
7000	0,001	0,005	0,005	0,002	0,006	0,002	0,012	0,010	0,007	0,009

ной аппроксимации в реальных условиях и пределы изменения $b(\lambda, 0)$ и β . В рассмотренных нами случаях измерений определения аэрозольного коэффициента ослабления $b(\lambda, z)$ убывает с увеличением высоты и только в 8% случаев обнаружен рост коэффициента ослабления на некоторых высотах, что указывает на наличие здесь слоев аэрозоля. Следует заметить, что наблюдавшиеся слои могли получиться за счет появления на солнечном диске во время измерений следов облачности, которые не были зарегистрированы при визуальной оценке состояния солнечного диска. Наличие инверсий температуры, очевидно, являющихся одним из условий возникновения слоев, в эти и предшествующие им дни не наблюдалось.

В качестве критерия совпадения экспериментальных данных с данными, полученными путем аппроксимации экспонентой, используются средние отклонения аэрозольных оптических толщин всей атмосферы, полученные методом расчета, от оптических толщин, полученных по

данным наземных актинометрических измерений [3]. Расчетное значение оптической толщины атмосферы получается путем интегрирования экспоненциального уравнения

$$\tau_{\lambda}^b = \int_0^{\infty} b(\lambda, 0) e^{-\beta z} dz = \frac{b(\lambda, 0)}{\beta}. \quad (4)$$

Таблица 3

z м	λ ммк											
	400	500	550	600	700	950	400	500	550	600	700	950
А к т ю б и н с к, февраль — март (15 случаев)						К у р г а н, март (6 случаев)						
0	0,485	0,483	0,490	0,410	0,333	0,268	0,124	0,117	0,084	0,055	0,040	0,072
50	0,452	0,443	0,458	0,372	0,306	0,242	0,111	0,107	0,074	0,041	0,037	0,066
200	0,378	0,339	0,319	0,300	0,224	0,179	0,075	0,066	0,050	0,038	0,030	0,048
500	0,193	0,128	0,111	0,101	0,109	0,087	0,036	0,035	0,025	0,021	0,021	0,030
1000	0,071	0,063	0,045	0,045	0,046	0,034	0,014	0,021	0,012	0,012	0,012	0,020
1500	0,026	0,039	0,022	0,019	0,011	0,024	0,008	0,019	0,009	0,005	0,007	0,017
2000	0,014	0,026	0,016	0,011	0,011	0,016	0,008	0,017	0,008	0,004	0,006	0,013
2500	0,008	0,020	0,010	0,007	0,008	0,014	0,006	0,018	0,006	0,004	0,006	0,012
3000	0,005	0,016	0,008	0,007	0,007	0,012	0,005	0,016	0,004	0,005	0,006	0,010
3500	0,006	0,016	0,007	0,007	0,004	0,011	0,005	0,016	0,004	0,007	0,004	0,009
4000	0,006	0,014	0,007	0,006	0,006	0,009	0,004	0,016	0,006	0,005	0,005	0,008
4500	0,006	0,014	0,005	0,006	0,005	0,008	0,005	0,015	0,004	0,005	0,004	0,006
5000	0,005	0,013	0,003	0,005	0,004	0,008	0,006	0,016	0,005	0,005	0,003	0,005
5500	0,003	0,012	0,006	0,007	0,004	0,007	0,005	0,014	0,007	0,007	0,004	0,005
6000	0,003	0,009	0,002	0,003	0,004	0,006	0,005	0,013	0,005	0,005	0,003	0,004
6500	0,002	0,007	0,004	0,005	0,005	0,004	0,005	0,012	0,006	0,004	0,002	0,003
У ф а, март (7 случаев)						А к т ю б и н с к, май—июнь (46 случаев)						
0	0,149	0,164	0,136	0,094	0,108	0,085	0,193	0,165	0,118	0,117	0,123	0,131
50	0,142	0,156	0,128	0,087	0,100	0,080	0,180	0,157	0,110	0,112	0,116	0,125
200	0,118	0,130	0,102	0,067	0,077	0,066	0,142	0,129	0,094	0,092	0,097	0,104
500	0,084	0,088	0,064	0,039	0,049	0,050	0,101	0,106	0,070	0,065	0,078	0,081
1000	0,056	0,059	0,037	0,023	0,030	0,032	0,073	0,081	0,050	0,046	0,051	0,063
1500	0,032	0,040	0,022	0,015	0,016	0,021	0,061	0,069	0,042	0,036	0,041	0,053
2000	0,020	0,031	0,016	0,011	0,010	0,015	0,049	0,057	0,035	0,029	0,034	0,045
2500	0,012	0,023	0,011	0,010	0,008	0,011	0,039	0,045	0,029	0,024	0,026	0,039
3000	0,007	0,018	0,006	0,008	0,006	0,008	0,030	0,039	0,023	0,019	0,020	0,032
3500	0,003	0,018	0,007	0,004	0,004	0,007	0,021	0,032	0,016	0,013	0,014	0,026
4000	0,006	0,017	0,005	0,004	0,002	0,005	0,018	0,028	0,010	0,009	0,010	0,021
4500	0,004	0,013	0,006	0,003	0,003	0,005	0,014	0,023	0,009	0,007	0,007	0,016
5000	0,002	0,013	0,003	0,005	0,003	0,005	0,011	0,022	0,005	0,004	0,005	0,012
5500	0,002	0,012	0,006	0,004	0,004	0,005	0,009	0,016	0,005	0,003	0,004	0,009
6000	0,002	0,009	0,005	0,002	0,003	0,004	0,007	0,012	0,003	0,002	0,003	0,008
6500	0,002	0,007	0,002	0,001	0,002	0,003	0,005	0,009	0,002	0,002	0,002	0,005

Результаты сравнения экспериментальных и расчетных значений оптических толщин приведены в табл. 4. Величина расхождения Δ в процентах вычислялась по формуле

$$\Delta = \frac{\tau_{\lambda}^b - \tau_{\text{акт}}^b}{\tau_{\lambda}^b} 100\%. \quad (5)$$

Таблица 4

Район		λ мкм					
		400	500	550	600	700	950
Симферополь, июнь 1958 г.	$b(\lambda, 0)$	0,14	0,12		0,11	0,10	0,12
	β	0,56	0,46		0,44	0,41	0,37
	τ_{λ}^b	0,25	0,26		0,25	0,24	0,33
	$\tau_{\text{акт}}^b$	0,23	0,29		0,23	0,23	
	$\Delta\%$	8,0	11,5		8,0	4,0	
Симферополь, сентябрь — октябрь 1958 г.	$b(\lambda, 0)$	0,16	0,14		0,10	0,10	0,13
	β	1,12	0,84		1,10	0,79	0,77
	τ_{λ}^b	0,14	0,17		0,10	0,13	0,17
	$\tau_{\text{акт}}^b$	0,12	0,16		0,10	0,10	
	$\Delta\%$	14,3	5,9		0	23,0	
Сухуми, октябрь 1958 г.	$b(\lambda, 0)$	0,22	0,14		0,08	0,09	0,12
	β	1,20	0,72		0,77	0,70	0,70
	τ_{λ}^b	0,18	0,19		0,10	0,13	0,17
	$\tau_{\text{акт}}^b$	0,19	0,22		0,12	0,17	
	$\Delta\%$	5,6	16,0		20,0	31,0	
Актюбинск, февраль — март 1959 г.	$b(\lambda, 0)$	0,48	0,48	0,49	0,41	0,33	0,25
	β	1,78	1,90	2,23	2,05	1,95	1,67
	τ_{λ}^b	0,27	0,25	0,22	0,20	0,17	0,15
	$\tau_{\text{акт}}^b$	0,10	0,21		0,15	0,13	
	$\Delta\%$	63,0	16,0		25,0	23,5	
Актюбинск, май — июнь 1959 г.	$b(\lambda, 0)$	0,16	0,16	0,11	0,11	0,12	0,11
	β	0,60	0,40	0,57	0,68	0,63	0,53
	τ_{λ}^b	0,27	0,40	0,19	0,16	0,19	0,21
	$\tau_{\text{акт}}^b$	0,16	0,25		0,17	0,20	
	$\Delta\%$	41,0	37,6		6,3	5,3	

Данные табл. 4 показывают, что оптические толщины, полученные путем аппроксимации результатов измерений экспонентой, вполне удовлетворительно совпадают с данными наземных актинометрических измерений. При аппроксимации вертикального распределения $b(\lambda, z)$ особенно хорошее совпадение получается до высот порядка 3 км. Выше 3 км лучше аппроксимировать второй экспонентой с меньшими значениями показателя β . Однако вклад в оптическую толщину слоя от 3 до 7 км незначителен, так как практически весь аэрозоль находится в нижнем километровом слое. В качестве иллюстрации в табл. 5 приводится сопоставление результатов измерений со средними аэрозольными коэффициентами ослабления, вычисленными по полученным значениям $b(\lambda, 0)$ и β до высот 3 км. В этой же таблице даны расхождения между измеренными и вычисленными значениями, а также средняя ошибка, определяемая по формуле

$$\delta = \frac{\sum_{z=0}^{z=3} b(\lambda, z) - \sum_{z=0}^{z=3} b^*(\lambda, z)}{n \sum_{z=0}^{z=3} b(\lambda, z)}, \quad (6)$$

Таблица 5

Z м	λ, ммк														
	400			500			600			700			950		
	ВЫЧ.	ИЗМ.	Δ %	ВЫЧ.	ИЗМ.	Δ %	ВЫЧ.	ИЗМ.	Δ %	ВЫЧ.	ИЗМ.	Δ %	ВЫЧ.	ИЗМ.	Δ %
0	0,160	0,160	0	0,140	0,140	0	0,100	0,100	0	0,100	0,095	5,3	0,130	0,134	3,0
200	0,128	0,130	1,5	0,118	0,120	1,7	0,082	0,083	1,2	0,085	0,085	0	0,110	0,116	3,4
500	0,091	0,083	9,6	0,092	0,080	15,0	0,061	0,050	22,0	0,067	0,061	9,8	0,088	0,078	12,8
1000	0,053	0,045	23,2	0,060	0,051	17,0	0,037	0,031	19,4	0,045	0,040	12,5	0,060	0,051	17,6
1500	0,034	0,025	26,0	0,039	0,033	18,0	0,022	0,021	4,8	0,030	0,025	20,0	0,042	0,034	35,2
2000	0,017	0,016	6,3	0,027	0,024	12,5	0,014	0,016	12,5	0,020	0,018	11,0	0,027	0,024	12,5
2500	0,010	0,010	0	0,017	0,019	10,5	0,008	0,014	42,0	0,014	0,014	0	0,020	0,020	0
3000	0,006	0,006	0	0,010	0,016	37,5	0,005	0,012	58,0	0,009	0,012	25,0	0,013	0,017	34,0

где $b(\lambda, z)$ — коэффициент ослабления по данным измерения, $b^*(\lambda, z)$ — коэффициент ослабления расчетный, n — число точек измерений для каждого спектрального интервала, равное количеству высот z , на которых производились измерения.

Аппроксимация экспонентой была выполнена для всех подъемов, причем в 80% случаев она оказалась вполне удовлетворительной. Отклонения от экспоненциальной зависимости наблюдались особенно часто в нижнем километровом слое, причем это, как правило, совпадает с инверсиями температуры на границе данного слоя. Коэффициенты ослабления под инверсионным слоем превышали значения, необходимые для аппроксимации экспонентой.

Абсолютные величины аэрозольных коэффициентов ослабления в летний период для всех районов имеют примерно одинаковые средние значения. Отдельные измерения внутри периода дают отклонения от средних, не превышающие в большинстве случаев 30—40%. В зимний период средние коэффициенты ослабления в Актюбинске (табл. 4) примерно в два раза превосходят летние значения. Аналогичные данные получены при отдельных измерениях в Ленинградской области. Сравнение средних коэффициентов ослабления с результатами измерений, приведенными в [5], [6], дает хорошее соответствие в летний период. Однако в зимнее время полученные нами коэффициенты ослабления имеют более высокие значения.

Теперь проведем анализ спектрального хода аэрозольного коэффициента ослабления, полученного в наших измерениях. Данные литературы [7, 8, 11—13] указывают, что зависимость аэрозольного коэффициента ослабления и аэрозольной оптической толщины атмосферы описываются формулой Ангстрема

$$b(\lambda, z) = b(\lambda_0, z) \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^n. \quad (7)$$

По данным различных авторов, коэффициент n в формуле (7) имеет численные значения от 0,8—1,3. Вместе с тем имеются работы, например [9], где указывается, что оптическая толщина атмосферы в среднем удовлетворяет уравнению вида

$$\tau(\lambda) = a\lambda^{-4} + c, \quad (8)$$

т. е. аэрозольная составляющая оптической толщины имеет нейтральный характер. В наших измерениях аэрозольный коэффициент ослабления в нижнем километровом слое, как правило, убывает с увеличением длины волны, несколько возрастая в области 700 и 950 мкм. В этих спектральных интервалах на результате может сказаться поглощение озона в системе полос Шапюи (600—700 мкм) и в полосах поглощения водяного пара ($\alpha = 700$ —740 мкм, $\rho\sigma\tau = 860$ —990 мкм и $\Phi = 1,03$ —1,23 мк). Особенно сильно влияние поглощения водяного пара должно сказываться в области 950 мкм, где используется стеклянный светофильтр с широкой полосой пропускания, захватывающей область от 850 мкм до 1,1 мк. В видимой области спектра средние аэрозольные коэффициенты ослабления в нижнем километровом слое удовлетворительно описываются формулой Ангстрема с показателем степени n , близким к единице. На высотах более 1 км аэрозольный коэффициент ослабления меняется нерегулярно и в небольших пределах. Это позволяет предположить, что здесь аэрозольный коэффициент ослабления носит нейтральный характер. Все изложенные выше результаты измерений относятся к нижней тропосфере, поскольку наибольшая высота измерений достигала 7 км. Представляет интерес оценить содержание аэрозоля на

больших высотах. По данным различных авторов, на высоте тропопаузы должен обнаруживаться слой аэрозоля. Нами были определены аэрозольные оптические толщины атмосферы τ_6^∞ , лежащей выше уровня $z = 6000$ м, и определена их величина по отношению к полной аэрозольной оптической толщине. Оказалось, что на атмосферу выше 6000 м приходится в среднем около 30% всего аэрозольного ослабления. Эта величина меняется в пределах от нескольких процентов до 40—50%, причем в летние месяцы имеет тенденцию к заметному увеличению. Само значение τ_6^∞ оказывается сравнимым или даже превосходит (особенно в красной части спектра) релеевскую оптическую толщину атмосферы.

В заключение автор выражает признательность профессору К. С. Шифрину за обсуждение отдельных разделов работы, младшему научному сотруднику Л. Н. Гусевой и старшему технику З. П. Кобловой за помощь в обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович Ю. И. Самолетная аппаратура для измерения спектральных оптических характеристик атмосферы и подстилающей поверхности. Труды ГГО, вып. 100, 1959.
2. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
3. Рабинович Ю. И., Гусева Л. Н. Экспериментальные исследования спектральной прозрачности атмосферы. См. наст. выпуск.
4. Рабинович Ю. И. О вертикальном распределении коэффициента ослабления в нижней тропосфере. См. наст. выпуск.
5. Фарапонова Г. П. Измерения показателя ослабления солнечного света в атмосфере. Труды ЦАО, вып. 23, 1957.
6. Фарапонова Г. П. Измерение ослабления солнечного света в свободной атмосфере. Труды ЦАО, вып. 32, 1959.
7. Родионов С. Ф. и др. Селективная прозрачность атмосферных аэрозолей. Изв. АН СССР, № 4, 1942.
8. Соколова В. С. Исследование спектральной прозрачности района Алма-Аты. Вестник АН КазССР, № 8, 1948.
9. Мирзоян Л. В. Об атмосферной экстинкции. Изв. АН АрмССР, т. VI, 2, 1953.
10. Penndorf R. The vertical distribution of Mie-particles in the troposphere. Journ. of Meteorol., 11, No 3, 1954.
11. Angström. On atmospheric transmission of sun radiation. Geogr. Ann., H, 2, och. 3, 1930.
12. Linke. Handbuch der Geophysik. Bd. 8, Cap. 6, 1943.
13. Schmolinsky F. Die Wellenlängenabhängigkeit der Schichtweite und des Koeffizienten der Dunstextinktion. Met. Zeit. 61, 6, 1944.

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ФОТОМЕТР ДЛЯ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И РЕГИСТРАЦИИ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

В статье дан анализ работы компенсационных фотометров, предназначенных для измерения и регистрации прозрачности атмосферы, и рассмотрены основные источники погрешностей. Дано описание компенсационного фотометра для точных измерений прозрачности атмосферы с использованием нового метода модуляции световых пучков и конструкции линейной измерительной диафрагмы. Приведены некоторые результаты испытаний прибора.

Вопрос приборного обеспечения измерений и регистрации метеорологической дальности видимости приобрел в авиационной метеорологии большое значение. В связи с этим в СССР и за границей проделано значительное количество работ с целью создания соответствующей аппаратуры.

За два с лишним десятилетия было предложено много различных вариантов приборов, которые не смогли, однако, обеспечить необходимой точности измерений и поэтому не получили дальнейшего развития.

Более удачными оказались разработки, выполненные в последние годы [1, 2, 6, 7], в основу которых был положен более простой, хотя и более грубый, метод прямого измерения величины ослабленного атмосферой светового потока.

В СССР широкое распространение на сети оперативных авиаметеостанций получила фотоэлектрическая установка — регистратор прозрачности М-37 для измерения и регистрации прозрачности атмосферы, разработанная в ГГО [1], [2].

Однако приборы этой группы пригодны для эксплуатации только в стационарных условиях и требуют для приведения их в действие капитальных сооружений. По точности они весьма ограничены.

Вместе с тем до настоящего времени мы не имеем аппаратуры, которая была бы пригодна для эксплуатации в нестационарных условиях, могла бы обеспечивать прецизионные измерения в полевых условиях и являться контрольной при оценке точности более грубых приборов и методов.

В связи с этим в период 1957—1959 гг. в ГГО была осуществлена работа по созданию подобного прибора.

В основу разработанного прибора [3] легла наиболее совершенная, но вместе с тем и наиболее трудно осуществимая схема компенсационного нулевого метода измерения с модуляцией световых пучков и использованием одного фотоэлемента и усилителя как системы индикации светового баланса и системы автоматического регулирования.

Идея использования компенсационного нулевого метода измерения для построения регистраторов прозрачности атмосферы возникла еще в 30-е годы. Было предложено довольно много различных вариантов подобных приборов. Часть из них, например [4, 8, 9, 10], была построена по принципу компенсации электрических сигналов с модуляцией световых потоков или без модуляции, но с обязательным использованием двух фотоэлементов — одного для измерения интенсивности внешнего пучка, ослабленного атмосферой, другого — для измерения интенсивности внутреннего пучка сравнения.

Идея использования двух фотоэлементов в данном случае принципиально ошибочна и поэтому подобные приборы не смогли обеспечить необходимой точности при их непрерывной эксплуатации.

Другая часть регистраторов прозрачности [5, 11, 12] была построена по принципу светового компенсатора с модуляцией света и одним фотоэлементом и усилителем для автоматической балансировки интенсивности пучков.

Несмотря на то что в этих приборах был использован наиболее точный и совершенный принцип измерения, однако оказалось, что при практическом осуществлении подобных схем реальная точность измерения прозрачности атмосферы с помощью таких приборов оказывалась ниже, чем точность измерений с помощью более простых и грубых приборов, в основу которых был положен прямой метод измерения. Целый ряд неудачных попыток реализовать световой компенсатор при построении регистраторов прозрачности заставил некоторых авторов [9] сделать вывод, что принцип световой компенсации с использованием одного фотоэлемента обладает только теоретическими преимуществами, которые на практике сводятся на нет неучтенными помехами, возникающими при практическом построении приборов.

В реализации компенсационного нулевого метода измерения с модуляцией световых пучков и использовании одного фотоэлемента существуют большие трудности. Однако только этот метод измерения позволит создать прецизионную аппаратуру, пригодную для эксплуатации в нестационарных полевых условиях. В связи с этим значительная доля времени при выполнении данной работы была посвящена изучению особенностей метода и причин, приводящих к появлению больших погрешностей в процессе измерения прозрачности атмосферы. Последующее содержание статьи кратко освещает полученные результаты.

При разработке автоматических регистрирующих фотометров, специально предназначенных для измерения прозрачности атмосферы, возникают сложные специфические требования. Эти требования не имеют места в процессе разработки фотометров, предназначенных для эксплуатации в лабораторных условиях.

Возникают они в связи с тем, что:

а) приборы предназначены для эксплуатации только в полевых условиях и должны обеспечивать требуемую точность при непрерывной эксплуатации в течение длительного времени;

б) при работе приборов в дневное время дополнительный световой поток, попадающий на катод фотоэлемента, за счет рассеянного солнечного света может быть на несколько порядков больше, чем световой поток от внутреннего источника света;

в) длина оптической оси этих приборов может составлять несколько сотен метров. Для облегчения юстировки и повышения точности приходится использовать широкие пучки высокой однородности. Отражательная система, обладая малой эффективной площадью, возвращает очень незначительную долю посылаемого в атмосферу света. Все это приводит

к тому, что рабочие световые потоки очень малы по величине и попадают на катод фотоэлемента на фоне дополнительного светового потока, во много раз их превосходящего;

г) при осуществлении модуляции в этих приборах возникают дополнительные искажения закона модуляции светового пучка при отражении его от отражателя и на пути от отражателя к катоду фотоэлемента.

Наличие таких специфических особенностей не позволяет механически использовать конструкции известных систем лабораторных фотометров, основанных на компенсационном методе измерения, для построения регистраторов прозрачности атмосферы. Попытки ряда авторов сделать это не дали положительных результатов.

Поскольку в основе всех этих приборов лежит один и тот же метод измерения, нет необходимости рассматривать конкретные конструкции разработанных приборов для выяснения основных источников погрешностей. Достаточно будет рассмотреть общую схему построения подобных приборов и принцип компенсационного нулевого измерения. Все компенсационные регистрирующие фотометры, независимо от их конструктивных особенностей, имеют общие элементы: оптическую систему, модулятор, измерительную диафрагму, систему записи и автоматического регулирования интенсивности светового пучка.

В качестве источника света обычно используется низковольтная лампа накаливания. С помощью оптической системы формируются два световых пучка (или один пучок, который далее раздваивается). Один пучок проходит через ослабляющий слой атмосферы и возвращается на фотоэлемент, второй же, внутри прибора, замыкается на фотоэлемент, проходя на своем пути через измерительное устройство, с помощью которого можно изменять его интенсивность. Измерение прозрачности осуществляется в момент равенства интенсивностей обоих пучков. Для исключения влияния дневного света на результаты измерений и возможности работы с усилителями переменного тока оба световых пучка модулируются с помощью специальных устройств таким образом, что электрические сигналы от этих пучков оказываются сдвинутыми во времени на 180° . Момент равенства интенсивностей обоих пучков определяется по отсутствию сигнала на выходе усилителя.

При всем многообразии выполненных по этому методу приборов (независимо от конструкции модулятора) авторы их всегда предполагали вид модуляционного светового сигнала на катоде фотоэлемента, представленный на рис. 1а для случая, когда пучки равны по интенсивности, и на рис. 1б для случая, когда интенсивности пучков различны. При этом предполагалось, что процесс модуляции для случая, изображенного на рис. 1а, протекает следующим образом. В какой-то момент времени на катод фотоэлемента попадает свет только от первого (измерительного) пучка. Затем во время коммутации интенсивность измерительного пучка начинает уменьшаться, а интенсивность пучка сравнения — в такой же степени возрастать. При этом суммарный световой поток, попадающий на катод фотоэлемента, все время остается неизменным и равным первоначальному. По окончании процесса коммутации, на катод фотоэлемента продолжает попадать световой поток той же самой величины, но уже от пучка сравнения. Таким образом, для случая равенства интенсивностей обоих пучков, т. е. в момент измерения, переменный сигнал на входе усилителя должен отсутствовать.

Если же световые потоки, попадающие на катод фотоэлемента от измерительного пучка и от пучка сравнения, не равны между собой, то процесс должен, казалось бы, протекать так, как это изображено на рис. 1б.

Однако, как показали исследования, действительная картина модуля-

ционных процессов значительно сложнее и сильно отличается от рассмотренной идеализированной схемы. С процессом модуляции, а следовательно, и с конструкцией модулятора связаны основные погрешности измерения.

Наибольшее применение нашли модуляторы с непрозрачным диском с последовательно чередующимися по окружности секторными вырезами и зубцами одинакового размера. Анализ работы модуляторов этого типа показал, что процесс модуляции может протекать строго в соответствии с рис. 1 а, б только тогда, когда будет выполнен ряд требований.

Рассмотрим эти требования и реальные возможности их выполнения.

1. Коммутируемые световые пучки должны быть равны по диаметру и строго однородны или абсолютно идентичны между собой.

Если учесть, что модуляция всегда осуществляется в фокальной пло-

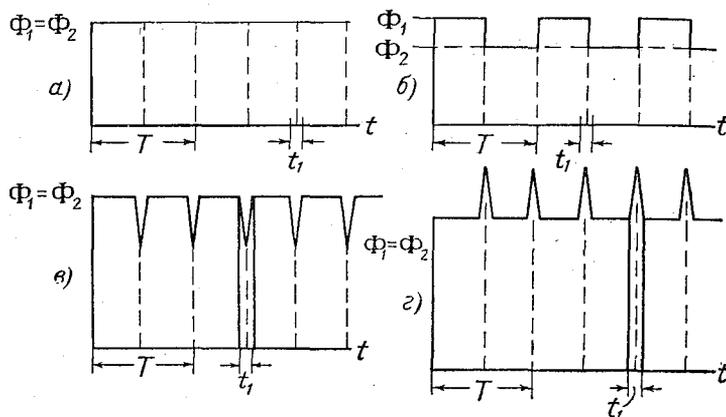


Рис. 1. Вид модуляционных световых сигналов при модуляции световых пучков по методу переменной составляющей.
 t_1 — время коммутации световых пучков.

скости, то диаметр модулируемых пучков будет не более 2—2,5 мм, а по сечению пучки будут резко неоднородны и не идентичны, так как в фокальной плоскости мы имеем уменьшенное изображение светящегося тела накала лампы. Размер светового пучка и его структура взаимосвязаны и всецело зависят от юстировки оптической системы. Контролировать эти величины практически невозможно. Все это и приводит к тому, что в реальных условиях первое условие не удастся выполнить с необходимой точностью. Из-за его невыполнения в момент коммутации при спаде интенсивности одного пучка и нарастании интенсивности другого возникают световые импульсы-помехи, частота которых равна частоте сигнала.

2. Диск модулятора должен иметь идеально равные между собой секторные вырезы и зубцы.

Предположим, что мы получили в фокальной плоскости два идеально равномерных и равных по размеру световых пучка диаметром 2 мм. Если допустить погрешности измерения в 1% (только за счет неточности изготовления модулятора), то расчет показывает, что секторные вырезы должны быть изготовлены с точностью порядка тысячных долей градуса. Выполнить это практически очень трудно, и тем более это теряет смысл, если не выполняется первое требование.

Малую эффективность этого пути можно подтвердить результатами работы [12], автор которой пытался исключить большие погрешности из-

мерения путем изготовления модулятора с максимально возможной точностью.

3. Закон спада и нарастания интенсивности измерительного пучка в момент коммутации не должен искажаться при отражении светового пучка от отражателя, а также на пути от отражателя к катоду фотоэлемента.

В действительности искажения всегда имеют место в связи с тем, что даже при осуществлении модуляции в фокальной плоскости при закрытии или открытии светового пучка изменяется не только его суммарная интенсивность, но и характер кривой силы света по сечению пучка. А так как диаметр светового пятна в плоскости отражателя значительно больше эффективного диаметра отражателя, то это и приводит к искажению закона модуляции, а следовательно, и к появлению помех. Точно так же могут возникать искажения на приемном объективе или зеркале, когда диаметр возвращенного пучка больше диаметра зеркала или входного отверстия объектива.

Очевидно, что исключить эти искажения можно при работе с очень узким пучком, диаметр которого будет меньше диаметра отражательного зеркала и входного отверстия приемного объектива, что, однако, потребует чрезвычайно точной юстировки оптической системы и большой жесткости ее крепления [5].

Все это также обуславливает появление провалов или выбросов в световом модуляционном сигнале, а следовательно, и появление ложных сигналов в момент баланса.

4. При преобразовании световых сигналов в электрические амплитудные соотношения не должны нарушаться.

Хотя это требование достаточно очевидно, но в действительности почти всегда имеет место нарушение амплитудных соотношений. Это в значительной степени связано с тем, что установить наличие подобных явлений и их истинную причину бывает очень трудно. Причина появления искажений очень часто заключается в том, что измерительный пучок и пучок сравнения освещают различную по площади поверхность фотоэлемента.

Во многих разработанных приборах [11], [12] в качестве измерительного устройства использовалась щелевая диафрагма. При этом сечение пучка сравнения изменялось в зависимости от положения диафрагмы, а сечение измерительного пучка оставалось неизменным. За счет различной чувствительности освещаемых поверхностей катода фотоэлемента возникало нарушение амплитудных соотношений и равенство амплитуд электрических сигналов могло быть только при неравенстве амплитуд световых сигналов.

Как показали проведенные нами исследования, нарушение амплитудных соотношений возникает также и тогда, когда световые пучки, попадающие на катод, резко различны по структуре, хотя и равны по сечению.

Возникают значительные искажения и при образовании сильно неоднородной освещенности на катоде фотоэлемента за счет дневного рассеянного света.

Погрешности измерения в этих случаях могут достигать значительных величин и изменяться в процессе самих измерений.

В связи с тем, что существует группа модуляторов, по принципу работы несколько отличная от описанных выше, необходимо рассмотреть, обеспечиваются ли в случае их использования условия строгого соответствия процесса модуляции графикам, изображенным на рис. 1 а, б.

Так, модуляторы со стеклянным диском, на котором равномерно по

окружности секторы зеркально отражающие чередуются с прозрачными [5], или модуляторы со стеклянной призмой, колеблющейся в световом поле, работают по принципу коммутации одного светового пучка. Световой пучок направляется попеременно один раз по оптическому пути измерительного луча, а другой раз по пути луча сравнения. На катоде фотоэлемента при этом должны создаваться следующие друг за другом световые сигналы в соответствии с рис. 1 а, б.

Требования, сформулированные нами ранее в пунктах 1 и 2, в данном случае отпадают, но вместо них возникает новое, не менее сложное требование. Так как при коммутации пучок начинает преломляться на зеркально отражающей поверхности, расположенной под углом к его оси, то необходимо обеспечить, чтобы на границе раздела зеркально отражающего слоя с прозрачным слоем не происходило потерь света.

Ввиду того что зеркально отражающая поверхность всегда расположена под углом к оси светового пучка, в момент коммутации возникают очень большие искажения закона модуляции по причине, изложенной в п. 3.

Необходимо также учесть, что изменение коэффициента отражения зеркальной поверхности может привести к появлению больших погрешностей. Обеспечить же постоянство коэффициента отражения в полевых условиях очень трудно, поэтому такие модуляторы нашли некоторое применение в основном в лабораторных установках.

Таким образом, при использовании модуляторов этого типа возникают те же самые коммутационные помехи, что и при использовании модуляторов первого типа.

Из сказанного выше становится ясно, что реальная картина модуляционного сигнала при равенстве интенсивностей световых пучков далека от изображенной на рис. 1а и в первом приближении она приобретает вид, изображенный на рис. 1в, г.

Несовершенство системы модуляции приводит к тому, что при равенстве обоих световых пучков на выходе усилителя продолжает существовать значительный ложный сигнал, частота которого точно равна частоте модуляции. Величина этой помехи зависит от интенсивности коммутируемых пучков, а следовательно, сильно изменяется по измерительному диапазону. Необходимо учесть и то, что влияние помехи делается еще более эффективным вследствие значительного искажения коммутационных импульсов при прохождении их через усилитель.

В связи с тем, что в реальных условиях вид коммутационной помехи носит случайный, несимметричный характер, почти всегда наименьшему остаточному сигналу на выходе усилителя не соответствует момент равенства интенсивностей обоих коммутируемых пучков, а это приводит к зависимости показаний от величины светового потока, создаваемого лампой.

Все сказанное выше и обуславливало низкую чувствительность и точность подобных приборов, а также сильную зависимость результатов измерений от напряжения питания, юстировки и т. д.

Таким образом, анализ работы компенсационных фотометров, предназначенных для измерения и регистрации прозрачности атмосферы, показал, что рассмотренный принцип модуляций непригоден для построения подобных приборов, тем более в том случае, когда требуется обеспечить высокую точность измерения при их непрерывной эксплуатации в нестационарных полевых условиях.

В реальных условиях невозможно строго выполнить требования, изложенные в пунктах 1, 2 и 3. Поэтому метод модуляции должен быть таков, чтобы различия геометрии пучков и их структуры, а также искаже-

ний световых импульсов на отражателе и на приемной оптике не приводили к появлению погрешностей измерения.

В результате проделанной работы был предложен новый метод модуляции световых пучков [3] и в соответствии с этим разработан компенсационный регистрирующий фотометр для точных измерений прозрачности атмосферы.

Оптическая схема прибора представлена на рис. 2. В качестве источника света используется низковольтная лампа накаливания с телом накала в виде цилиндрической спирали размером 2×2 мм. Свет от лампы накаливания $ЛН$ с помощью ахроматизированного конденсора $Л_1$ и $Л_2$

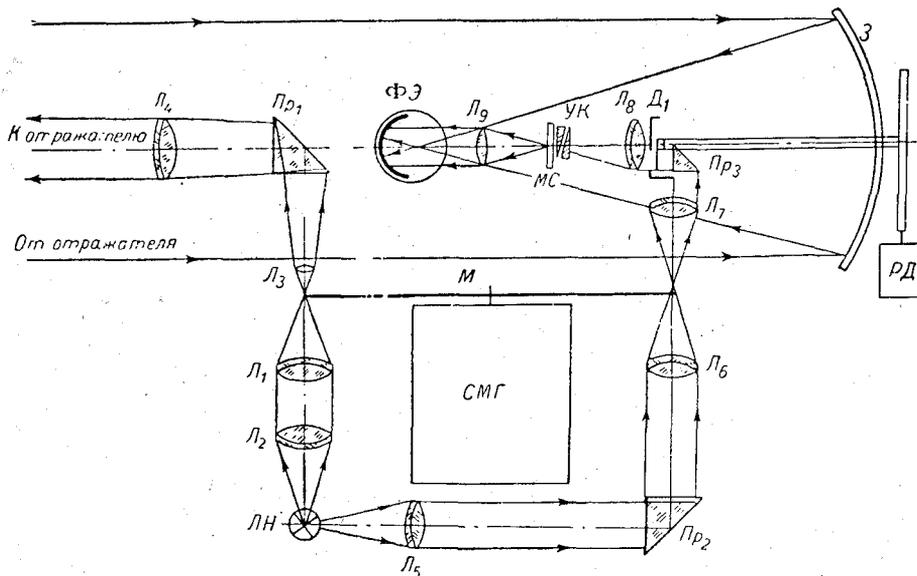


Рис. 2. Оптическая схема компенсационного фотометра для точных измерений и регистрации прозрачности атмосферы.

фокусируется в плоскости диска модулятора $М$. На фокусном расстоянии от этой плоскости расположена линза $Л_3$, которая в свою очередь расположена в фокусе выходного объектива $Л_4$. Призма $Пр_1$ служит для поворота пучка на 90° . С помощью объектива $Л_4$ свет в виде слабо расходящегося пучка направляется на отражатель, в качестве которого используется набор трипельпризм. Свет, идущий от отражателя, попадает на приемное зеркало $З$ и затем, отражаясь от него, — на катод фотозлемента.

При разработке вышеописанной части оптической системы, служащей для формирования измерительного светового пучка, мы стремились обеспечить высокую однородность пучка по сечению при наличии минимальных световых потерь в оптике.

Угол расхождения светового пучка выбран таким, чтобы допустимы были значительные угловые смещения оси пучка относительно центра отражателя без появления дополнительной погрешности. Для контроля наведения измерительного пучка на отражатель используется оптический прицел.

Вторая часть оптической системы служит для формирования светового пучка сравнения и изменения его интенсивности при производстве измерений.

Свет от лампы $ЛН$ попадает на объектив $Л_5$ и затем объективом $Л_6$

фокусируется в плоскости диска модулятора. Далее, проходя через объектив L_7 и преломляясь призмой Pr_3 , свет в виде параллельного пучка попадает на измерительную диафрагму D_1 .

Объектив L_8 фокусирует свет, прошедший измерительную диафрагму на молочном стекле $МС$. Установочные клинья $УК$ из нейтрального стекла служат для регулировки начальной интенсивности светового пучка. Далее, проходя через линзу L_9 , свет попадает на катод фотоэлемента в виде пучка неизменного сечения.

Измерительный световой пучок и пучок сравнения модулируются при вращении диска модулятора, укрепленного на оси синхронного мотор-генератора $СМГ$. Последний вращает диск модулятора с постоянной скоростью и генерирует опорное напряжение для обмотки реверсивного двигателя $РД$, приводящего в движение измерительную диафрагму и перо

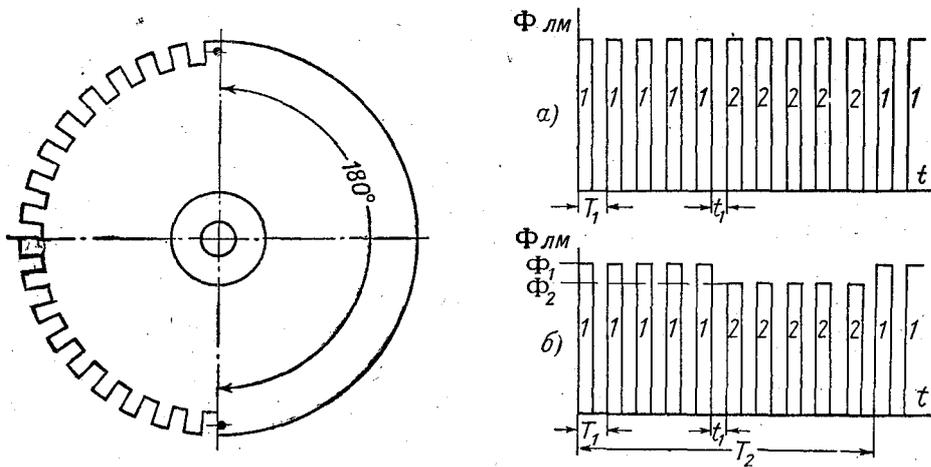


Рис. 3. Схематическое изображение амплитудного модулятора и вид модуляционных световых сигналов.

самописца. Движение от оси реверсивного двигателя передается диафрагме и перу самописца через редуктор.

Для пояснения нового принципа модуляции на рис. 3 дано схематическое изображение предложенного модулятора. На рисунке в виде небольших кружков на горизонтальной диаметральной линии нанесено положение коммутируемых световых пучков.

Рассмотрим процесс модуляции в предположении, что диск вращается по часовой стрелке.

В начальном положении, как показано на рис. 3, световые пучки полностью закрыты. При дальнейшем вращении диска некоторое время остаются закрытыми как нижний, так и верхний пучок. Затем открывается верхний пучок и начинается его модуляция зубчатой гребенкой, нанесенной на одной половине диска. После того как диск повернется на 180° верхний и нижний световые пучки снова окажутся закрытыми и при некотором дальнейшем вращении остаются в этом положении. Затем открывается нижний пучок и начинается уже его модуляция зубчатой гребенкой. Далее процесс повторяется снова.

Таким образом, если мы будем иметь два равных по интенсивности световых пучка, то при такой модуляции на катод фотоэлемента будет поступать непрерывная цепочка равных по амплитуде П-образных световых импульсов с частотой, равной произведению числа секторных вы-

резов на удвоенное число оборотов диска в секунду. В этом случае мы имеем модуляцию с основной, несущей частотой. Графически эта картина представлена на рис. 3а (для простоты изображения на рисунке показано только пять импульсов в серии).

Если же, например, левый световой пучок, согласно рис. 3, будет более интенсивным, чем нижний, то первая серия импульсов будет по амплитуде больше следующей серии импульсов от правого светового пучка. Графически картина процесса для этого случая изображена на рис. 3б.

Следовательно, при неравенстве световых потоков несущая частота модуляции оказывается промодулированной по амплитуде значительно более низкой частотой, равной в рассмотренном случае удвоенному числу оборотов диска в секунду.

Несомненно, что, сохраняя тот же принцип модуляции, можно сделать конструкцию модулятора с другим соотношением секторов с зубцами и без зубцов. Практически были испытаны два модулятора, при этом несущая частота была равна 1800 гц, а низкочастотная составляющая — в одном случае 50 гц, а в другом 150 гц.

В связи с тем, что в реальных условиях, как это было разобрано выше, всегда существуют искажения длительности и характера фронтов световых импульсов (за счет различной геометрии и структуры коммутируемых пучков, неточности изготовления модулятора и за счет искажений, вносимых отражателем и приемным зеркалом), необходимо рассмотреть вопрос о влиянии этих искажений на результаты измерения прозрачности атмосферы при осуществлении модуляции по новому методу.

Наличие подобных искажений приводит к тому, что закон нарастания и спада интенсивности света в импульсе носит случайный характер и он различен для импульсов от измерительного пучка и от пучка сравнения. Поэтому в действительности мы будем иметь световые импульсы, близкие к трапецеидальным, но с различной длительностью фронтов.

Произведенные расчеты показали, а эксперименты подтвердили, что при определенных соотношениях сечения модулируемого пучка и размеров секторных вырезов амплитуда первой гармоники световых импульсов в широких пределах совершенно не зависит от колебаний длительности фронтов. Это положение и обеспечивает то, что при световом балансе мы имеем точное равенство амплитуд первой гармоники световых импульсов для обоих пучков, т. е. в составе сигнала в этом случае существует только несущая частота. Таким образом, исчезли условия появления ложных сигналов при модуляции пучков в момент баланса.

При очень больших различиях угловых размеров секторных вырезов и зубцов в составе сигнала, конечно, может появиться дополнительная составляющая, однако частота ее всегда значительно отличается от частоты управляющего сигнала, и, следовательно, она не будет влиять на реверсивный двигатель.

При использовании нового принципа модуляции возникла необходимость в разработке специальной схемы электронного устройства. На рис. 4 представлен разработанный вариант электронной части прибора. Первые два каскада узкополосного усилителя настроены на несущую частоту (1800 гц). Эта часть усилителя должна обладать примерно линейной амплитудной характеристикой и обеспечивать минимальное подавление глубины модуляции. На выходе второго каскада включен детектор и запирающий фильтр, настроенный на несущую частоту 1800 гц.

На выходе запирающего фильтра включен 3-каскадный узкополосный усилитель, настроенный на низкочастотную составляющую сигнала (150 гц), которая и воздействует на реверсивный двигатель самописца.

Двухтактный усилитель мощности используется для усиления опорного напряжения синхронного генератора и подавления высших гармонических.

Рассмотренный принцип построения схемы электронного усилителя обеспечивает большие преимущества по сравнению с обычными узкополосными усилителями, широко используемыми в различных фотометрах. В предложенном усилителе дважды происходит ограничение спектра пропускаемых частот. Это последовательное двукратное ограничение пропускаемых частот в областях различных резонансных частот, а также использование узкополосного разделительного фильтра привело к тому, что шумы на выходе электронного устройства стали в десятки раз меньше шумов обычных узкополосных усилителей. А это позволило сделать суммарный коэффициент усиления электронного усилителя равным несколь-

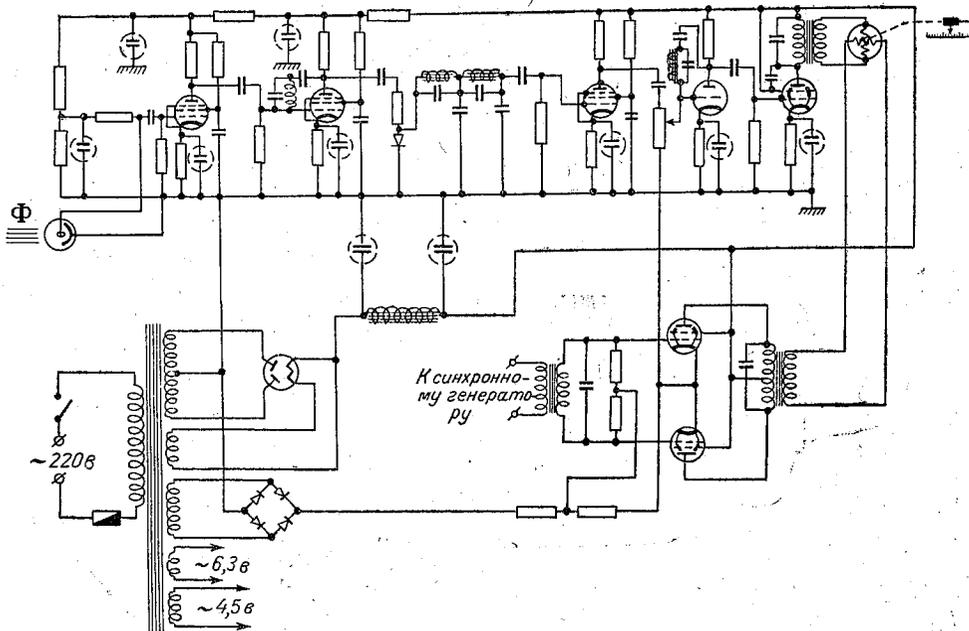


Рис. 4. Схема электронной части прибора.

ким миллионам и дало возможность работать с очень малыми световыми потоками ($5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-8}$ лм) при одновременной засветке фотозлемента очень сильным рассеянным солнечным светом.

При решении вопроса о распределении суммарного коэффициента усиления между двумя частями усилителя оказалось наиболее выгодным основное усиление осуществлять на частоте 1800 гц, а не на частоте управляющего сигнала (150 гц). Это объясняется тем, что в любой электронной схеме с узкой полосой пропускания могут возникать значительные фазовые сдвиги за счет нестабильности частоты и некоторых параметров схемы. Хотя для несущей частоты величины фазовых сдвигов могут достигать больших значений, однако в пересчете на частоту управляющего сигнала эти сдвиги будут очень незначительными.

Все вышесказанное и обеспечило возможность создания высокостабильного помехоустойчивого электронного устройства.

При разработке измерительного устройства фотометра была поставлена задача создания наиболее удобной и выгодной линейной шкалы прозрачности.

Из существующих конструкций измерительных устройств наибольшее распространение получил фотометрический клин с переменной оптической плотностью по его длине. Характеристика шкалы прозрачности в зависимости от линейного перемещения клина имеет логарифмический характер, что очень неудобно при измерении метеорологической дальности видимости.

К другому типу измерительных диафрагм относятся различные устройства, работающие по принципу ограничения строго однородного светового пучка. В этом случае характеристика измерительной диафрагмы определяется как функция площади открытия отверстия диафрагмы. Если же световой пучок будет неоднороден, то расчет характеристики становится невозможным и зависимость носит случайный характер.

Известные конструкции линейных измерительных диафрагм, работающих в однородном пучке типа «кошачий глаз», предусматривают использование червячно-шестереночных передач, требующих больших механических усилий.

Широкое распространение в фотометрах для регистрации прозрачности [11], [12] получила щелевая диафрагма, работающая в однородном пучке. При этом линейную шкалу прозрачности авторы пытались обеспечить методом подгонки особого профиля щели.

В связи с тем что метод подгонки удобен и создание строго однородного светового пучка является задачей сложной, а практически, как показали измерения, мы всегда имеем центрально-симметричные световые пучки, была разработана конструкция линейной радиально-секторной измерительной диафрагмы, состоящей из неподвижного диска с секторным вырезом в пределах 180° и подвижного полудиска.

Неподвижная часть диафрагмы с секторным вырезом устанавливается в световом поле. Подвижный сектор в виде полудиска вращается на оси, расположенной по длине оптической оси светового пучка. Так как световое поле центрально-симметричное, то через каждый градус секторного выреза проходит одинаковое количество света и, следовательно, величина прошедшего через диафрагму светового потока будет линейно зависеть от угла поворота подвижного сектора.

Вопросы, связанные с дальнейшим расчетом шкалы прибора в километрах метеорологической дальности видимости, были разобраны нами в работе [2].

При разработке оптического устройства компенсационного фотометра особое внимание было обращено на исключение погрешностей, которые могут иметь место при преобразовании световых сигналов в электрические, если при этом происходит нарушение амплитудных соотношений. Причины, приводящие к нарушению амплитудных соотношений, были рассмотрены нами на стр. 30 (п. 4). В первом варианте оптического устройства было предусмотрено, что световые пучки (измерительный и пучок сравнения) в плоскости катода фотоэлемента будут равны по сечению, хотя и несколько различны по своей структуре. При этом измерительный световой пучок в плоскости катода имел неизменное сечение независимо от положения подвижного сектора диафрагмы. Последующие полевые испытания прибора показали, что в ряде случаев при большой освещенности катода фотоэлемента за счет дневного рассеянного света возникают существенные искажения, приводящие к тому, что момент равенства амплитуд электрических сигналов не соответствует момент равенства амплитуд световых сигналов. Эти искажения возникают в связи с появлением неоднородной чувствительности по катоду фотоэлемента при наличии значительной и сильно неоднородной освещенности его поверхности.

Для исключения этих нежелательных явлений оптическая система прибора была несколько видоизменена с целью обеспечения совершенно одинаковых условий освещения катода фотоэлемента дневным рассеянным светом, светом измерительного пучка и пучка сравнения.

Последующие полевые испытания подтвердили, что при наличии однородных условий освещения катода моменту баланса световых потоков точно соответствует момент баланса электрических сигналов и система при этом становится не чувствительной к дневному свету, к колебаниям светового потока лампы и т. д.

В связи с тем что конструктивное оформление разработанной схемы прибора связано с решением более частных задач, конструкцию разработанного фотометра рассмотрим очень кратко.

Прибор оформлен в виде нескольких отдельных блоков: основного блока, призменного отражателя, блока питания и двух металлических штативов для монтажа прибора. Основной блок прибора (рис. 5) включает в себя оптическое устройство, модулятор, устройство для автоматической балансировки световых лучей и записи показаний на бумажной ленте, лентопотяжный механизм, а также электронный усилитель сигнала. Эти узлы прибора смонтированы в прочном металлическом корпусе. Все элементы оптической системы герметизированы. Исключение составляет только приемное зеркало и внешняя поверхность выходного объектива, которые не защищены от попадания пыли.

Модулирующее устройство состоит из диска модулятора и синхронного мотор-генератора. Синхронный двигатель обеспечивает стабильную скорость вращения, равную 3000 об/мин. Дополнительная стабилизация скорости обеспечивается также за счет большого момента инерции диска модулятора.

Статор синхронного генератора сделан подвижным для осуществления необходимой фазовой регулировки.

Запись показаний производится на диаграммной бумаге от потенциометров ЭПП-09, ширина записи 275 мм. Всю шкалу прибора пишущая каретка пробегает за 8 сек.



Рис. 5. Внешний вид прибора.

В приборе предусмотрены две скорости протягивания ленты — 20 и 40 мм/час.

Для облегчения наводки светового луча на призменный отражатель и осуществления контроля в процессе работы на верхней крышке основного блока смонтирован оптический прицел, обеспечивающий высокую точность наведения и контроля положения луча.

Призменный отражатель, состоящий из набора трипельпризм, заключен в кожух, внутри которого установлен небольшой обогреватель, исключающий возможность запотевания граней призм. Вверху, на кожухе отражателя установлено простейшее приспособление для быстрой юстировки отражателя и контроля этой юстировки. Отражатель монтируется на металлическом штативе и может быть установлен на расстоянии до 250 м от основного блока.

В виде отдельного блока смонтированы усилитель опорного напряжения, выпрямитель для питания усилителей и прибор для контроля режима работы электрической части.

Для осуществления контроля работы фотометра в любой момент времени в виде отдельной приставки смонтировано несложное оптическое приспособление, позволяющее преломлять измерительный световой пучок сразу же по выходе его из объектива и направлять его на приемное зеркало. Интенсивность этого пучка устанавливается равной интенсивности измерительного пучка для случая нормальной работы прибора в условиях очень высокой прозрачности атмосферы. При этом методе проверки вне контроля остается призменный отражатель, который поэтому всегда должен обеспечивать неизменный коэффициент отражения.

При конструктивном оформлении основного блока прибора и призменного отражателя стремились максимально ослабить возможность попадания пыли на оптическое устройство. Дополнительно в фотометре предусмотрены несложные вентиляционные устройства, создающие воздушные заслонки перед входными отверстиями основного блока и призменного отражателя, препятствующие проникновению пыли внутрь прибора.

Разработанный компенсационный фотометр был подвергнут лабораторным и предварительным полевым испытаниям. В связи с тем что непосредственная оценка точности измерений метеорологической дальности видимости (прозрачности атмосферы) такого чувствительного прибора, рассчитанного на осуществление прецизионных измерений, практически невозможна из-за отсутствия эталона, было произведено исследование основных факторов, которые могут явиться причиной появления ошибок измерения.

Погрешность измерения, как известно, включает в себя основную погрешность и дополнительную, характеризующую влияние внешних факторов.

В основную погрешность фотометра входит ряд составляющих, обусловленных зоной нечувствительности, дрейфом «нуля», дрейфом уровня «100% прозрачности», флуктуационными шумами усилителя и систематическими ошибками градуировки шкалы прибора. Появление зоны нечувствительности связано с тем, что при изменении прозрачности в небольших пределах напряжение разбаланса, возникающее на выходе усилителя, оказывается недостаточным, чтобы привести в движение реверсивный двигатель и стрелку прибора. Зона нечувствительности зависит от чувствительности усилителя и трения подвижных частей измерительного устройства.

Относительная погрешность, вызванная наличием зоны нечувствительности, зависит от суммарного коэффициента усиления усилителя и от ве-

личины светового потока, создаваемого лампой накаливания источника света (при неизменной измерительной базе).

Погрешность, связанная с дрейфом «нуля», в данном приборе не возникает, так как при отсутствии на входе усилителя напряжения несущей частоты напряжение на сигнальной обмотке реверсивного двигателя всегда остается меньше напряжения трогания и нулевой уровень будет оставаться строго неизменным.

В данном случае более важным является определение погрешности, связанной с дрейфом уровня «100% прозрачности», характеризующим стабильность во времени параметров усилительной и электрической систем прибора.

Исследование этой погрешности осуществлялось при непрерывной работе фотометра в течение длительного времени. Влияние колебаний прозрачности исключалось путем выбора небольшой измерительной базы. В этом эксперименте не удается выделить погрешность, обусловленную только влиянием дрейфа уровня «100% прозрачности». На нее накладываются погрешности, связанные с зоной нечувствительности и влиянием флуктуационных шумов.

В связи с тем что в приборе используется высокочувствительный усилитель, существенным ограничивающим фактором являются флуктуационные шумы, которые при определенных условиях могут привести к тому, что стрелка прибора начнет совершать флуктуационные колебания около значения измеряемой величины прозрачности атмосферы. Главной причиной, определяющей уровень флуктуационных шумов, является дополнительная засветка катода фотоэлемента рассеянным солнечным светом, величина которого в некоторых случаях может быть на несколько порядков выше величины светового потока, попадающего на катод фотоэлемента от внутреннего источника.

Таким образом, в приборе установлена оптимальная величина коэффициента усиления усилителя, соответствующая тому случаю, когда среднеквадратичная величина шумов становится сравнимой с напряжением трогания. При этом ось реверсивного двигателя начнет совершать слабые колебания, трение в системе исключается и это несколько уменьшает погрешность, обусловленную наличием зоны нечувствительности.

Измерения показали, что суммарная относительная погрешность, вызванная наличием зоны нечувствительности, влиянием дрейфа уровня «100% прозрачности» и влиянием флуктуационных шумов, не превосходит $\pm 0,3\%$ шкалы прибора при оптимальном коэффициенте усиления, максимальной освещенности катода фотоэлемента дополнительным рассеянным солнечным светом и при интенсивности световых пучков, соответствующей условиям работы фотометра с измерительной базой, равной 200 м.

Систематическая погрешность, связанная с градуировкой шкалы прибора, может возникнуть из-за неточности изготовления шкалы и недостаточной линейности характеристики измерительной диафрагмы. При большой длине шкалы прибора относительная неточность изготовления очень мала и обычно не учитывается. Погрешности, связанные с возможной нелинейностью характеристики измерительной диафрагмы, всегда могут быть учтены или исключены путем правильной юстировки оптической системы. Измерения подтвердили, что характеристика шкалы прозрачности прибора линейна в пределах ошибок использованных контрольных методов поверки. Ошибки, обусловленные неточностью расчета шкалы прибора (в километрах метеорологической дальности видимости) и возникающие вследствие колебаний порога контрастной чувствитель-

ности глаза, в данном случае не рассматриваются, так как они не связаны непосредственно с работой фотометра.

Дополнительные погрешности фотометра возникают под действием некоторых внешних факторов: параметров питающей сети, колебаний естественной освещенности, изменений юстировки оптической системы, запыления некоторых элементов оптического устройства, температуры и влажности окружающего воздуха, напряженности электрических и магнитных полей.

Величина дополнительной погрешности в значительной мере определяется качеством электронного усилителя и всего электрического устройства фотометра.

Ввиду того, что при определенных условиях измерения могут возникнуть значительные дополнительные погрешности, нередко превосходящие основную, необходимо было определить допустимые границы изменений внешних условий, в пределах которых дополнительные погрешности не появляются. В результате измерений установлено, что при работе фотометра допустимы колебания напряжения питающей сети в пределах $\pm 10 \div -15\%$, а частоты — в пределах $\pm 5\%$. Колебания естественной освещенности в самых широких пределах (ночные измерения и измерения в летний солнечный день) не сказываются на результатах измерений прозрачности атмосферы.

Значительно более сложно количественно оценить дополнительную погрешность, которая может появиться при запылении некоторых элементов оптического устройства, что зависит от целого ряда не поддающихся учету факторов. Экспериментальная проверка фотометра в условиях полевой базы ГГО в Воейково показала, что при непрерывной эксплуатации прибора в течение 3—4 недель без вспомогательных вентиляционных устройств дополнительная погрешность по этой причине практически не возникала при условии установки прибора в защитных будках. При непрерывной эксплуатации прибора, разумеется, необходима периодическая чистка отражателя и приемного зеркала. Сроки этой чистки будут определяться не только эффективностью работы защитных устройств, но и условиями эксплуатации прибора.

В связи с тем, что фотометр рассчитан на работу в полевых условиях и для него не требуются стационарные сооружения, были проведены измерения допустимых угловых смещений положения основного блока и призменного отражателя. Измерения показали, что угловые перемещения призменного отражателя в пределах $\pm 4^\circ$, а светового луча в пределах 30 угловых минут не приводят к появлению дополнительной ошибки измерения. Если учесть, что точность прицеливания оптического прицела не хуже 20 сек., то становится ясно, что появление ошибок по вышеуказанной причине всегда может быть исключено.

Специальных исследований зависимости погрешности от колебаний температуры и влажности воздуха в широком диапазоне не производилось, однако некоторая экспериментальная проверка показала, что при возрастании температуры окружающего воздуха до $+45^\circ$, а также при работе прибора в тумане дополнительная погрешность не возникает.

При исследовании влияния внешних электрических и магнитных полей было установлено, что только при работе фотоэлемента в режиме, близком к насыщению, электромагнитное поле синхронного двигателя начинает создавать сильную помеху, нарушающую работу фотометра. Так как нормальный режим работы фотоэлемента далек от насыщения, то практически поля совершенно не влияют на работу прибора.

Дополнительная погрешность, возникающая при записи показаний на бумажной ленте, не превышает $\pm 0,5\%$.

Таким образом, разработанный компенсационный фотометр позволяет производить регистрацию прозрачности атмосферы с погрешностью менее $\pm 1\%$.

Новые эксплуатационные качества прибора позволяют впервые осуществить сравнительные регистрации горизонтальной и вертикальной прозрачности атмосферы в слое до 200 м, а также провести исследования степени неоднородности помутнения атмосферы в пространстве.

Продолжительные регистрации прозрачности атмосферы с помощью компенсационного фотометра показали, что прибор, обладая высокой чувствительностью и точностью и малой инерционностью, позволяет регистрировать быстрые колебания прозрачности атмосферы, связанные с конвективными процессами. Флуктуации прозрачности при определенных условиях могут быть очень значительными. В ряде случаев прибор регистрирует затухания быстрых колебаний прозрачности и отсутствие этих колебаний в течение длительного времени.

Изучение вертикальной (наклонной) прозрачности атмосферы и некоторых физических процессов, связанных с флуктуациями прозрачности, должно явиться содержанием дальнейшей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горышин В. И. Авторское свидетельство № 124668. Фотоэлектрический прибор для измерения и регистрации горизонтальной прозрачности атмосферы. Бюлл. изобретений, № 23, 1959.
2. Горышин В. И. Установка для измерения и регистрации прозрачности атмосферы. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
3. Горышин В. И. Авторское свидетельство № 126643. Компенсационный фотометр. Бюлл. изобретений, № 5, 1960.
4. Белов В. Ф. Измерение основных оптических характеристик приземного слоя воздуха. Гидрометеиздат, Л., 1956.
5. Попов О. И. Фотоэлектрическая установка для измерения прозрачности воздуха. Светотехника, № 1, 1957.
6. Douglas C. A. Visibility measurements by transmissometer. Electronics, vol. 20, 1947.
7. Früngel F. Ein impulsoptisches Transmissometer für Registrierung der Normsichtweite zwischen etwa 40 m. und ∞ . Arch. Meteorolog. Geophys. u. Bioklimatolog., Nr 2, 1960.
8. Bergmann. Ein objektiver Sichtmesser. Phys. Zeitschr., Nr 35, 1934.
9. Mückel G. Über einen neuen registrierenden Sichtmesser. Abhandlungen des meteorologischen und hydrologischen Dienstes der D. D. R., Nr 39, B. 5, 1956.
10. Petit M., Tasséel R. Appareil pour la mesure de la Visibilité. La Meteorologie. Janvier — Mars. 1954.
11. Schönwald B., Müller T. Das Sichtregistriergerät Junginger. Z. für techn. Phys., 23, 1942.
12. Foitzik L. Die meteorologische Sichtweite, ihre Messung und ihre Registrierung. Wissenschaftl. Annalen, Nr 7, 1953.

А. М. БРОУНШТЕИН, Л. Б. КРАСИЛЬЩИКОВ

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ НЕПРОЗРАЧНЫХ ТЕЛ

В статье дается краткий обзор и анализ методов измерения излучательной способности непрозрачных тел.

1. Для решения ряда важных геофизических задач, а также задач многих других областей науки и техники необходимо иметь данные об излучательной способности тел. Такие задачи, как, например, расчет эффективного излучения подстилающей поверхности, расчет теплового эффекта при использовании солнечной энергии, измерение температуры поверхности радиационным методом, расчет радиационного теплообмена между различными поверхностями, немисливо решать без знания излучательной способности соответствующих тел.

2. Излучательная способность характеризует отступление излучения данной поверхности от излучения абсолютно черного тела при той же температуре T . Обычно для характеристики этого отступления вводят коэффициент $\varepsilon(T)$, который носит название интегральной излучательной способности и входит в выражение для излучаемой мощности в виде множителя.

Мощность, излучаемая единицей поверхности нечерного тела, равна

$$W = \varepsilon(T) \sigma T^4, \quad (1)$$

откуда следует определение величины интегральной излучательной способности

$$\varepsilon(T) = \frac{W}{\sigma T^4}. \quad (2)$$

Мощность W складывается из мощностей монохроматических потоков, причем каждый из них в общем случае отличается от монохроматического потока черного тела. Это отличие также характеризуется соответствующим коэффициентом $\varepsilon(\lambda)$, который называется спектральной излучательной способностью.

Интегральную излучательную способность $\varepsilon(T)$ можно представить в следующем виде, связав ее с функцией $\varepsilon(\lambda)$, которую будем считать в ограниченных пределах изменения температуры не зависящей от T :

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^{\infty} I_{B\lambda}(T) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{B\lambda}(T) d\lambda}, \quad (3)$$

где $I_{B\lambda}(T)$ — относительная спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела.

Соотношение (3) показывает, что интегральная излучательная способность является функцией температуры независимо от того, является ли функцией температуры $\varepsilon(\lambda)$. Это определяется тем, что при изменении температуры тела изменяется относительное распределение энергии в спектре абсолютно черного излучения. При этом, если величина $\varepsilon(\lambda) = \text{const}$, т. е. если тело «серое», интегральная излучательная способность не зависит от температуры и $\varepsilon(T) = \varepsilon(\lambda) = \text{const}$, как это следует из (3).

Интегральная излучательная способность, определяемая выражениями (2) и (3), дает возможность определить радиационные потери поверхности, т. е. расходную часть ее радиационного баланса.

3. Если ввести в радиационный обмен с рассматриваемой поверхностью I другую поверхность II, обладающую также селективной излучательной способностью $\varepsilon_{II}(\lambda)$ и, следовательно, поглощающей селективно, то воспринимаемая поверхностью II часть излучения поверхности I, очевидно, уже не может быть охарактеризована лишь интегральной излучательной способностью $\varepsilon_I(T)$ последней. В подобных случаях бывает удобно ввести эффективную интегральную излучательную способность

$$\varepsilon_{\text{эфф}}^I(T_I) = \frac{\int_0^{\infty} I_{B\lambda}(T_I) \varepsilon_I(\lambda) \varepsilon_{II}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{B\lambda}(T_I) d\lambda}, \quad (4)$$

которая относится только к данным двум поверхностям, обладающим спектральными излучательными способностями $\varepsilon_I(\lambda)$ и $\varepsilon_{II}(\lambda)$. Пользуясь этой величиной, можно легко определить мощность $W_{II, I}$ радиации, принимаемой поверхностью II от поверхности I, зная лишь температуру последней T_I :

$$W_{II, I} = k \varepsilon_{\text{эфф}}^I(T_I) \sigma T_I^4, \quad (5)$$

где в k входят геометрические параметры.

4. Непосредственное измерение интегральной излучательной способности базируется на ее определении, выраженном в (2). Для этого нужно измерить мощность радиации, излучаемой единичной площадкой исследуемой поверхности, и разделить ее на мощность черного излучения соответствующей температуры. Такой метод требует выполнения двух основных условий:

а) приемник радиации должен быть неселективным во всей широкой области спектра, где имеет место излучение образца;

б) должна быть точно известна температура поверхности образца, так как ее значение входит непосредственно в расчет $\varepsilon(T)$, как видно из (2).

Невыполнение первого условия приведет к тому, что вместо $\varepsilon(T)$ мы получим некоторое $\varepsilon_{\text{эфф}}(T)$, относящееся к данному приемнику. Строго говоря, всегда измеряется именно $\varepsilon_{\text{эфф}}(T)$, но чем «чернее» приемник, тем измеряемая величина ближе к $\varepsilon(T)$.

Выполнение второго условия чрезвычайно трудно, так как измерение температуры поверхности всегда сопровождается большими ошибками. Необходимость измерения температуры поверхности является существенным недостатком этого метода. Кроме того, значительные затруднения

вызывает борьба с «тепловыми засветками» от окружающих предметов. Для уменьшения их влияния можно сильно нагревать исследуемый образец, что в свою очередь связано с опасностью изменения его поверхности.

Примерами применения метода измерения полного излучения от нагретого образца могут служить работы Барнеса и др. [6], Снайдера, Гира и Данкла [2].

Необходимо отметить, что определяемая таким методом излучательная способность относится к направлению, в котором производится измерение излучения от образца или, точнее, она является осредненной внутри измерительного телесного угла величиной излучательной способности. Поэтому она характеризует излучение образца неполностью и при расчете радиационных потерь по измеренной таким образом величине $\epsilon(T)$ могут возникнуть ошибки, если поверхность обладает заметным отклонением от ортотропности. В таких случаях может возникнуть необходимость в исследовании углового распределения излучательной способности. Данные об угловом распределении полезны также для некоторых задач инфракрасной техники.

Вторым методом исследования интегральной излучательной способности, не требующим измерения потока радиации, является метод, построенный на измерении температуры образца при стационарных условиях теплообмена и подведении к образцу заданной мощности W' . Если все виды потерь тепла ничтожно малы по сравнению с радиационными потерями, то

$$\epsilon(T) = \frac{W'}{\sigma T^4}. \quad (6)$$

Этот метод обладает также тем недостатком, что требует точного измерения температуры поверхности образца, однако он по своему принципу позволяет получать именно интегральную излучательную способность $\epsilon(T)$, поскольку в его основу положено измерение радиационных потерь образца. Кроме того, здесь получают значения $\epsilon(T)$, равномерно осредненные по всей полусфере. Этот метод в соответствии с его принципом дает наилучшие величины для расчета радиационных потерь. Его применение может быть полезно также для оценки неселективности «черных» приемников радиации путем сравнения данных об $\epsilon(T)$, полученных для одного и того же ортотропного образца двумя указанными методами.

5. Исчерпывающие данные об излучательных свойствах поверхности могут быть получены, как это следует из выражений (3) и (4), путем измерения спектральной излучательной способности $\epsilon(\lambda)$.

Известны два пути измерения спектральной излучательной способности. Один из них аналогичен интегральному методу, применяемому Снайдером и др., и заключается в измерении спектрального потока от нагретого образца и сравнении его с соответствующим спектральным потоком от черного излучателя, нагретого до той же температуры, что и образец. Этот метод имеет тот же основной недостаток, который присущ интегральным измерениям, — необходимость тщательного контролирования температуры поверхности образца.

Ко второму пути измерения спектральной излучательной способности относится метод, заключающийся в измерении спектрального коэффициента отражения $r(\lambda)$ образца и использовании соотношения

$$\epsilon(\lambda) + r(\lambda) = 1 \quad (7)$$

для определения $\epsilon(\lambda)$.

Существенным преимуществом этого метода является отсутствие необходимости измерения температуры поверхности образца.

При исследовании спектральной излучательной способности по отражению можно создавать такие падающие потоки, какие оказываются удобными для измерения, в то время как используя метод нагретого образца, мы ограничены интенсивностью потоков, определяемой температурой тела и его спектральной излучательной способностью. В методе отражения существенно снижаются искажающие влияния излучений окружающих предметов. Исследования излучательной способности могут производиться при температуре образца, равной температуре окружающей среды.

6. Спектральные отражательные свойства диффузно отражающих тел, как известно, могут быть описаны при помощи различных характеристик, которые можно разделить на две группы: коэффициенты яркости и коэффициенты отражения.

Спектральные коэффициенты яркости характеризуют фотометрические свойства тел, показывая, насколько они отличаются от эталонной поверхности, близкой по своим свойствам к идеальному диффузному отражателю. Измерения спектральных коэффициентов яркости производятся путем сравнения яркости образца и эталона при одинаковых условиях освещения. Спектральные коэффициенты яркости численно могут быть как меньше, так и больше единицы.

Спектральные коэффициенты отражения являются физической характеристикой тел, показывающей, какая доля падающего потока отразится от тела в полусферу, не будучи им поглощенной (напомним, что речь идет о непрозрачных телах). Очевидно, что спектральный коэффициент отражения не может быть больше единицы и что величина, дополняющая его до единицы, есть спектральный коэффициент поглощения. Использование закона Кирхгофа приводит далее к выражению (7).

Таким образом, для определения спектральной излучательной способности $\epsilon(\lambda)$ необходимо измерять спектральные коэффициенты отражения, являющиеся отношением величины всей отраженной в полусферу радиации к величине падающего на образец потока. Спектральные коэффициенты яркости не могут быть непосредственно использованы в уравнении (7).

Осуществление указанных измерений возможно путем применения зеркального полуэллипсоида, который получается, если разрезать эллипсоид вдоль оси, проходящей через его фокусы (рис. 1). Если в одном фокусе F_1 поместить образец и направить на него в любом направлении монохроматический пучок радиации, то все отраженные от образца пучки после второго отражения от зеркальной поверхности полуэллипсоида соберутся во втором фокусе F_2 , где помещается приемник радиации.

На этом принципе были построены измерения спектральной отражательной способности диффузных образцов, проведенные в 1912 г. Коблентцом [3] и в ряде последующих работ Дерксена и Монохана [4], [5], Козырева и Вершинина [1], и некоторых других. Все измерения производились с зеркальными полусферами вместо полуэллипсоидов, так как изготовление последних затруднительно.

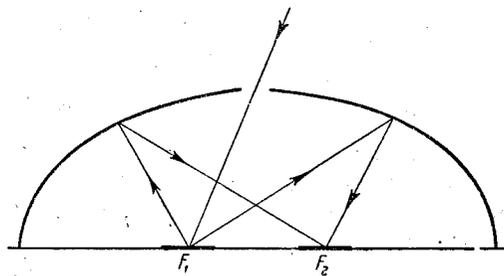


Рис. 1.

В указанных работах ставилась цель исследовать коэффициенты отражения диффузных образцов. Однако из сказанного выше видно, что получаемые при подобных измерениях спектральные коэффициенты отражения могут быть использованы для определения спектральной излучательной способности.

Получаемые таким способом данные о спектральной излучательной способности относятся к тому направлению, из которого поступает падающий поток.

7. Опубликованные работы Гира, Данкла и Бивенса [7], [8], а также Рейда и Мак Алистера [9], посвященные определению спектральной излучательной способности по отражению, основаны на другом варианте этого метода, а именно, на использовании нагретой полости, в которую помещается исследуемый образец.

Никелевая полость нагревается до температуры 800° , в то время как

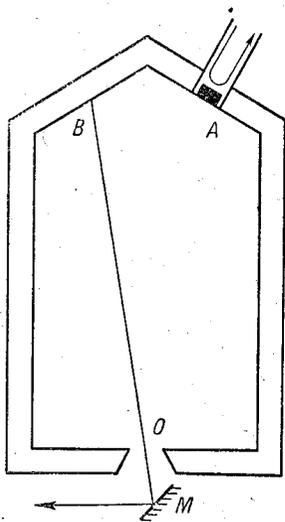


Рис. 2.

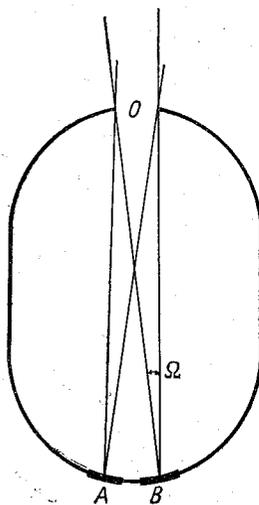


Рис. 3.

образец охлаждается проточной водой до температуры порядка 40° (рис. 2). Измерительным устройством через отверстие O при помощи зеркала M поочередно визируются образец A и участок стенки полости B . Отношение монохроматических потоков дает коэффициент $r'(\lambda)$, характеризующий отражение образца в направлении O при диффузном освещении, создаваемом стенками полости. Как будет показано ниже, этот коэффициент, несмотря на то что, на первый взгляд, он отличается от рассмотренного ранее спектрального коэффициента отражения $r(\lambda)$, удовлетворяет уравнению (7) и, таким образом, может быть использован для определения спектральной отражательной способности.

Рассмотрим для этого замкнутую полость с небольшим отверстием O (рис. 3), внутри которой установилось радиационное равновесие. При этом стенки полости имеют одинаковую температуру T . В силу температурного равновесия любые участки стенки полости, имеющие одинаковую величину проекции S_0 в направлении O , из какого бы материала они ни были сделаны, будут посылать через отверстие O одинаковые потоки в равных телесных углах Ω мощностью

$$W_{T\lambda} = f(\lambda, T) \frac{\sigma T^4}{\pi} \Omega S_0, \quad (8)$$

где $f(\lambda, T)$ — относительная функция распределения энергии в спектре черного излучения при температуре T .

Эту величину мощности можно представить в виде двух слагаемых: мощности, излучаемой площадкой

$$W_{T\lambda}^e = f(\lambda, T) \frac{\sigma T^4}{\pi} \Omega S_0 \varepsilon(\lambda), \quad (9)$$

и мощности, отражаемой площадкой при изотропном ее облучении,

$$W_{T\lambda}^r = f(\lambda, T) \frac{\sigma T^4}{\pi} \Omega S_0 r'(\lambda), \quad (10)$$

причем, поскольку $W_{T\lambda} = W_{T\lambda}^e + W_{T\lambda}^r$, то

$$r'(\lambda) = 1 - \varepsilon(\lambda)^1. \quad (11)$$

Если теперь охладить небольшой участок стенки полости (в нашем случае образец) до такой температуры T_1 , при которой его излучение станет пренебрежимо малым по сравнению с излучением нагретой стенки, то от этого участка в отверстие O будет поступать лишь отраженная мощность $W_{T\lambda}^r$. Отношение потоков от охлажденного участка и от любого участка нагретой стенки дает $r'(\lambda)$ охлажденного участка, как это следует из (8) и (10):

$$\frac{W_{T\lambda}^r}{W_{T\lambda}} = r'(\lambda). \quad (12)$$

Согласно (10), из измеренного значения $r'(\lambda)$ получается непосредственно интересующая нас величина спектральной излучательной способности в направлении O .

8. Из пунктов 6 и 7 видно, что величина $r(\lambda)$, получаемая при измерениях с зеркальной полусферой, совпадает численно с величиной $r'(\lambda)$, получаемой при измерениях с нагретой полостью, поскольку обе они равны $1 - \varepsilon(\lambda)$.

Приведем геометрический вывод, показывающий, что получаемые в обоих опытах величины $r(\lambda)$ и $r'(\lambda)$ в точности соответствуют друг другу.

Рассмотрим рис. 4. Левая схема (I) соответствует опыту с нагретой полостью: образец или идеальный отражатель² освещается из полусферы изотропным потоком. Пусть измерение ведется в нормальном направлении; угол падения элементарного пучка Θ' , угол, под которым измеряется отраженная радиация, $\Theta = 0$.

Правая схема (II) соответствует опыту с зеркальной полусферой: образец освещается в нормальном направлении, угол падения $\Theta' = 0$; отраженные под углами Θ пучки собираются на приемник (не показан) из всей полусферы после дополнительного отражения от нее (считаем отражение от полусферы не дающим потерь).

¹ Очевидно, что в равновесной полости, где на любую единичную площадку падает изотропный поток мощностью σT^4 , идеальный диффузный «белый» отражатель образует такой же отраженный поток, какой на него падает, т. е. тоже изотропный, с той же мощностью σT^4 . Такой же поток отразит идеальный зеркальный отражатель в полости, и такой же поток излучает идеальный излучатель с температурой T .

² В реальном опыте вместо идеального отражателя наблюдается стенка полости, посылающая в отверстие O такой же поток (см. п. 1).

В опыте I имеем

$$r'(\lambda) = \frac{B_{\lambda}^{\text{обр}}}{B_{\lambda}^{\text{э}}}, \quad (13)$$

где $B_{\lambda}^{\text{обр}}$ и $B_{\lambda}^{\text{э}}$ — спектральные энергетические яркости образца и идеального отражателя (эталоны) соответственно.

$B_{\lambda}^{\text{э}}$ — в то же время спектральная энергетическая яркость любого участка излучающей полусферы. Обозначим для излучающей полусферы эту яркость через B_{λ} ($B_{\lambda} = B_{\lambda}^{\text{э}}$). Тогда яркость $B_{\lambda}^{\text{обр}}$ можно представить в следующем виде:

$$B_{\lambda}^{\text{обр}} = \iint_{\Delta} \frac{B_{\lambda} \cos \theta'}{\pi} r_{n\theta'} d\Omega, \quad (14)$$

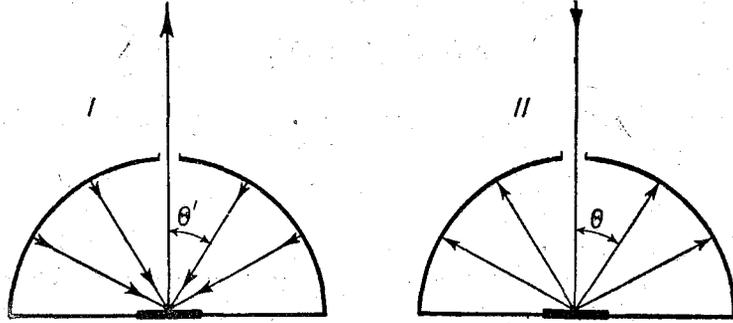


Рис. 4.

где $B_{\lambda} \cos \theta' d\Omega$ — энергетическая освещенность образца, создаваемая элементарным пучком с угловыми координатами (θ', φ) ; $\frac{B_{\lambda} \cos \theta'}{\pi} d\Omega$ — нормальная энергетическая яркость идеального диффузного отражателя, освещенного этим пучком, $\frac{B_{\lambda} \cos \theta'}{\pi} d\Omega r_{n\theta'}$ — нормальная энергетическая яркость образца при том же освещении; $r_{n\theta'}(\lambda)$ — спектральный коэффициент яркости в нормальном направлении при освещении под углом θ' (относительно идеального диффузного отражателя).

Выражение (14) можно преобразовать, имея в виду, что $B_{\lambda} = \text{const}$, так как освещение изотропно:

$$B_{\lambda}^{\text{обр}} = \frac{B_{\lambda}}{\pi} \iint_{\Delta} r_{n\theta'}(\lambda) \cos \theta' \sin \theta' d\varphi d\theta' = B_{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_{n\theta'}(\lambda) \sin 2\theta' d\theta'.$$

Для идеального диффузного отражателя, как указывалось, $B_{\lambda}^{\text{э}} = B_{\lambda}$. Следовательно, в опыте I

$$r'(\lambda) = \frac{B_{\lambda}^{\text{обр}}}{B_{\lambda}^{\text{э}}} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_{n\theta'}(\lambda) \sin 2\theta' d\theta'. \quad (15)$$

В опыте II имеем

$$r(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda}^{\text{р}}}{\Phi_{\lambda}^{\text{э}}} = \frac{1}{\Phi_{\lambda}^{\text{э}}} \iint_{\Delta} \frac{\Phi_{\lambda}^{\text{н}}}{\pi} \cos \theta r_{\theta n}(\lambda) d\Omega,$$

где $\frac{\Phi_{\lambda}^{\text{н}}}{\pi} \cos \theta$ — энергетическая яркость идеального диффузного отражателя в направлении (θ, φ) при освещении его нормальным потоком $\Phi_{\lambda}^{\text{н}}$,

$r_{\theta n}(\lambda)$ — спектральный коэффициент яркости в направлении (θ, φ) при нормальном освещении (относительно идеального диффузного отражателя).

Аналогично преобразуя это выражение, получим

$$r(\lambda) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} r_{\theta n}(\lambda) \sin 2\theta d\theta. \quad (16)$$

Сравнивая (15) и (16), видим, что $r_{n\lambda} = r'_{n\lambda}$ при условии, что $r_{n\theta}(\lambda) = r_{\theta n}(\lambda)$; это условие выполняется практически для всех образцов.

Таким образом, доказана полная идентичность обоих способов измерения, и выбор из двух указанных вариантов метода определения спектральных коэффициентов излучения по отражению должен диктоваться практическими соображениями.

9. Вариант зеркальной полусферы имеет следующие преимущества:

а) не требуется охлаждения или нагревания образца или полусферы, опыт производится при обычной температуре;

б) входящий в полусферу монохроматический пучок может быть предварительно модулирован, что особенно важно в инфракрасной области спектра, где может влиять излучение отдельных частей прибора или окружения при появлении температурных неоднородностей;

в) величина падающего потока может по желанию регулироваться щелью монохроматора для соблюдения одинаковой точности измерения в нужном участке спектра (за счет потери разрешения по спектру, что в большинстве случаев допустимо);

г) при необходимости исследовать, меняются ли спектральные излучательные (или отражательные) свойства образца при изменении его температуры, в установке с зеркальной полусферой можно менять температуру образца.

Необходимо отметить, что в варианте зеркальной полусферы имеются и существенные трудности. Основные из них следующие:

а) в зеркальной полусферической системе имеют место потери отраженной радиации, которые могут привести к искажению результатов;

б) могут возникнуть погрешности из-за неточного измерения падающего потока Φ_{λ}^i , поскольку он отличается по угловой структуре от отраженного потока.

10. В заключение следует отметить, что, используя методы отражения и не применяя монохроматизации отраженных потоков, можно измерять эффективную интегральную излучательную способность. При этом необходимо освещать образец черным излучением. Получаемые в таком опыте эффективные интегральные коэффициенты будут относиться к образцу, имеющему температуру черного осветителя, хотя действительная температура образца может быть совершенно отличной. Конечно, измерение излучательной способности таким путем имеет смысл только в том случае, если свойства поверхности образца не зависят от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козырев Б. П., Вершинин О. Е. Определение спектральных коэффициентов диффузного отражения, инфракрасной радиации от зачерненных поверхностей. Опт. и спектроск., вып. 4, VI, 1959.
2. Snyder N. W., Gier J. T., Dunkle R. V. Total normal emissivity measurements on aircraft materials between 100 and 800° F. Trans. ASME, 77, No 7, 1955.

3. Coblentz W. W. The diffuse reflecting power of various substances. Bull. Nat. Bur. Stand. **9**, No 2, 1912.
4. Derksen W. L., Monahan T. Y. A reflectometer for measuring diffuse reflectance in the visible and infrared regions. JOSA, **42**, No 4, 1952.
5. Derksen W. L., Monahan T. Y., Lawes A. K. The automatical registrering reflectometer for measuring diffuse reflectance in the visible and infrared regions. JOSA, **47**, 1957.
6. Barnes B. T. and oth. Total emissivity of various materials at 100—500° C. JOSA, **37**, No 10, 1947.
7. Gier J. T., Dunkle R. V., Bevans J. T. Measurements of absolute spectral reflectivity from 1,0 to 15 μ . JOSA, **44**, No 7, 1954.
8. Bevans J. T., Gier J. T., Dunkle R. V. Comparison of total emittances with values computed from spectral measurements. Trans. ASME, **80**, No 7, 1958.
9. Reid C. D., Mc Alister E. D. Measurements of spectral emissivity from 2 to 15 μ . JOSA, **49**, No 1, 1959.

Для идеальной оптической системы полный поток света, рассеянного монодисперсной системой сферических частиц радиусом a в конусе угла β , будет [1]:

$$\Phi(\rho\beta) = \frac{\pi a^2}{2} [1 - J_0^2(\rho\beta) - J_1^2(\rho\beta)], \quad (1)$$

где $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$; λ — длина волны используемого света, а индикатриса в области малых углов [4]

$$I(\beta) = I_0 a^2 \frac{J_1^2(\rho\beta)}{\beta^2}. \quad (2)$$

Для системы частиц с распределением $f(a)$

$$I(\beta) = \frac{I_0}{\beta^2} \int_0^{\infty} f(a) a^2 J_1^2(\rho\beta) da. \quad (3)$$

В [5] было показано, что реальной оптической системе присущи отклонения от свойств идеальной системы: неточность установки диафрагмы-зонда в фокусе линзы, влияние сферической аберрации, расцентровка оптических осей источника и приемника света, непараллельность основного пучка. Наличие этих погрешностей вносит ошибку в значение угла рассеяния β , определяемого геометрией оптической системы ($\beta = \frac{r}{f}$, где r — радиус приемной диафрагмы и f — фокусное расстояние приемного объектива), и приводит к тому, что индикатрисы, полученные из эксперимента, будут отличаться от теоретических (1) — (3). В нашу задачу входит более подробный, чем в [5], анализ упомянутых здесь факторов и их влияния на точность определения угла рассеяния β и соответствующего ему светового потока $\Phi(\rho\beta)$. Это важно для правильного выбора параметров оптики измерительных систем, фотометрирующих малые углы индикатрисы.

Полагаем, что всюду выполнены следующие условия:

а) оптическая плотность исследуемой мутной среды $\tau \ll 0,1$, для исключения вторичного рассеяния.

б) расстояние между отдельными частицами более 5λ для исключения интерференции,

в) мутная среда обладает статистической однородностью расположения частиц в освещаемом объеме.

Цель данной работы — исследовать возможности конструирования фотометров для малых углов индикатрисы рассеяния в случае протяженных полидисперсных систем (облака и туманы).

1. ТОЧНОСТЬ ПОЛОЖЕНИЯ ДИАФРАГМЫ В ФОКУСЕ ПРИЕМНОЙ ЛИНЗЫ

Для расчета требуемой точности установки приемной диафрагмы в фокусе приемной линзы используем формулы, полученные в [5] для определения точного угла β_n и значения угла β_l при диафрагме, сдвинутой из фокуса на $\pm \Delta f$:

$$\beta_n = \frac{1}{2} \frac{D_0}{f}, \quad (4)$$

$$\beta_l = \frac{1}{l + S'} \frac{D_s}{2}, \quad \beta_l = \frac{1}{l_0 + f(1 - \delta)} \frac{D_0}{2}, \quad \delta = \frac{\Delta f}{f}. \quad (5)$$

Здесь D_0 — диаметр приемной диафрагмы, f — фокусное расстояние линзы, D_S — диаметр изображения диафрагмы, l — расстояние рассеивающей частицы от линзы, S' — расстояние от изображения диафрагмы до линзы, Δf — сдвиг диафрагмы.

Геометрический смысл формул (4) и (5) ясен из рис. 1. В табл. 1 для линз с $f=5, 10, 50$ и 100 см при $\Delta f=0,01, 0,1, 0,5$ и 10 см дана относительная погрешность $\left| \frac{\beta_l - \beta_n}{\beta_n} \right| \%$, рассчитанная по формуле

$$\left| \frac{\beta_l - \beta_n}{\beta_n} \right| = \left| \frac{f}{l\delta + f(1-\delta)} - 1 \right|, \quad (6)$$

полученной из (4) и (5). Расстояние $l=1, 5, 10, 50$ и 100 см.

Для удобства при расчетах оптических систем данные табл. 1 представлены в виде вариаций относительной погрешности в определении β

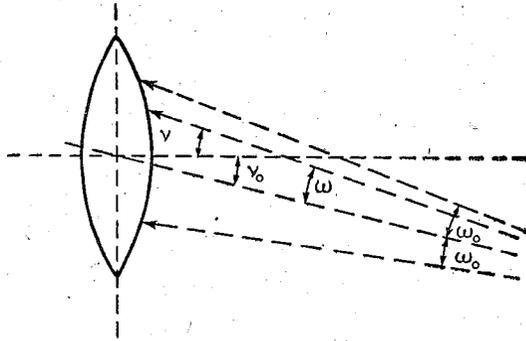


Рис. 2. Расхождение светового пучка.

вдоль l и Δf . При необходимости иметь промежуточные значения относительной погрешности по табл. 1 могут быть построены специальные графики.

Из табл. 1 видно, что погрешность измерения β уменьшается с увеличением f . При этом одновременно уменьшается и вариация $\left| \frac{\beta_l - \beta_n}{\beta_n} \right| \%$ вдоль l . Таким образом, при работе с протяженными рассеивающими средами погрешность установки диафрагмы в фокусе приемной линзы будет наименьшей с длиннофокусными объективами. Облегчается также и юстировка приемника света вследствие достаточно больших допустимых значений абсолютной погрешности Δf .

2. СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ ПРИЕМНОЙ ЛИНЗЫ

Относительную погрешность в определении угла β из-за влияния сферической aberrации мы вычисляем по формуле, выведенной в работе [5] из формул aberrационной теории 3-го порядка:

$$\frac{\beta_l - \beta_n}{\beta_n} = 0,09375 \frac{ld^2}{f^3}. \quad (7)$$

Здесь d — диаметр светового пучка. В табл. 2 приводятся вариации относительной погрешности определения β вдоль l и d вследствие сферической aberrации приемной линзы. Фокусные расстояния были 5, 10, 50 и 100 см; $l=1, 5, 10, 50$ см. Диаметр параллельного пучка света $d=0,5, 1,0, 1,5, 2,0$ и $2,5$ см. Расчет относится к линзам, не скорректированным на сферическую aberrацию.

Таблица 1

l см	Δf см				l см	Δf см			
	0,01	0,1	0,5	1,0		0,01	0,1	0,5	1,0
<i>f</i> = 5 см					<i>f</i> = 50 см				
1	0,16	1,62	8,69	19,05	1	0,02	0,42	1,0	2,0
5	0,00	0,00	0,00	0,00	5	0,02	0,2	0,9	1,8
10	1,20	1,62	9,09	16,67	10	0,02	0,2	0,8	1,6
50	1,77	15,25	47,37	64,29	50	0,00	0,00	0,00	0,00
100	3,66	27,54	65,52	79,17	100	0,02	0,2	0,99	1,96
<i>f</i> = 10 см					<i>f</i> = 100 см				
1	0,09	0,91	4,70	9,90	1	0,00	0,09	0,49	1,0
5	0,05	0,50	2,50	5,30	5	0,01	0,10	0,48	1,0
10	0,00	0,00	0,00	0,00	10	0,009	0,09	0,45	0,91
50	0,30	3,85	16,67	28,57	50	0,005	0,05	0,25	0,50
100	0,89	8,26	31,04	47,37	100	0,00	0,00	0,00	0,00
					200	0,01	0,1	0,49	0,99
					300	0,02	0,50	2,44	4,76

Как видно из табл. 2, влияние сферической аберрации очень быстро уменьшается с ростом *f*. Для линз с *f* > 10 см оно вообще пренебрежимо мало, даже при диаметрах световых пучков $d > \frac{1}{2} D$ (где *D* — диаметр линзы). При использовании скорректированных ахроматических объективов практически не возникает вопроса о влиянии сферической аберрации. Выбор объективов, свободных от сферической аберрации, облегчается также рекомендациями по выбору допустимого относительного отвер-

Таблица 2

l см	d см				
	2,5	2,0	1,5	1,0	0,5
<i>f</i> = 5 см					
1	0,469	0,300	0,169	0,075	0,019
5	2,344	1,500	0,844	0,375	0,094
10	4,688	3,000	1,688	0,750	0,188
50	32,81	15,00	8,438	3,750	0,938
100	46,88	30,00	16,88	7,500	1,880
<i>f</i> = 10 см					
1	0,059	0,038	0,021	0,009	0,002
5	0,292	0,187	0,105	0,047	0,001
10	0,586	0,375	0,211	0,094	0,023
50	2,93	1,875	1,055	0,469	0,117
100	5,86	3,75	2,11	0,94	0,23
<i>f</i> = 50 см					
1	0,0005	—	—	—	—
5	0,002	—	—	—	—
10	0,005	—	—	—	—
50	0,03	—	—	—	—
100	0,05	—	—	—	—

ствия, сделанными в [6] и [7]. Для безаберрационного изображения в телескопических системах рабочий диаметр объектива рекомендуется брать не более $D = \left(\frac{1}{10} \div \frac{1}{12}\right) f$ при угле зрения 6—10°. Эти значения *D* вполне устраивают при фотометрировании под малыми углами.

3. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ПОГРЕШНОСТЬ В ОПРЕДЕЛЕНИИ СВЕТОВОГО ПОТОКА

Чтобы определить влияние факторов, описанных в пунктах 1, 2, на поток рассеянного света в конусе угла β , мы вычислили $\Phi(\rho\beta_n)$ и $\Phi(\rho\beta)$ по формуле (1), полагая $\beta = \beta_n \pm \Delta\beta$. При анализе материала табл. 1 и 2 $\frac{\Delta\beta}{\beta_n}$ выбрано в пределах $0,01 \div 20\%$ от β_n .

Значения относительной погрешности фотометрирования светового потока $\left| \frac{\Phi(\rho\beta) - \Phi(\rho\beta_n)}{\Phi(\rho\beta_n)} \right| \%$ сведены в табл. 3 для углов $\beta_n = 0,5, 1, 2, 3, 4, 5$ и 7° и $\frac{\Delta\beta}{\beta_n} = 0,01, 0,1, 1,0, 5,0, 10,0$ и 20% . Все расчеты повторяются для $\rho = 50, 100, 150$ и 300 . Для определенности всюду было положено $\beta = \beta_n + \Delta\beta$.

Как отмечалось еще в [5], для средних значений ρ можно приблизительно считать, что 1%-ное изменение в β соответствует 0,5%-ному изменению $\Phi(\rho\beta)$. Это следует из табл. 3. Для точной оценки $\left| \frac{\Phi(\rho\beta) - \Phi(\rho\beta_n)}{\Phi(\rho\beta_n)} \right| \%$ в зависимости от $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ и ρ могут быть построены специальные графики по данным табл. 3.

Таблица 3

$\frac{\Delta\beta}{\beta_n} \%$	β_n						
	$0,5^\circ$	1°	2°	3°	4°	5°	7°
$\rho=50$							
0,01	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,03	0,01
1,0	9,5	2,03	1,47	0,40	0,03	0,13	0,12
5,0	18,48	10,56	7,22	2,48	0,11	0,59	0,50
10,0	29,93	19,26	12,70	4,44	0,01	1,45	0,69
20,0	51,74	39,52	24,05	7,12	0,27	3,68	0,75
$\rho=100$							
0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	—	0,00	—
0,1	4,60	0,00	0,00	0,04	—	0,02	—
1,0	2,03	1,47	0,03	0,25	—	0,15	—
5,0	8,47	6,39	0,16	1,31	—	0,65	—
10,0	19,26	12,57	0,15	2,47	—	1,01	—
20,0	37,31	23,53	0,16	3,86	—	1,09	—
$\rho=150$							
0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	—	—	—
0,1	0,00	0,00	0,00	0,02	—	—	—
1,0	1,21	0,84	0,29	0,19	—	—	—
5,0	6,04	2,65	1,33	0,91	—	—	—
10,0	15,72	4,72	2,77	1,20	—	—	—
20,0	30,4	7,06	3,92	2,44	—	—	—
$\rho=300$							
0,01	0,00	0,00	0,00	—	—	—	—
0,1	0,00	0,00	0,00	—	—	—	—
1,0	0,62	0,31	0,66	—	—	—	—
5,0	0,02	1,36	4,92	—	—	—	—
10,0	4,67	2,57	24,63	—	—	—	—
20,0	7,18	4,51	25,77	—	—	—	—

4. ТОЧНОСТЬ ЦЕНТРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ ОСВЕТИТЕЛЯ И ПРИЕМНИКА СВЕТА

Точное совмещение оптических осей осветителя и приемника света невозможно. Всегда имеющаяся в системе остаточная расцентровка оптических осей приводит к несимметрии интегральной индикатрисы рассеянного света относительно угла захвата светоприемника. Измеренный поток света будет меньше реального.

Относительный поток в полости конуса полуугла φ толщиной $d\varphi$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = \frac{J_1^2(\rho\varphi)}{\varphi} d\varphi. \quad (8)$$

Относительная сумма рассеянного света, попавшего в приемник при несимметричном относительно оси рассеяния конусе приема, будет

$$\Phi' = \Phi + (h_1 - h_2), \quad (9)$$

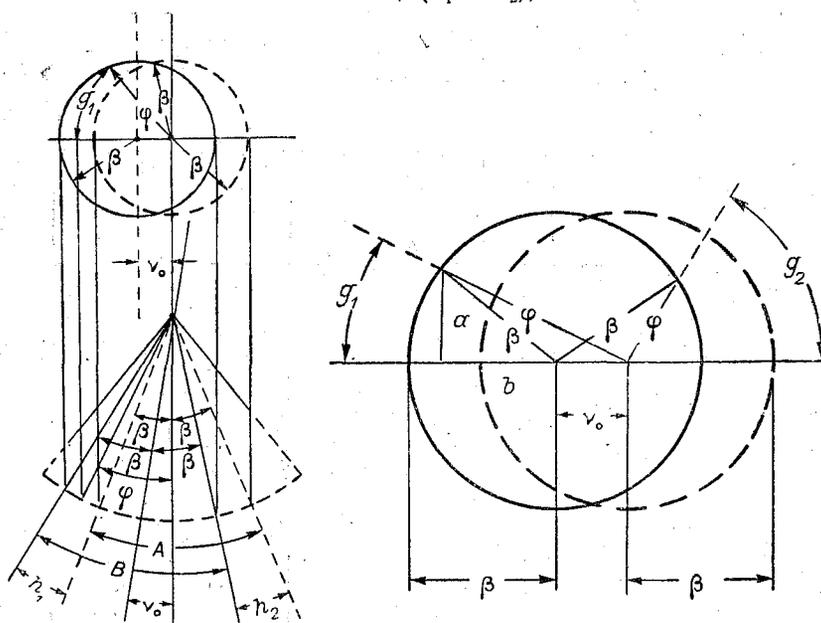


Рис. 3. К определению точности центровки оптических осей источника и приемника света.

где h_1 — измеренное увеличение в относительной сумме света из-за расцентровки; h_2 — то же для уменьшения светового потока.

Для оценки h_1 и h_2 нужно вычислить интегралы

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= \int_{\beta}^{\beta + v_0} g_1 \frac{J_1^2(\rho\varphi)}{\pi\varphi} d\varphi \\ h_2 &= \int_{\beta - v_0}^{\beta} g_2 \frac{J_1^2(\rho\varphi)}{\pi\varphi} d\varphi \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где v_0 — угол расцентровки. Множители $\frac{g_1}{\pi}$ и $\frac{g_2}{\pi}$ введены из-за необхо-

димости учитывать несимметричность конуса приема и индикатрисы рассеяния при интегрировании. Геометрический смысл g_1, g_2 выясняется из рис. 3, где g_1 и g_2 определяются через φ, β и ν_0 . На рис. 3 представлено пересечение симметричного и несимметричного (относительно оси рассеяния) конусов с единичной сферой, поверхность которой ввиду малости углов β можно заменить плоскостью. Отсюда

$$\cos g_1 = \frac{b + \nu_0}{\varphi} \text{ при } \varphi \geq \beta,$$

$$a^2 + b^2 = \beta^2, \quad a^2 + (b + \nu_0)^2 = \varphi^2,$$

где a и b определяются по рис. 3. Аналогичное построение выполняется для $\cos g_2$.

При найденных значениях a и b получим

$$\left. \begin{aligned} \cos g_1 &= \frac{\varphi^2 - \beta^2 + \nu_0^2}{2\varphi\nu_0}, \quad \varphi \geq \beta \\ \cos g_2 &= \frac{\beta^2 - \nu_0^2 - \varphi^2}{2\varphi\nu_0}, \quad \varphi \leq \beta \end{aligned} \right\} (11)$$

Вычислив интегралы (10) для различных β и ρ , можно оценить относительную погрешность измерений светового потока Φ при наличии расцентровки оптических осей приемника и источника света ν_0

$$\frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} = \pm \frac{h_2 - h_1}{\Phi}. \quad (12)$$

В табл. 4 представлены значения $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \%$ для $\nu_0 = 0,2, 0,5, 1,0^\circ$ при $\rho = 100, 150, 200$ и $\beta_n = 1^\circ$. На рис. 4 дан пример зависимости $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \%$ от ρ и ν_0 для частного случая $\beta_n = 1^\circ$.

Из табл. 4 и рис. 4 виден максимум относительной погрешности в Φ при средних значениях ρ .

Практически центровку оптической системы выполняют, совмещая диафрагму приемника света с изображением источника в фокальной плоскости приемного объектива, поэтому линейное перемещение диафрагмы r и фокус объектива f будут определяющими параметрами при вычислении допусков на точность центровки. Из табл. 4 видно, что эти допуски довольно жесткие, особенно для короткофокусных объективов и малых угловых размеров диафрагмы.

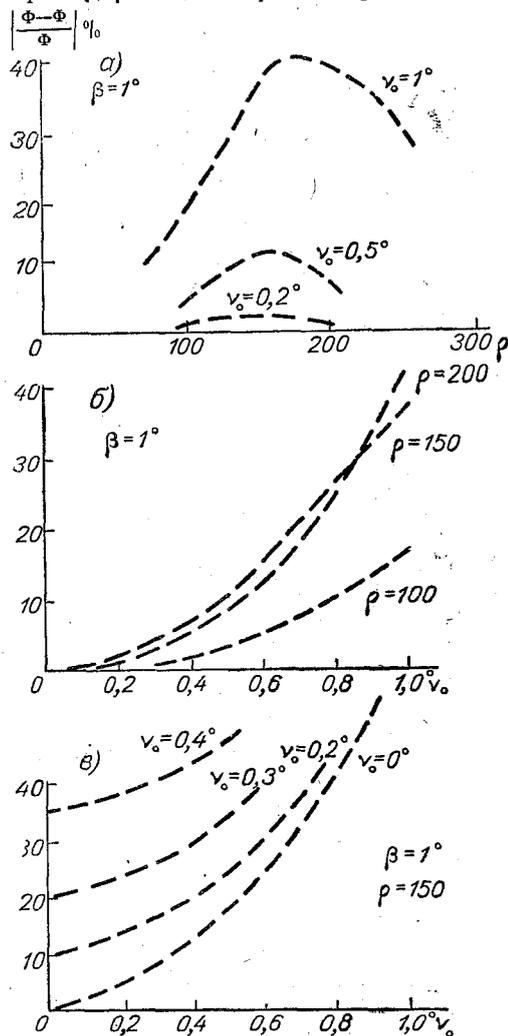


Рис. 4. Влияние расцентровки оптических осей источника и приемника света (а, б) и расхождения светового пучка (в) на точность фотометрирования световых потоков.

Влияние остаточной расцентровки оптических осей осветителя и приемника света наиболее существенно при абсолютном фотометрировании. Для относительных измерений задача облегчается подобием распределения света при любом ν_0 , не превышающем угловые размеры изображения источника (конечно, мутная среда предполагается статистически однородной).

Таблица 4

ν_0	ρ		
	100	150	200
0,2	0,8	1,8	0,9
0,5	4,8	10,5	7,5
1,0	16,0	35,0	40,0

5. НЕПАРАЛЛЕЛЬНОСТЬ СВЕТОВОГО ПУЧКА

Для удобства анализа расходящийся пучок света можно считать суммой параллельных элементарных пучков, имеющих расцентровку с оптической осью ν_0 . Тогда на основании п. 4 можно построить зависимость $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \%$ от ν_0 и, интегрируя эти кривые (см., например, рис. 4 б), сосчитать погрешность в Φ из-за расхождения пучка. При строгой оценке нужно учесть также и распределение интенсивности рассеянного света, связанное с углом расхождения ω .

Пусть световой пучок, расцентрованный на ν_0 , имеет угол расхождения ω_0 (см. рис. 2). Тогда $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \%$ для некоторого угла β определится как некоторая функция ν :

$$\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \% = E(\nu). \quad (13)$$

Из рис. 2

$$\nu = \nu_0 + \omega. \quad (14)$$

Если $I(\omega)$ — распределение света, связанное с расхождением параллельного пучка, то среднее значение $\bar{E}(\nu)$ следующее:

$$\bar{E}(\nu) = \frac{\int_{\nu - \omega_0}^{\nu + \omega_0} I(\nu - \nu_0) E(\nu) d\nu}{\int_{-\omega_0}^{+\omega_0} I(\omega) d\omega}. \quad (15)$$

Для приближенной оценки можно положить $I(\omega) = \text{const}$ в интервале $0 \div \omega_0$, а тогда

$$\bar{E} = \frac{1}{2\omega_0} \int_{\nu_0 - \omega_0}^{\nu_0 + \omega_0} E(\nu) d\nu. \quad (16)$$

В табл. 5 представлена средняя относительная погрешность $\bar{E}(\nu)$, сосчитанная с помощью табл. 4 и (16). Здесь $\omega_0 = 0,0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1,0^\circ$; $\nu_0 = 0,0, 0,2, 0,4^\circ$; $\beta_n = 1^\circ$ и $\rho = 150$.

Из табл. 5 видно, что при идеальной центровке оптических осей осветителя и приемника ($\nu_0=0$) расхождение пучка $\omega_0=0,2^\circ$ приводит к 1%-ному изменению измеренного светового потока $\Phi(\rho\beta_n)$ при $\rho=100 \div 150$ и $\beta_n=1^\circ$. Расхождение $\omega_0 \rightarrow 1^\circ$ при тех же условиях приводит к $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \approx 10\%$, что уже не всегда допустимо.

Таблица 5

ω_0	ν_0		
	0°	$0,2^\circ$	$0,4^\circ$
0,0	0,0	1,9	7,0
0,2	0,5	2,1	7,5
0,4	2,0	4,0	8,5
0,6	5,0	6,0	10,5
0,8	8,0	10,0	
1,0	12,0		

Расхождение светового пучка и расцентровка действуют одновременно. Сравнивая степень влияния обоих факторов на относительную погрешность $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right| \%$ по табл. 4 и 5, нетрудно отметить преобладающее влияние расцентровки. В большинстве случаев влияние непараллельности пучка можно сделать пренебрежимо малым по сравнению с расцентровкой.

6. ПРИМЕР РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ФОТОМЕТРА ДЛЯ МАЛЫХ УГЛОВ

В качестве примера использования таблиц и графиков из пунктов 2—5 в расчетах конкретных оптических систем рассмотрим два фотометра для малых углов индикатрисы рассеянного света, собранных по схеме рис. 1.

Фотометр № 1

Имеется оптическая система (один из вариантов установки из [5]) со следующими параметрами (см. обозначения на рис. 1 из [5]):

$D_1 = 0,5$ мм, $D_{Л_2} = 5$ см, $f = 10$ см, $D_2 = d_{\max} = 1$ см (фиксированный), $D_{Л_3} = 5$ см, $f = 10$ см (некоррегированная двояковыпуклая линза), $D_3 = 0,5$ мм, $l_{\max} = 30$ см.

Измерения световых потоков должны выполняться с точностью не менее $\pm 10\%$.

Требуется определить:

- интервал измеряемых размеров частиц и максимальный угол захвата рассеянного света,
 - угловое разрешение системы,
 - точность установки диафрагмы в фокусе линзы,
 - допустимое значение сферической аберрации,
 - точность выравнивания оптических осей осветителя и приемника света,
 - допустимую непараллельность светового пучка.
- (а—б). Максимальный угол захвата линзы $Л_3$ будет

$$\beta_{\max} \approx \operatorname{tg} \beta_{\max} = \frac{D_{Л_3} - d_{\max}}{2l_{\max}} = \frac{5 - 1}{2 \cdot 30} \approx 0,0667; \quad \beta_{\max} \approx 4^\circ.$$

Тот же угол β_{\max} связан с a_{\min} (см. [1]):

$$\beta_{\max} = \frac{\lambda}{a_{\min}}, \quad \text{т. е. } a_{\min} = \frac{\lambda}{\beta_{\max}} = \frac{0,5}{0,0667}; \quad a_{\min} \approx 8 \mu$$

при $\lambda = 0,5 \mu$.

Свет от частиц с $a < 8 \mu$ будет восприниматься системой фотометра неполностью. Так как $f_{L_3} = f_{L_3}$, то и $D_1 = D_3$ в фокальной плоскости L_3 . Поэтому предельный угол подхода к нулевому пучку будет

$$\alpha_{\text{пред}} = \frac{D_1 + \frac{1}{2} D_3}{f_{L_3}} = \frac{0,5 + \frac{1}{2} 0,5}{100} \approx 0,0075; \quad \alpha_{\text{пред}} \approx 25'.$$

Отсюда можно определить верхний предел фотометра по размерам частиц:

$$\alpha_{\text{пред}} = \frac{\lambda}{a_{\text{пред}}}, \quad a_{\text{пред}} = \frac{\lambda}{\alpha_{\text{пред}}} = \frac{0,5}{0,0075} \approx 67 \mu.$$

Расчеты и измерения показывают, что можно с достаточной точностью фотометрировать распределение света от частиц с радиусом около $\frac{1}{2} a_{\text{пред}}$, т. е. для фотометра № 1 $a_{\text{max}} \approx 30-40 \mu$. Итак, интервал измеряемых размеров составит $a = 8 \div 40 \mu$ (в-г). Чтобы погрешность фотометрирования $\Phi(\rho\beta_n)$ была около 10%, надо измерять угол β с точностью не менее $\pm 5\%$ (см. табл. 3 для $\rho = 100$).

По табл. 1 и 2 определяем необходимую точность установки диафрагмы в фокусе L_3 и влияние сферической aberrации.

Из табл. 1 видно, что вариация $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ вдоль $l \rightarrow 50$ см (ближайшее значение l к заданному $l = 30$ см, взятое с избытком для оценки) не превышает $\pm 1\%$ для $\Delta f = \pm 0,01$ см и $\pm 5\%$ для $\Delta f = 0,1$ см. Таким образом, диафрагму в фокусе L_3 следует устанавливать с точностью $\pm 0,1 \div 1$ мм.

Влияние сферической aberrации оцениваем по табл. 2. Имеют место пренебрежимо малые значения погрешности $\frac{\Delta\beta}{\beta}$: вариация вдоль l и d составляет не более 0,5—1%. Это означает, что в схеме можно применить простую двояковыпуклую линзу и даже работать с пучком $d_{\text{max}} > 1$ см.

(д-е). Остаточная расходямость пучка света от источника при заданных параметрах фотометра № 1 будет

$$\omega_0 = \frac{D_1}{2f_{L_3}} = \frac{0,5}{2 \cdot 100} = 0,0025, \quad \omega_0 \approx 0,15 \div 0,2^\circ.$$

Для частиц с $a_{\text{max}} = 30 \div 40 \mu$ угол захвата приемного объектива составит приблизительно 1° , поэтому, полагая $\beta_{\text{min}} = 1^\circ$, находим по табл. 4 допустимые значения расцентровки оптических осей осветителя и приемника ω_0 . При $\beta_n = 1^\circ$ и $\rho = 150$ $\left| \frac{\Phi - \Phi'}{\Phi} \right|$ составляет около 10%. Таким образом, допустимая расцентровка системы будет не более $0,5^\circ$.

Совершенно очевидно также, что

$$\omega_0 \Big|_{\rho = 150; \beta_n = 1^\circ} < \omega_0 \Big|_{\rho = 150; \beta_n = 1^\circ}.$$

Фотометр № 2.

Определим теперь необходимые изменения в параметрах оптики фотометра № 1, чтобы получить характеристики прибора полевого типа, пригодного для работы с естественными туманами:

- точность фотометрирования не хуже $\pm 10\%$,
 - минимальный размер частиц $a_{\text{min}} = 2 \mu$,
 - угловое разрешение системы не хуже $\pm 5'$,
 - протяженность объема рассеяния $l_{\text{max}} \rightarrow 30$ см,
 - фокусное расстояние приемного объектива не должно быть более 1 м (для определенности $f_{L_3} = 90$ см),
 - влияние факторов, перечисленных в пунктах 2—5, должно быть пренебрежимо малым,
 - диаметр приемной диафрагмы D_3 должен быть не менее 1 мм.
- Определим β_{max} :

$$\beta_{\text{max}} = \frac{\lambda}{a_{\text{min}}} = \frac{0,5}{2} = 0,25; \quad \beta_{\text{max}} \approx 14,5'.$$

Отсюда определится необходимый диаметр приемного объектива для полного сбора света, рассеянного частицами $a = 2 \mu$ при $l = 30$ см:

$$\beta_{\max} = \frac{D_{Л_3} - d_{\max}}{2l}; \quad D_{Л_3} = 2l\beta_{\max} + d_{\max} = 2 \cdot 30 \cdot 0,25 + 1 = 16 \text{ см.}$$

Как известно [6], для безабберационного изображения необходимо выполнить условие

$$D_{Л} \approx \left(\frac{1}{10} + \frac{1}{12} \right) f.$$

Для нашей линзы «безабберационный» диаметр составляет $D_{Л_3} = 9-10$ см. Чтобы использовать $D_{Л_3} = 15-16$ см, нужно применить коррекцию сферической aberrации. Для этой цели можно использовать простейшие объективы — склеенные ахроматы подходящего диаметра.

Угловое разрешение фотометра № 2 вполне удовлетворяет заданию:

$$\alpha = \frac{D_3}{f_{Л_3}} = \frac{1}{900} = 0,0011; \quad \alpha \approx 4'.$$

Чтобы измерить $\Phi(\rho\beta_n)$ с точностью $\pm 10\%$, угол β надо определить с точностью $\pm 1\%$ (табл. 3 для $\rho = 50$). Из табл. 1 вариация $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ вдоль l не превышает $0,5\%$ для $\Delta f = \pm 1$ см. Таким образом, установка диафрагмы в фокусе существенно облегчается.

Точность центровки оптических осей осветителя и приемника света, а также допустимая непараллельность светового пучка определяется аналогично фотометру № 1, если положить $a_{\max} = 30-40 \mu$.

ВЫВОДЫ

1. Произведен анализ погрешностей фотометрирования света, рассеянного под малыми углами, с помощью реальной оптической системы с приемной линзой и подвижной диафрагмой в фокусе этой линзы.

Выведены формулы, составлены таблицы и графики для расчета параметров оптики фотометра.

2. Основной задачей анализа была подготовка расчета оптики полевого дифракционного структуромера [8] для работы с естественными туманами (случай протяженных полидисперсных систем).

3. Результаты проведенного анализа не снимают, однако, вопроса о разработках новых, более эффективных и более точных систем фотометров для малых углов индикатрисы рассеяния, особенно если ставится задача уменьшения общих габаритов измерительного устройства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш и ф р и н К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, М., 1951.
2. Ш и ф р и н К. С. Вычисление определенных интегралов, содержащих квадрат бesselовой функции. Труды Всес. заочн. лесотехнич. ин-та, выш. 2, 1956.
3. Ш и ф р и н К. С. Оптические исследования облачных частиц. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Гидрометеоздат, Л., 1957.
4. Ш и ф р и н К. С., Г о л и к о в В. И. Определение спектра капель методом малых углов. Труды VI Межведомственной конференции по вопросам исследования облаков, осадков и грозового электричества. Гидрометеоздат, Л., 1961.
5. Г о л и к о в В. И. Установка для измерения спектра размеров сферических частиц и капель туманов. Труды ГГО, выш. 109, 1961.
6. С л ю с а р е в Г. Г. Геометрическая оптика. Изд. АН СССР, М., 1946.
7. Т у д о р о в с к и й А. И. Теория оптических приборов. Т. 1. Изд. АН СССР, М., 1948.
8. Ш и ф р и н К. С. и Г о л и к о в В. И. Авт. свид. № 125399, 1960.

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОНТРАСТОВ С ВЫСОТОЙ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

В статье рассматриваются результаты самолетных измерений вертикального хода спектральных контрастов объектов аэроландшафта в области 0,4—1,0 мк. Даны рекомендации для аналитического определения вертикального хода и приведены результаты сопоставления с теоретическими расчетами.

Исследования вертикального хода спектральных контрастов аэроландшафта представляют интерес для решения целого ряда практических задач самолетовождения, аэрофотосъемки и т. д.

В работе [1] нами была описана аппаратура и методика измерений спектральных контрастов аэроландшафта с самолета в свободной атмосфере.

Методика измерений предполагает получение данных об изменении контрастов наземных объектов с высотой при различных углах визирования θ и азимутах визирования относительно солнечного вертикала $\Delta\varphi$ в различных метеорологических условиях. По этой методике производились измерения для некоторых естественных объектов и фонов в ряде географических районов зимой и летом. В качестве объектов и фонов выбирались протяженные, однородные в оптическом отношении подстилающие поверхности с четкой границей раздела, имеющие достаточно высокий (более 50%) начальный контраст K_0 .

Измерения проводились на высотах от 200 до 6000 м в спектральных интервалах, расположенных в диапазоне от 390 до 1000 мкм.

В течение 1958—1959 гг. было выполнено около 80 измерений вертикального хода контраста для 8 пар объект—фон. Для анализа и сопоставления полученного материала с расчетными данными одновременно с измерением контрастов производились наземные измерения оптического состояния атмосферы и коэффициентов яркости объектов и фонов с помощью приставки к самолетной аппаратуре, описанной в [1].

Анализ полученного экспериментального материала производился с целью определения зависимости изменения контраста с высотой при различных условиях измерений. Кроме того, было сделано сопоставление результатов измерений с расчетами спектральных контрастов, выполненных по теоретической схеме, изложенной в [2], [3].

В табл. 1 приведены осредненные значения контрастов для некоторых пар объект—фон при различных условиях визирования. Количество случаев, по которым произведено осреднение, указано в таблице. В первой строке даны значения K_0 — контрастов на уровне земли (начальных контрастов), полученных по данным измерений коэффициентов яркости

объектов и фонов с самолета. Значения контрастов на уровне $z_0=0$ получены путем экстраполяции результатов измерений.

Таблица 1

Осредненные спектральные контрасты

z м	λ ммк											
	400	500	550	600	700	950	400	500	550	600	700	950
Сухуми, июнь 1958 г. $\Delta\varphi = 180^\circ, \theta = 75^\circ$ Лес лиственный — море (9 случаев)						Симферополь, октябрь 1958 г. $\Delta\varphi = 180^\circ, \theta = 40^\circ$ Трава буро-желтая, сухая — река (14 случаев)						
K_0	0,53	0,57	0,45	0,43	0,76	0,95	0,49	0,38	0,57	0,76	0,86	0,94
0	0,55	0,59	0,46	0,40	0,71	0,91	0,61	0,66	0,71	0,81	0,95	0,98
200	0,49	0,56	0,43	0,38	0,68	0,89	0,58	0,62	0,68	0,79	0,93	0,97
1000	0,33	0,41	0,36	0,35	0,65	0,82	0,47	0,51	0,60	0,71	0,88	0,94
2000	0,25	0,34	0,30	0,30	0,57	0,78	0,36	0,42	0,52	0,64	0,84	0,93
3000	0,19	0,24	0,27	0,28	0,53	0,77	0,28	0,36	0,47	0,59	0,82	0,92
4000	0,15	0,19	0,25	0,26	0,51	0,75	0,24	0,31	0,43	0,56	0,80	0,92
5000	0,13	0,16	0,23	0,23	0,50	0,74	0,21	0,28	0,41	0,54	0,79	0,91
6000	0,11	0,14	0,22	0,21	0,48	0,74	0,19	0,26	0,39	0,53	0,79	0,91
Сухуми, октябрь 1958 г. $\Delta\varphi = 180^\circ, \theta = 40^\circ$ Лес лиственный, желто-зеленый — море (9 случаев)						Курган, март 1959 г. $\Delta\varphi = 0^\circ; \theta = 40^\circ$ Лес хвойный — снег (7 случаев)						
K_0	0,35	0,35	0,25	0,58	0,84	0,98	0,89	0,89	0,93	0,92	0,86	0,79
0	0,42	0,37	0,38	0,55	0,89	0,97	0,92	0,93	0,95	0,93	0,88	0,73
200	0,39	0,34	0,35	0,52	0,88	0,97	0,91	0,92	0,94	0,93	0,87	0,72
1000	0,29	0,25	0,26	0,41	0,85	0,96	0,87	0,89	0,92	0,91	0,85	0,70
2000	0,20	0,19	0,21	0,35	0,83	0,95	0,83	0,85	0,88	0,89	0,83	0,69
3000	0,15	0,15	0,17	0,33	0,82	0,94	0,79	0,81	0,86	0,87	0,81	0,67
4000	0,12	0,13	0,15	0,31	0,81	0,94	0,74	0,77	0,83	0,85	0,79	0,65
5000	0,10	0,12	0,14	0,29	0,81	0,93	0,71	0,74	0,81	0,83	0,77	0,64
6000	0,08	0,10	0,12	0,27	0,80	0,93	0,69	0,71	0,79	0,82	0,76	0,62
Актюбинск, июнь 1959 г. Степь желто-зеленая — песок, барханы												
$\Delta\varphi = 0^\circ; \theta = 40^\circ$ (8 случаев)						$\Delta\varphi = 180^\circ; \theta = 40^\circ$ (10 случаев)						
K_0	0,61	0,64	0,68	0,73	0,69	0,65	0,61	0,64	0,68	0,73	0,69	0,65
0	0,61	0,67	0,70	0,75	0,69	0,63	0,54	0,55	0,58	0,68	0,61	0,50
200	0,55	0,63	0,67	0,73	0,66	0,61	0,47	0,52	0,56	0,66	0,59	0,48
1000	0,44	0,55	0,62	0,70	0,63	0,57	0,40	0,45	0,50	0,60	0,55	0,45
2000	0,35	0,49	0,59	0,67	0,61	0,55	0,32	0,39	0,45	0,55	0,49	0,43
3000	0,29	0,44	0,56	0,65	0,59	0,54	0,26	0,34	0,41	0,51	0,45	0,40
4000	0,25	0,42	0,53	0,63	0,58	0,53	0,23	0,31	0,38	0,48	0,43	0,38
5000	0,21	0,40	0,51	0,62	0,57	0,53	0,19	0,28	0,36	0,46	0,42	0,36
6000	0,19	0,38	0,50	0,61	0,56	0,52	0,17	0,26	0,35	0,45	0,41	0,34

Наименьшая высота, на которой производились измерения контраста, обычно составляла 200 м. Однако в отдельных случаях измерения производились с высоты 50 м, при этом контраст практически совпадал со значениями контраста у земли. Следует заметить, что некоторое несовпадение величин контрастов, полученных обоими способами, можно объяснить

несоответствиями углов визирования и ошибками в экстраполяции. Угол визирования при определении коэффициентов яркости составляет 0° , в то время как при определении контрастов θ изменяется в пределах от 40 до 75° . Особенно большие несоответствия получаются при измерениях на фоне воды, так как коэффициенты яркости воды сильно зависят от угла визирования.

На рис. 1 по данным табл. 1 в качестве примера построены графики зависимости K_λ от z для контраста сухой буро-желтой травы на фоне реки. Как видно из графика, с увеличением высоты происходит убывание

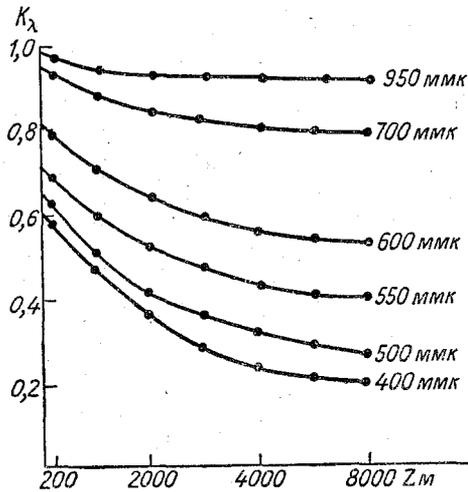


Рис. 1. Изменение с высотой контраста сухой травы на фоне реки в различных участках спектра. Симферополь, осень 1958 г.

контраста, причём градиент изменения контраста с увеличением длины волны быстро убывает. Это соответствует увеличению прозрачности атмосферы и уменьшению наложенной яркости воздушной дымки в красной области спектра.

Характер изменения контраста с высотой при различных углах визирования θ показан на рис. 2, где приводятся полученные при одном из измерений кривые зависимости изменения K_λ от z для двух участков спектра при углах визирования θ 40 и 75° . Здесь выбраны два крайних участка спектра из всего изученного спектрального интервала.

Как видно из графика, ход контраста с высотой изменяется при увеличении угла визирования, причём при больших оптических

толщинах ($\theta = 75^\circ$) это изменение носит более резкий характер и сами величины контрастов значительно меньше. На рис. 3 приводятся аналогичные зависимости для двух значений азимута визирования $\Delta\varphi = 0^\circ$ и $\Delta\varphi = 180^\circ$ (азимут $\Delta\varphi = 0^\circ$ соответствует визированию против солнца). Из графиков видно, что при визировании против солнца убывание контрастов с высотой происходит быстрее, чем при $\Delta\varphi = 180^\circ$; это свидетельствует о вытянутости вперед индикатрисы рассеяния атмосферы.

Была предпринята попытка подобрать эмпирическую формулу, приближенно описывающую характер изменения спектрального контраста с высотой при различных условиях визирования. Наиболее удобно оказалось выразить изменение контраста с высотой экспоненциальной зависимостью вида

$$K(\lambda, z) = K(\lambda, 0) e^{-\gamma(\lambda)z}. \quad (1)$$

Эта эмпирическая зависимость носит приближенный характер и может быть рекомендована для выполнения различных оценочных расчетов. Изменение контраста с высотой зависит от большого числа параметров, описывающих состояние атмосферы, объекта и фона, а также условий освещения и направления визирования. Ограниченность имеющегося экспериментального материала не позволяет определить зависимость γ от всех параметров. Однако некоторые предварительные рекомендации по выбору γ можно сделать. Следует иметь в виду, что

формулой (1) можно пользоваться до $z=6-7$ км, так как по ней контраст обращается в нуль, что на самом деле имеет место только при достаточно больших θ . При малых θ , начиная с некоторой высоты, контраст будет приближаться к постоянной величине.

На рис. 4 приведены графики изменения γ в зависимости от азимута и угла визирования. Наибольшие γ значения соответствуют $\theta=70^\circ$ и $\Delta\varphi=0^\circ$. Различия между γ при разных θ и $\Delta\varphi$ с увеличением длины волны быстро убывают.

Расчеты вертикального хода спектральных контрастов, выполненные по формуле (1), показали хорошее совпадение с экспериментальными данными. Отклонения в отдельных точках рассчитанных и измеренных контрастов, как правило, не превосходят $\pm 10\%$ и в ряде случаев (менее 5%) достигают $\pm 25\%$.

Из выполненных 82 измерений только в 5 случаях вообще не удалось описать вертикальный ход контраста экспоненциальной зависимостью. Величины γ , представленные на графиках, получены в условиях малооблачной или безоблачной погоды при достаточно больших высотах солнца (более 10°). Этим ограничивается и возможность их использования.

Результаты измерений спектральных контрастов могут быть использованы для сопоставления с расчетами, выполненными по теоретической схеме, предложенной в [2] и [3]. Указанная теоретическая схема, которая основывается на некоторых предположениях об аэрозольной структуре атмосферы, пригодна для средних режимных состояний атмосферы.

Представляет интерес оценить, каковы наибольшие возможные расхождения между результатами расчета и экспериментальными данными, полученными для реальных оптических режимов. Возможные систематические расхождения между теорией и экспериментом могут служить основанием для введения уточнений в теоретическую схему. Теоретические расчеты выполнялись по следующей формуле:

$$K(\lambda, z) = \frac{[r_0(\lambda) - r_\phi(\lambda)] e^{-\tau \sec \theta}}{r_0(\lambda) e^{-\tau \sec \theta} + \frac{\pi D(\lambda, z)}{E(\lambda, 0)}}, \quad (2)$$

где $K(\lambda, z)$ — спектральный контраст на уровне z , $r_0(\lambda)$ и $r_\phi(\lambda)$ — спек-

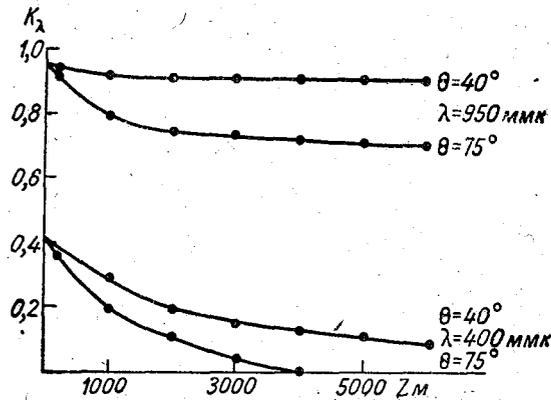


Рис. 2. Вертикальное изменение контраста лиственного леса на фоне моря в зависимости от угла визирования. Сухуми, осень 1958 г.

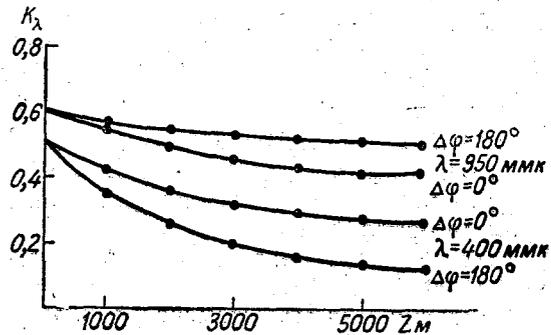


Рис. 3. Вертикальное изменение контраста сухой травы на фоне песка в зависимости от азимута визирования. Актюбинск, лето 1959 г.

тральные яркости объекта и фона, τ — оптическая толщина нижележащего слоя атмосферы, θ — угол визирования, $D(\lambda, z)$ — спектральная

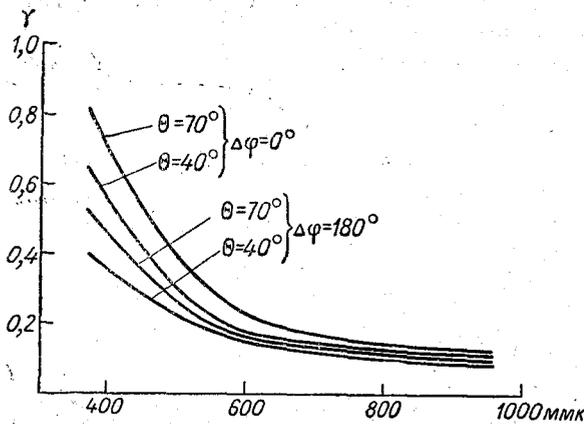


Рис. 4. Графики для определения коэффициента γ при различных условиях визирования.

измерений коэффициента ослабления, которые представлены в [4]. Эти измерения проводились одновременно с измерениями контрастов.

Расчет выполнялся по формуле

$$S_0 = \frac{3,9}{\sigma(0,55; 0)}, \quad (3)$$

где $\sigma(0,55; 0)$ — коэффициент ослабления при $\lambda = 0,55 \mu$ на уровне земли.

Величины $e^{-\tau \sec \theta}$, $D(\lambda, z)$ и $E(\lambda, 0)$ определялись с помощью таблиц [3]. Промежуточные значения, не вошедшие в таблицы, определялись путем интерполяции.

Коэффициенты яркости объекта и фона $r_0(\lambda)$ и $r_\phi(\lambda)$ определялись по измерениям с самолета, которые проводились одновременно с измерениями контрастов [1]. Измерения коэффициентов яркости проводились для каждой пары объект—фон в начале и в конце периода измерений контраста. Для расчетов использовались средние значения, полученные из двух измерений. Значения контрастов на уровне земли получались по экспериментальным данным путем графической экстраполяции. Чтобы легче было проводить сравнение рассчитанных и измеренных контрастов K_n и K_p , их значения на уровне земли $K_n(\lambda, 0)$ и $K_p(\lambda, 0)$ принимались равными. Тогда один коэффициент яркости объекта или фона $r(\lambda)$ брался по результатам измерений, а второй рассчитывался по значению $r(\lambda)$ и $K_n(\lambda, 0)$ по формулам:

$$\left. \begin{aligned} K_n(\lambda, 0) &= \frac{r_0(\lambda) - r_\phi(\lambda)}{r_0(\lambda)} \quad \text{при } r_0(\lambda) > r_\phi(\lambda) \\ K_n(\lambda, 0) &= \frac{r_\phi(\lambda) - r_0(\lambda)}{r_\phi(\lambda)} \quad \text{при } r_\phi(\lambda) > r_0(\lambda) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

По результатам измерений выбирался коэффициент яркости, подверженный наименьшему изменению за период измерений. Так, например, для контрастов леса или степной травы на фоне моря или реки использовались данные по коэффициентам яркости моря и реки, так как они обладают малой пространственной и временной неоднородностью. По-

следнее верно, если измерения не проводились в зеркальных углах и при отсутствии волнения. В табл. 2 даны значения коэффициентов яркости $r(\lambda)$, принятых для расчетов. Значения $r(\lambda)$ при $\lambda=950$ мкм для сопоставления не использовались, так как в этой области теоретические расчеты не проводились.

Таблица 2

Вид поверхности	λ мкм				
	400	500	550	600	700
Река	0,025	0,028	0,027	0,034	0,016
Море	0,049	0,064	0,061	0,043	0,017
Песок	0,27	0,39	0,52	0,58	0,71

Результаты сопоставления вычисленных и измеренных контрастов приведены в табл. 3. Здесь даны величины δ , представляющие собой отношение $K_n(\lambda)/K_p(\lambda)$ для четырех периодов измерений. В каждый период вошли значения $K_n(\lambda)$ для одного и того же объекта и фона, полученные для примерно одинаковых условий визирования.

Таблица 3

z м	λ мкм									
	400	500	550	600	700	400	500	550	600	700
Симферополь, 20/IX—12/X 1958 г. $\theta = 40^\circ$; $\Delta\varphi = 180^\circ$ Трава буро-желтая, сухая — река (14 случаев)					Сухуми, 1—14/X 1958 г. $\theta = 40^\circ$; $\Delta\varphi = 180^\circ$ Лес желто-зеленый листвен- ный — море (9 случаев)					
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
200	1,02	1,02	1,01	1,01	1,00	1,00	1,01	0,99	1,03	1,03
1000	1,31	1,24	1,09	1,06	1,28	1,25	1,01	1,25	1,01	1,25
2000	1,37	1,29	1,12	1,10	1,29	1,23	1,06	1,40	1,06	1,40
3000	1,24	1,22	1,08	1,11	1,07	1,09	1,05	1,46	1,05	1,46
4000	1,21	1,21	1,10	1,13	0,99	1,03	1,09	1,55	1,09	1,55
5000	1,24	1,20	1,11	1,17	1,02	1,08	1,10	1,65	1,10	1,65
6000	1,20	1,15	1,10	1,14	0,84	0,99	1,07	1,67	1,07	1,67
Актубинск, $\theta = 40^\circ$, $\Delta\varphi = 180^\circ$ Степь темно-зеленая — песок, барханы										
19—26/V 1959 г. (8 случаев)					6—16/VI 1959 г. (10 случаев)					
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
200	1,00	1,07	1,02	1,03	1,02	1,12	1,10	1,06	1,06	0,99
1000	0,90	1,02	1,03	1,06	1,04	1,14	1,13	1,04	1,11	0,99
2000	0,81	1,00	1,09	1,08	0,96	1,10	1,11	1,07	1,14	1,00
3000	0,75	0,94	1,06	1,08	0,94	0,96	1,06	1,02	1,08	1,00
4000	0,60	0,97	1,04	1,09	0,92	0,92	1,00	1,00	1,06	0,98
5000	0,61	0,93	1,02	1,09	0,89	0,82	0,94	0,95	1,04	0,98
6000	0,54	0,90	1,02	1,09	0,89	0,77	0,96	0,96	1,07	0,97

Анализ этих таблиц показывает, что для средних значений контрастов имеет место удовлетворительное совпадение расчетных значений с измеренными. Ошибка, как правило, не превосходит $\pm 10\%$ и только в отдель-

ных случаях для некоторых спектральных интервалов увеличивается до $\pm 50\%$. Наибольшее расхождение расчетных и экспериментальных значений наблюдается в области 400 мкм, где они могут быть объяснены большими погрешностями измерения, получающимися при малых абсолютных значениях контрастов. Как видно из приведенного материала, систематических расхождений не имеется.

Если произвести сопоставление результатов измерений и расчета для каждого случая измерений, которое здесь из-за недостатка места не приводится, то в 90% случаев расхождения составляют менее $\pm 10\%$, а наибольшее отклонение не превосходит $\pm 50\%$. Только в области 400 мкм наблюдается несколько худшее совпадение. В целом для рассмотренных условий состояния атмосферы (безоблачное или малооблачное небо при видимости ≥ 20 км) и визирования ($\theta = 40^\circ$, $\Delta\varphi = 180^\circ$) наблюдается вполне удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента. Нет оснований полагать, что при других условиях визирования можно получить значительное отличие от приведенных выше результатов.

В заключение автор выражает свою признательность профессору К. С. Шифрину за обсуждение отдельных вопросов, изложенных в статье, а также младшему научному сотруднику Л. Н. Гусевой и старшему технику З. П. Кобловой за помощь в обработке многочисленного экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович Ю. И. Самолетная аппаратура для измерения спектральных оптических характеристик атмосферы и подстилающей поверхности. Труды ГГО, вып. 100, 1959.
2. Шифрин К. С. и Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
3. Шифрин К. С., Пятковская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеиздат, Л., 1959.
4. Рабинович Ю. И. Вертикальное распределение аэрозольного ослабления в тропосфере. (См. наст. выпуск).

Ю. И. РАБИНОВИЧ, Л. Н. ГУСЕВА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

В статье рассматриваются результаты спектральных измерений прямой солнечной радиации в видимой области спектра. Предложена аналитическая зависимость между спектральными и общим коэффициентами прозрачности.

Исследования спектрального состава прямой солнечной радиации в поверхности земли необходимы для решения ряда атмосферно-оптических задач, в частности, для решения задач, связанных с определением негоризонтальной видимости. Исследования спектральной прозрачности атмосферы проводились рядом исследователей и в 1942 г. рассмотрены в работе М. В. Севастьяновой [1], где рекомендованы стандартные коэффициенты прозрачности для реальной атмосферы. В дальнейшем в этой области был выполнен ряд работ, например [2], [3], в которых для монохроматизации прямой солнечной радиации использовались интерференционные светофильтры. В предлагаемой статье описаны исследования спектральной прозрачности атмосферы, проведенные с целью уточнения средних значений коэффициента прозрачности в видимой области спектра в различных географических районах для разных сезонов года, а также для получения корреляционных зависимостей между спектральными коэффициентами прозрачности и общим актинометрическим коэффициентом прозрачности, определяемым по данным стандартных актинометрических измерений.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИИ И АППАРАТУРА

Для спектральных измерений прямой солнечной радиации были использованы интерференционные светофильтры, возможность применения которых в подобных исследованиях была показана в [2]. В качестве приемника использовался сетевой термоэлектрический актинометр Ю. Д. Янишевского, снабженный дополнительной радиационной защитой, поскольку величина измеряемых потоков на 3—4 порядка меньше, чем при измерении прямой солнечной радиации без фильтров. Измерение таких малых потоков оказалось возможным осуществить после применения фотоэлектрооптического усилителя ФЭОУ. Измерительное устройство было собрано по компенсационной схеме с использованием потенциометра с нормальным элементом типа ПП, как это рекомендовано в [4].

Принципиальная схема измерительной установки приведена на рис. 1. Электродвижущая сила, получаемая в актинометре под воздействием падающей радиации, служит для создания тока i_1 в контуре I. Этот ток компенсируется током i_2 , создаваемым в контуре II за счет электродви-

жущей силы потенциометра *ПП*. В этом случае имеется некоторое отличие схемы от компенсационной, так как в момент отсчета по шкале потенциометра через него протекает ток i_2 . Величина погрешности будет определяться соотношением между сопротивлениями $R_1 - R_3$, R_0 и входным сопротивлением *ПП*. Сопротивления $R_1 - R_3$ переключаются в зависимости от величины измеряемой э. д. с. Наибольшая погрешность соот-

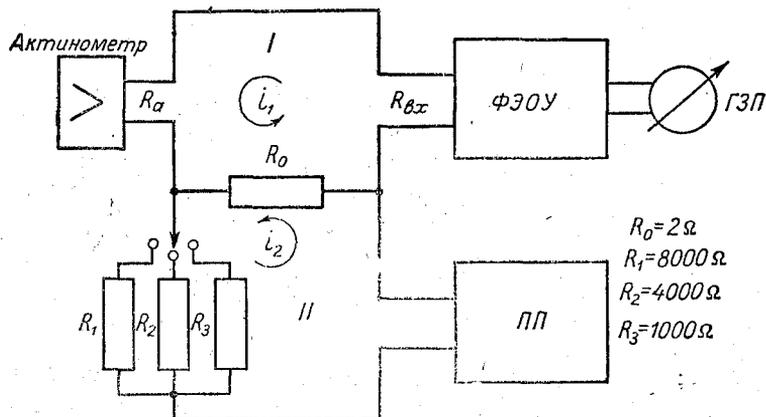


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

ветствует величине $R_3 = 1000$ ом. Расчеты показывают, что погрешности не превышают $\pm 3\%$, а общая погрешность измерения, включая погрешность нуль-индикатора и температурные погрешности, не превосходит $\pm 5\%$. Температурные погрешности *ПП* исследовались и оказались незначительными. В качестве нуль-индикатора компенсационной схемы

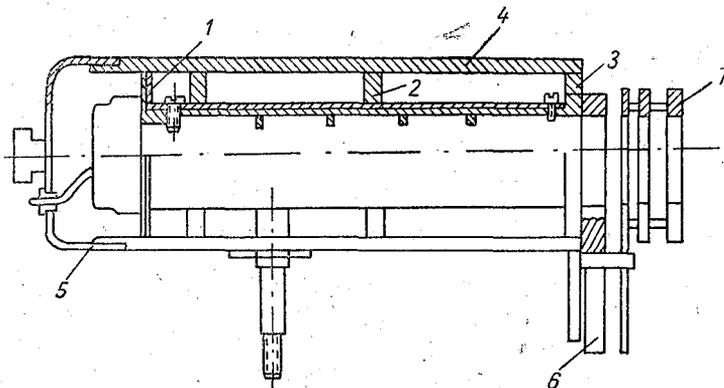


Рис. 2. Конструкция актинометра после переделки.

используется переносный гальванометр ГЗП-47 ($R_{вн} = 17$ ом, $C_i = 8 \cdot 10^{-8}$ а/дел). Использование компенсационной схемы позволяет избавиться от погрешности за счет изменения параметров ФЭОУ и ГЗП-47 от температуры и напряжения питания лампы осветителя ФЭОУ. Как уже указывалось, изменение конструкции конструкции актинометра свелось к устройству дополнительной радиационной защиты и поворотного диска с интерференционными светофильтрами. На рис. 2 показана конструкция актинометра, использованного в работе. Массивные медные кольца 1, 2, 3 плотно надеты на трубку и корпус термобатареи актинометра. Сверху на

кольце посажена медная трубка 4, хромированная снаружи. Задняя сторона закрыта крышкой 5 с отверстием для выводов проводов от термоматареи. Массивный алюминиевый диск 6 с интерференционными светофильтрами закрыт с наружной стороны медным хромированным диском, защищающим светофильтры от нагревания прямыми солнечными лучами. Рабочий светофильтр защищен дополнительно блендой из двух дисков с отверстиями 7. Конструкция выполнена таким образом, что угол зрения актинометра уменьшен незначительно по сравнению со стандартным. Данные использованных светофильтров приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ свето- фильтра	Длина волны, соответ- ствующая максималь- ному пропусканию (мк)	Ширина полосы про- пускания в середине максимума (мк)	Коэффициент пропускания
1	0,400	0,008	0,43
2	0,496	0,010	0,54
3	0,596	0,013	0,27
4	0,700	0,011	0,22

Измерения прямой солнечной радиации проводились в ясные, с устойчивыми погодными условиями дни при высотах солнца от 3—5° с интервалами в 15—30 мин. в течение всего светлого времени суток. Около полудня интервалы между измерениями увеличивались до одного-полутора часов. На основании обработки данных за ряд отобранных дней были определены значения спектральных солнечных постоянных для каждого светофильтра методом Буге—Ламберта. Значения интенсивности прямой солнечной радиации на границе атмосферы $I_{0\lambda}$ использовались для определения оптической толщины атмосферы τ_λ . Вычисления выполнялись по формуле:

$$\tau_\lambda = \frac{1}{m} \ln \frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda}, \quad (1)$$

где m — масса атмосферы, $I_{0\lambda}$, I_λ — интенсивность прямой радиации на верхней границе атмосферы и у поверхности земли соответственно. Абсолютные значения I_λ и $I_{0\lambda}$ для определения τ_λ , как видно из формулы (1), знать нет надобности, однако для актинометра с фильтрами был определен переводный множитель, с помощью которого можно определить и абсолютные значения энергии, приходящие в использованных для измерений спектральных интервалах. Коэффициенты прозрачности определялись по формуле

$$P_\lambda = e^{-\tau_\lambda}. \quad (2)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Спектральные измерения прямой солнечной радиации, результаты которых приводятся ниже, выполнялись в 1958—1959 гг. Наблюдения проводились в 7 географических районах летом, зимой и осенью. Всего было выполнено и обработано свыше 600 отдельных измерений, относящихся к условиям ясной безоблачной погоды при устойчивых состояниях атмосферы. Критерием отбора данных служило постоянство коэффициента прозрачности атмосферы в течение светлого времени суток, что

соответствует хорошему совпадению данных измерений с прямой Бугера. Изменения внеатмосферных значений прямой солнечной радиации в каждом спектральном интервале также являлись характеристикой правильности использования метода Бугера для определения коэффициента прозрачности. Солнечные постоянные определялись в 18 случаях, и их наибольшие отклонения от среднеарифметической величины не превосходили $\pm 10\%$. Такие колебания солнечной постоянной за весь период измерений могут быть обусловлены как погрешностями измерений и расчета, так и незначительными колебаниями спектральных характеристик светофильтров, связанных с изменением температуры и смещениями фильтров относительно оси измеряемого потока прямой радиации. Следует заметить, что фактическая погрешность результатов измерений за счет колебаний солнечной постоянной значительно меньше, так как для каждого периода измерений использовалась своя средняя солнечная постоянная, полученная из нескольких отобранных измерений. Для удобства использования результатов измерений они выражались в оптических толщинах, а не в коэффициентах прозрачности.

Таблица 2

λ ммк	25/VI	26/VI	27/VI	28/VI	19/IX	20/IX	22/IX	23/IX	26/IX	27/IX	1/X	2/X
400	0,54	0,64	0,67	0,64	0,39	0,40	0,43	0,40	0,47	0,46	0,61	0,52
500	0,42	0,51	0,59	0,51	0,25	0,29	0,34	0,33	0,38	0,20	0,48	0,33
600	0,24	0,32	0,39	0,32	0,14	0,14	0,20	0,18	0,18	0,16	0,22	0,20
700	0,23	0,28	0,35	0,34	0,10	0,12	0,17	0,12	0,12	0,19	0,23	0,14
$\Delta\%$	15	14	20	15	25	21	41	38	40	36	26	25

λ ммк	4/X	5/X	6/X	8/X	9/X	10/X	11/X	12/X	13/X	14/X	3/III	5/III
400	0,55	0,58	0,58	0,64	0,45	0,55	0,57	0,43	0,40	0,56	0,65	0,51
500	0,33	0,26	0,44	0,27	0,30	0,27	0,40	0,27	0,23	0,38	0,54	0,36
600	0,15	0,11	0,25	0,22	0,13	0,24	0,25	0,12	0,10	0,21	0,37	0,23
700	0,20	0,26	0,25	0,26	0,12	0,10	0,20	0,10	0,09	0,16	0,29	0,18
$\Delta\%$	17	13	16	15	25	21	8	20	22	14	8	14

λ ммк	6/III	9/III	16/III	13/III	14/III	30/III	31/III	19/V	22/V	23/V	25/V	26/V
400	0,41	0,40	0,34	0,43	0,43	0,36	0,37	0,44	0,47	0,57	0,50	0,42
500	0,28	0,28	0,22	0,29	0,30	0,24	0,24	0,34	0,38	0,46	0,42	0,34
600	0,16	0,13	0,11	0,15	0,15	0,13	0,13	0,17	0,22	0,26	0,24	0,18
700	0,14	0,10	0,07	0,11	0,10	0,08	0,07	0,17	0,21	0,27	0,21	0,15
$\Delta\%$	7	26	28	10	7	7	19	21	5	4	4	7

λ ммк	6/VI	7/VI	8/VI	9/VI	10/VI	11/VI	12/VI	13/VI	14/VI	15/VI	16/VI
400	0,43	0,47	0,67	0,51	0,56	0,65	0,56	0,68	0,59	0,58	0,58
500	0,36	0,39	0,62	0,41	0,47	0,52	0,42	0,53	0,45	0,43	0,40
600	0,21	0,20	0,44	0,21	0,25	0,30	0,24	0,30	0,23	0,20	0,14
700	0,15	0,18	0,39	0,20	0,24	0,27	0,23	0,28	0,25	0,27	0,29
$\Delta\%$	11	20	19	32	35	33	17	10	12	20	20

В табл. 2 приводятся некоторые данные по средним за день спектральным оптическим толщинам атмосферы, полученным за весь период измерений в различных пунктах. Здесь же указаны наибольшие отклонения оптических толщин в процентах от средней оптической толщины для спектрального интервала, у которого отклонения были в течение дня наибольшими. Как видно из данных таблицы, изменение прозрачности в течение дня незначительно и, как правило, не превосходит $\pm 20-25\%$. Характер изменения прозрачности в течение дня связан, по-видимому, с развитием турбулентности атмосферы в полуденные часы и с азимутальной неоднородностью атмосферы относительно точки наблюдения. В качестве примера на рис. 3, 4 даны графики изменения прозрачности в течение дня в районе Сухуми, где существенна азимутальная неоднородность атмосферы, и в Актюбинске, где изменение прозрачности в основном определяется развитием турбулентности. Минимальные помутнения в Сухуми соответствуют послеполуденному времени, когда азимут солнца соответствует направлению на море. При наблюдениях в Актюбинске наибольшие помутнения соответствуют полуденному времени, когда турбулентный обмен в атмосфере достигает максимума.

Таблица 3

Пункт наблюдений	Коэффициенты прозрачности среднее за период (ммк)				Сезон
	400	500	600	700	
Ашхабад	0,63	0,70	0,83	0,85	Лето
Сухуми	0,54	0,60	0,73	0,74	Осень
Сухуми	0,56	0,69	0,82	0,82	
Симферополь	0,63	0,75	0,82	0,84	Зима
Курган	0,69	0,78	0,88	0,91	
Уфа	0,65	0,74	0,86	0,90	"
Актюбинск	0,59	0,66	0,76	0,80	Лето
Актюбинск	0,58	0,65	0,80	0,80	
Ленинград	0,70	0,79	0,88	0,92	Зима

Представляет интерес рассмотреть вопрос о сезонном и широтном ходе коэффициента прозрачности атмосферы. В табл. 3 приведены данные по средним величинам коэффициентов прозрачности в разные сезоны по различным географическим пунктам. Эти данные показывают, что колебания коэффициентов прозрачности незначительны и только зимние наблюдения в Ленинграде дают повышенные значения коэффициента прозрачности, связанные с затоком арктических воздушных масс в конце марта, к которому относятся эти измерения. Приведенные данные позволяют определить средние коэффициенты прозрачности, которые могут быть рекомендованы как стандартные для выполнения различных климатических расчетов, относящихся к условиям устойчивой ясной погоды. Полученные средние коэффициенты прозрачности представлены в табл. 4, где для сравнения приведены данные по средним коэффициентам прозрачности, полученные в [1].

Таблица 4

Данные	λ ммк			
	400	500	600	700
Авторов	0,602	0,694	0,800	0,860
М. В. Севастьяновой	0,545	0,700	0,760	0,840

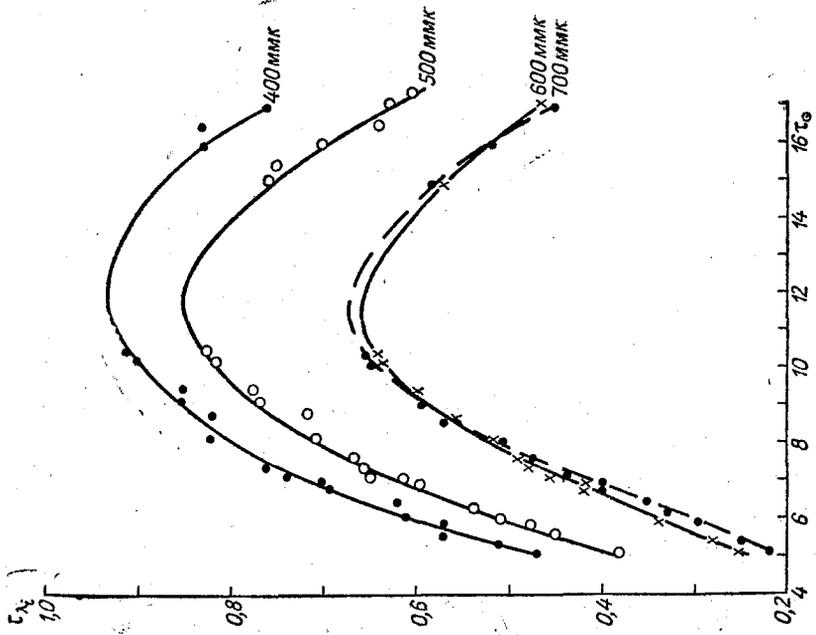


Рис. 4. Суточный ход прозрачности в районе Актюбинска.

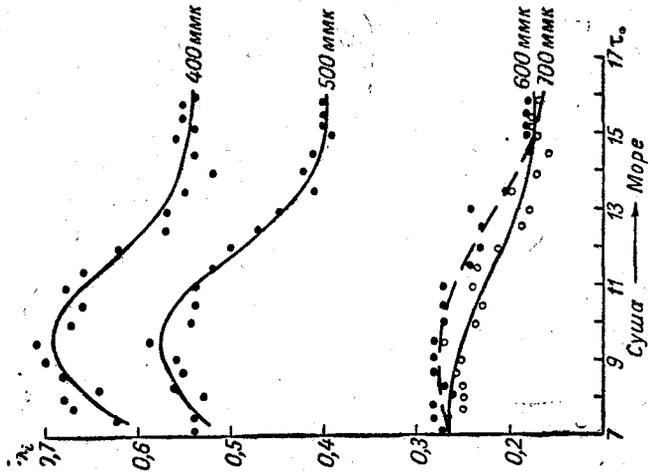


Рис. 3. Суточный ход прозрачности в районе Сухуми.

На рис. 5 приводится график зависимости средних коэффициентов прозрачности от длины волны. Как видно из графика, эта зависимость с удовлетворительной степенью точности носит линейный характер. Следует заметить, что данные, относящиеся к длине волны $\lambda = 700$ ммк, исправлены на влияние поглощения водяного пара в этой области (полоса α). Учет поглощения приводится по формуле

$$\tau_{\lambda}^{\alpha} = K_{\Delta\lambda}^{\alpha} W_{\infty}. \quad (3)$$

Величина коэффициента поглощения $K_{\Delta\lambda}^{\alpha} = 0,020 \text{ см}^2/\text{г}$ взята из [5], а общее содержание водяного пара в атмосфере W_{∞} рассчитано по формуле.

$$W_{\infty} \text{ г/см}^2 = 0,157e_0, \quad (4)$$

где e_0 — упругость водяного пара у земли или абсолютная влажность в миллиметрах ртутного столба. Формула (4) взята по данным [7]. Указанные поправки обычно не превышали 2—5% измеряемой величины.

Большой интерес для решения ряда практических вопросов, связанных с расчетами наклонной дальности видимости, представляет получение корреляционных связей спектральной прозрачности атмосферы с общей прозрачностью, получаемой по данным актинометрических наблюдений. Была предпринята попытка получить корреляционные зависимости между спектральной и общей оптической толщиной атмосферы. Эта связь находилась в виде линейного уравнения

$$\tau_{\lambda} = A + B\tau_0, \quad (5)$$

где τ_{λ} и τ_0 — соответственно спектральная и общая оптическая толщина атмосферы.

Результаты расчетов показали, что такая зависимость получается с достаточно высоким коэффициентом корреляции σ , что иллюстрируется данными табл. 5.

Таблица 5

λ ммк	A	B	σ
400	0,25	0,90	0,70
500	0,10	1,10	0,79
600	0,03	0,70	0,68
700	0,00	0,90	0,78

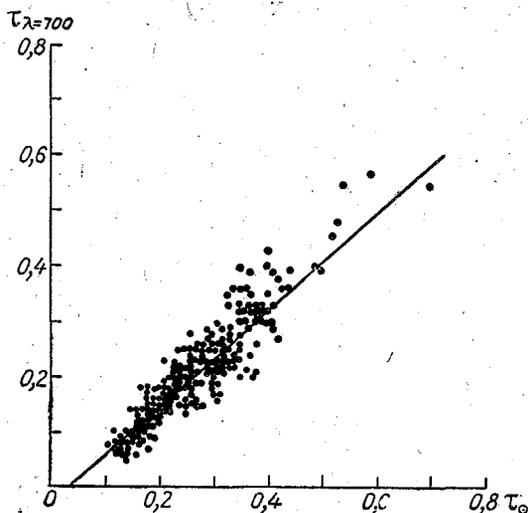


Рис. 5. Корреляционная зависимость спектральной прозрачности с общей прозрачностью атмосферы.

По данным табл. 5 на рис. 6 построены графики зависимости коэффициентов A и B от длины волны. Поскольку наши измерения выполнялись для отдельных спектральных интервалов, ход кривых $A_{(\lambda)}$ и $B_{(\lambda)}$ между

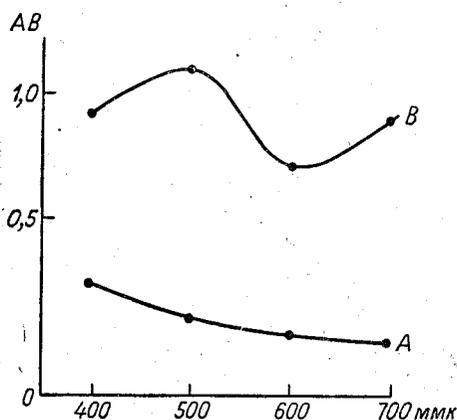


Рис. 6. Зависимость коэффициентов A и B от длины волны.

точками носит достаточно приближенный характер. Однако, пользуясь этими графиками, можно определить ориентировочные значения спектральных оптических толщин по данным актинометрических измерений. Например, можно определить спектральную оптическую толщину атмосферы, соответствующую визуальному наблюдению для $\lambda = 550$ ммк. В этом случае $\tau_{\lambda} = 0,05 + 0,95 \tau_0$, что соответствует практическому совпадению величин τ_{λ} и τ_0 . Этот вывод дает возможность при расчетах визуальных характеристик прозрачности атмосферы пользоваться стандартным актино-

метрическим коэффициентом прозрачности.

В наблюдениях и их обработке активное участие принимала старший техник ГГО З. П. Коблова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Севастьянова М. В. Спектральный состав дневного света при фотосъемке. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геоф., № 4, 1942.
2. Никитинская Н. И. Опыт применения интерференционных светофильтров в актинометрии. Диссертация, ГГО, 1949.
3. Никитинская Н. И. Применение интерференционных фильтров для спектральных исследований солнечной радиации. Труды ГГО, вып. 26 (88), 1951.
4. Красильщиков Л. Б. и Броунштейн А. М. Компенсационный метод измерения малых э. д. с. с помощью электрооптического усилителя. ПТЭ, 1961.
5. Логинова З. А. О селективном поглощении прямой солнечной радиации в атмосфере. Труды ГГО, вып. 26 (88), 1951.
6. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия солнца. Гидрометеоздат, Л., 1954.
7. Барашкова Е. П. Зависимость длинноволновой радиации атмосферы от метеорологических условий. Труды ГГО, вып. 100, 1960.

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АРКТИЧЕСКИХ МАСС ВОЗДУХА

Работа посвящена исследованию спектрофотометрических характеристик арктических масс воздуха в условиях Ленинградской области. Указанные характеристики отличают чистый арктический воздух от воздушных масс другого происхождения.

В одной из наших предыдущих работ [3] отмечался факт хорошего совпадения коэффициентов спектральной прозрачности толщи атмосферы в ультрафиолетовой области спектра 372 мкм для арктических масс воздуха, а также высокие значения этого коэффициента.

Во многих более ранних работах, посвященных классификации фактора мутности T в зависимости от происхождения воздушной массы, также отмечались низкие значения T для арктических масс воздуха и большое их постоянство. Особенно хорошее совпадение значений T в арктических массах имело место в условиях Ленинградской области [1]. Последнее обстоятельство обусловлено, вероятно, тем фактом, что арктический воздух, попадая в Европу обычно с северо-востока, северо-запада или запада (чаще всего из района Гренландия — Шпицберген), в условиях Ленинградской области еще не успевает значительно изменить свои оптические свойства под влиянием подстилающей поверхности. Кроме того, эти массы обладают весьма малым влажосодержанием и отменной даже в учебниках высокой прозрачностью [2]. Согласно [6], эти два фактора — содержание влаги и прозрачность атмосферы — тесно связаны друг с другом.

Высокое значение коэффициента спектральной прозрачности арктических масс воздуха представляет несомненный практический интерес: при наличии этих масс облегчаются астрономические наблюдения, улучшаются условия горизонтальной и наклонной видимости, а также условия аэрофотосъемки.

Прибытие арктического воздуха может быть предсказано по синоптической карте, поэтому следовало бы подвергнуть специальному изучению и другие оптические характеристики этого воздуха (учитывая возможную трансформацию).

Исследования спектральной прозрачности толщи атмосферы велись в Ленинградской области в пос. Сосново, Сосновского района, в 83 км к северу от Ленинграда. При наблюдениях применялся актинометр с набором узкополосных интерференционных светофильтров, эффективные длины волн которых находились вблизи 372, 406, 464, 532, 608, 650, 715 и 805 мкм, эффективная же ширина областей пропускания светофильтров составляла от 8 до 40 мкм. Методика измерений, а также способ экстраполяции I_{λ} за атмосферу описаны ранее [4], [5]. Все измерения выполнены в относительных единицах. В нашем распоряжении имеется 17 случаев

(из 58) наблюдения арктических масс воздуха в различные дни июля, августа, сентября и октября 1951 г. При этом дважды имеется пометка о трансформации воздуха.

Для всех дней наблюдений, бывших в нашем распоряжении, построены прямые Бугера—Ламберта для более точного определения величин $I_{\lambda m}$ (интенсивности солнечного света в заданной спектральной области при определенном значении пронизанных солнечным лучом масс атмосферы), однако величины I_0 , получены только для дней, отличавшихся высоким постоянством прозрачности [4]. Определение p_λ производилось по формуле Бугера.

В табл. 1 приведены результаты вычислений коэффициента спектральной прозрачности толщи атмосферы p_λ в исследованных нами участках спектра для околополуденных часов. Одновременно с этим приводятся величины p_λ^* аэрозольного компонента спектральной прозрачности, полученные путем исключения релейевской составляющей. В нужных случаях введены поправки на поглощение озоном в полосе Шаппюи [7].

В табл. 1 дано также значение $\Delta\lambda$, означающее поправку к эффективной длине волны фильтра, пропускающего вблизи 372 мкм. Кривая пропускания этого фильтра за период измерений сместилась на 8 мкм в сторону длинных волн. При определении p_λ^* учет этого смещения оказался необходимым.

Как видно из приведенной таблицы, полуденные значения величин p_λ совпадают для различных дней наблюдения с весьма высокой точностью, особенно если воздушные массы не претерпели трансформации. Например, в области спектра 406 мкм наивысшее наблюдаемое значение p_λ составило 0,698, а низшее — 0,683 (случаи трансформации исключены).

Рассматривая бугеровские прямые, построенные для тех дней наблюдений, в течение которых господствовал арктический воздух, мы убеждаемся также в том, что суточные изменения коэффициентов p_λ сказываются в этих случаях значительно менее резко и обычно имеют место в тех случаях, когда есть пометка о трансформации воздуха.

Следует отметить, что местные загрязнения воздуха, являющиеся серьезными помехами в работе, могут в ряде случаев пройти незамеченными; например, в наших измерениях для 5/VIII в течение первой половины суток получены отличные бугеровские прямые, дающие хорошее совпадение $\lg I_{0\lambda}$ с теми днями, которые приняты для экстраполяции за атмосферу, но во второй половине дня наблюдались обычные пониженные значения I_λ и более крутой наклон бугеровской прямой с сохранением, однако, такой же отличной линейности. В журнале наблюдений была найдена пометка о возможном влиянии лесного пожара в этот день для второй половины дня, однако такое же точно явление во второй половине дня для 26/VII осталось без объяснения.

О постоянстве спектральной прозрачности толщи атмосферы для арктических масс воздуха в течение различных дней свидетельствует также рис. 1, на котором приведены непосредственные измерения I_λ для $\lambda=406$ мкм, полученные нами в относительных единицах для всех дней наблюдения арктических масс воздуха без исключения. Как видно на рис. 1, все величины p_λ укладываются около значения $0,680 \pm 0,012$, т. е. с весьма высокой точностью. Вместе с тем полученные для других воздушных масс значения I_λ , также представленные на рис. 1, дают столь значительные отклонения от среднего значения p_λ , что определение этого значения вряд ли интересно без введения каких-либо дополнительных указаний.

Несомненный интерес представляют также значения коэффициентов p_{λ}^* .

Таблица 1 свидетельствует о том, что в различные дни значения p_{λ}^* для арктических масс воздуха практически не отличаются друг от друга в разных спектральных участках. Исключение составляют случаи трансформированного воздуха, для которых наблюдалась отчетливо выраженная зависимость p_{λ}^* от длины волны. При внимательном рассмотрении табл. 1 можно заметить лишь два случая несколько пониженных значений p_{λ}^* : в областях спектра 650 и 715 мкм для 25/VII и в области 372 мкм для 27/VII, а также один случай повышенного значения p_{λ}^* в области 615 мкм для 26/VII, что, очевидно, связано с пониженным селективным поглощением озона в области Шаппю.

Отсутствие зависимости между p_{λ}^* и λ свидетельствует о преоблада-

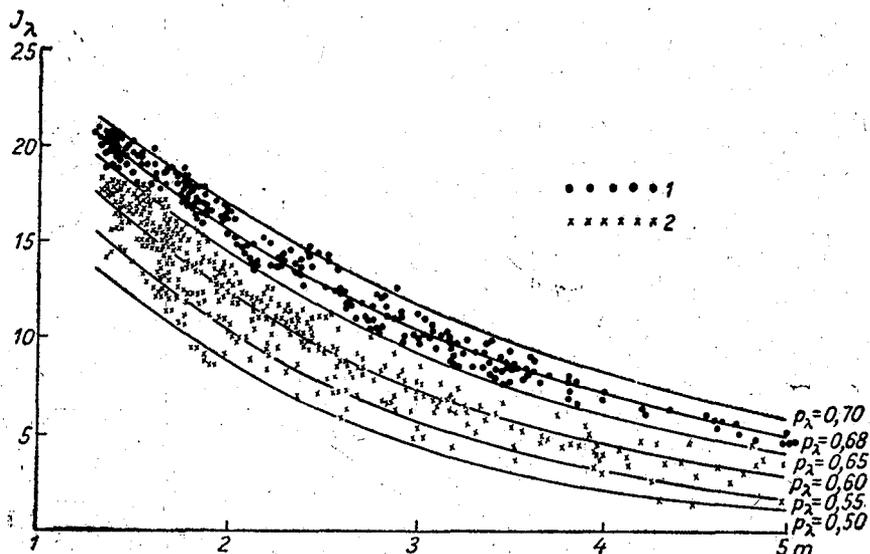


Рис. 1.

1 — арктические массы воздуха, 2 — массы воздуха, прибывшие из других районов.

нии нейтрального рассеяния частицами аэрозоля, взвешенными в арктическом воздухе и, следовательно, об их относительно больших размерах (по отношению к длине волны света). Нейтральное рассеяние света аэрозолем приводит также к тому, что ультрафиолетовые и вообще коротковолновые участки спектра будут ослабляться атмосферой в этом случае в меньшей степени, чем при наличии зависимости между p_{λ}^* и λ , которая наблюдалась нами для воздушных масс, прибывших из других районов. Таким образом, мы приходим к следующим заключениям.

1. Для случаев чистого арктического воздуха наблюдается высокое постоянство значений коэффициента спектральной прозрачности толщи атмосферы p_{λ} , причем аэрозольное рассеяние можно считать практически нейтральным.

2. Величины I_{λ} , наблюдаемые нами для арктических масс, особенно значительно отличаются от соответствующих значений I_{λ} для других воздушных масс в более коротковолновых участках, что обусловлено различным характером зависимости p_{λ} от длины волны.

Таблица 1

Дата	λ ММК												Δλ				
	372		406		464		532		615		650			715		805	
	P_{λ}	P_{λ}^*		P_{λ}	P_{λ}^*	P_{λ}	P_{λ}^*										
20/VII	0,581	0,922	0,683	0,938	0,782	0,939	0,842	0,936	0,846	0,932	0,888	0,930	0,913	0,942	0,913	0,931	
21/VII	0,598	0,949	0,685	0,941	0,782	0,939	0,847	0,941	0,860	0,947	0,898	0,941	0,913	0,942	0,927	0,946	
23/VII	0,591	0,938	0,685	0,941	0,783	0,940	0,850	0,944	0,867	0,952	0,898	0,941	0,916	0,945	0,927	0,946	
24/VII	0,599	0,950	0,683	0,939	0,787	0,945	0,843	0,937	0,863	0,949	0,892	0,935	0,920	0,949	0,933	0,952	
25/VII	0,594	0,943	0,683	0,949	0,785	0,944	0,843	0,937	0,863	0,949	0,882	0,924	0,900	0,929	0,931	0,949	
26/VII	0,594	0,943	0,695	0,954	0,792	0,952	0,849	0,943	0,873	0,960	0,893	0,935	0,918	0,948	0,935	0,951	
27/VII	0,581	0,922	0,687	0,944	0,787	0,945	0,847	0,941	0,869	0,955	0,902	0,944	0,913	0,942	0,932	0,951	
5/VIII	0,605	0,945	0,694	0,953	0,796	0,955	0,859	0,955	0,869	0,955	0,913	0,955	0,916	0,946	0,930	0,948	
7/IX	0,613	0,943	0,692	0,950	0,794	0,954	0,862	0,958	0,867	0,952	0,913	0,955	0,924	0,954	0,934	0,953	
8/IX	0,613	0,943	0,689	0,946	0,792	0,952	0,857	0,952	0,867	0,952	0,913	0,955	0,920	0,950	0,939	0,958	
9/IX	0,615	0,946	0,692	0,950	0,786	0,944	0,855	0,950	0,867	0,952	-0,904	0,947	0,924	0,954	0,935	0,954	
10/IX	0,613	0,943	0,685	0,941	0,787	0,945	0,850	0,944	0,860	0,945	0,900	0,943	0,920	0,950	0,931	0,950	
11/IX ¹	0,595	0,907	0,684	0,912	0,760	0,919	0,834	0,927	0,850	0,934	0,893	0,935	0,913	0,942	0,929	0,948	
23/IX	0,618	0,942	0,683	0,939	0,783	0,940	0,848	0,942	0,863	0,949	0,897	0,940	0,916	0,945	0,936	0,954	
12/X ¹	0,595	0,907	0,658	0,903	0,766	0,919	0,834	0,927	0,850	0,934	0,894	0,936	0,913	0,942	0,931	0,950	
26/X ²	0,621	0,947	0,688	0,945	0,788	0,946	0,855	0,948	0,872	0,956	0,908	0,950	0,929	0,959			
27/X	0,613	0,935	0,690	0,948	0,787	0,945	0,857	0,952	0,863	0,946	0,905	0,948	0,922	0,951	0,937	0,956	

¹ Трансформированные массы воздуха.

² $m = 5$ до полудня.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полякова М. Н., Сивков С. И., Терновская К. В. Актиметрические характеристики воздушных масс по наблюдениям в Слуцке и Курске. Журнал геофиз., т. V, вып. 1, 1935.
2. Оболенский В. Н. Курс метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1944.
3. Никитинская Н. И. Опыт исследования изменчивости спектрального коэффициента прозрачности толщи атмосферы. Труды 2-й Всес. конф. по актиметрии и атмосферной оптике. Гидрометеиздат, Л., 1961.
4. Никитинская Н. И. О применимости метода Бугера—Ламберта для определения спектральной прозрачности толщи атмосферы. Труды 2-й Всес. конф. по актиметрии и атмосферной оптике. Гидрометеиздат, Л., 1961.
5. Никитинская Н. И. Применение интерференционных фильтров для спектральных исследований солнечной радиации. Труды ГГО, вып. 26, 1951.
6. Fowle E. The spectroscopic determination of water-vapour content. Astrophys. Journ., 35, No 4, 1912.
7. Vigoux E. Contribution a l'etude experimentale de l'absorption de l'ozone. Ann. Phys., 8, 709, 1953.

Т. Д. ВОЙТИКОВА

ОЦЕНКА ВКЛАДА CO_2 В ИНТЕГРАЛЬНУЮ ФУНКЦИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ ОДНОРОДНЫХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СЛОЕВ ВОЗДУХА

В статье оценено влияние колебаний в содержании CO_2 в воздухе на функцию поглощения однородных горизонтальных слоев воздуха при различных влажностях для случая направленного излучения от абсолютно черного тела с температурой 293°K .

До сих пор в работах, связанных с расчетом функции поглощения A или пропускания $D = 1 - A$, содержание углекислого газа в воздухе или не учитывалось совсем, или считалось постоянным и равным среднему значению его содержания в атмосфере (0,03% по объему). В действительности же объемное содержание углекислого газа в воздухе может существенно изменяться (в 2—5 раз) от места к месту и в данном пункте в зависимости от времени дня и года, от влияния местных условий (подстилающей поверхности, растительного покрова, близости промышленных центров, освещенности, направления ветра и т. п.). Минимальное количество углекислого газа, наблюдаемое до настоящего времени, составляет 0,015% [5], [6], максимальное, наблюдаемое этими же авторами, — 0,078%.

Для случая диффузной нисходящей радиации вклад в функцию пропускания за счет CO_2 был оценен в работе [3].

Нами была произведена оценка вклада, вносимого в функцию поглощения за счет углекислого газа, для однородных горизонтальных слоев воздуха в приземной атмосфере. Необходимость в расчетах такого рода возникла в связи с исследованиями функции пропускания в полевых условиях, производимых в ГГО [4].

Целью настоящей работы было выяснение целесообразной точности, с которой необходимо измерять содержание CO_2 при экспериментальных исследованиях функции пропускания длинноволновой радиации.

Оценка производилась по схеме, предложенной Ф. Н. Шехтер [1]. Согласно этой схеме, для функции пропускания параллельной радиации слоем конечной длины $D(u, U_{\text{CO}_2})$ имеем

$$D(u, U_{\text{CO}_2}) = D_{\text{H}_2\text{O}}(u) - D_{13}^{17}(u) \cdot A_{\text{CO}_2}(U_{\text{CO}_2}).$$

Здесь u — количество водяного пара в слое воздуха, поглощающего радиацию, выраженное в сантиметрах осажденной воды; U_{CO_2} — высота в сантиметрах столба углекислого газа, приведенного к нормальному давлению;

$$D_{\text{H}_2\text{O}}(u) = \frac{\int_0^\infty E_\lambda e^{-k_\lambda^w u} d\lambda}{E}$$

— функция пропускания слоя воздуха толщиной u , обусловленная только водяным паром (в случае когда CO_2 отсутствует), выраженная в процентах от излучения черного тела;

$$D_{13}^{17}(u) = \frac{\int_{13}^{17} E_{\lambda} e^{-k_{\lambda}^w u} d\lambda}{\int_{13}^{17} E_{\lambda} d\lambda}$$

— функция пропускания водяного пара в области 13—17 мк, т. е. доля радиации, пропущенной слоем толщиной u , по отношению ко всей радиации, падающей в области 13—17 мк; $A_{\text{CO}_2}(U_{\text{CO}_2})$ — функция поглощения, обусловленная только углекислым газом (при отсутствии водяного пара), в процентах от излучения абсолютно черного тела.

$D_{13}^{17}(u) A_{\text{CO}_2}$ представляет собой функцию поглощения, обусловленную наличием в воздухе как водяного пара, так и углекислого газа. Этот член возникает благодаря присутствию в воздухе CO_2 и при его отсутствии равен нулю.

В вышеприведенных формулах E является интегральным излучением абсолютно черного тела при температуре 293° К, а E_{λ} — излучение абсолютно черного тела для данной длины волны.

Схема расчета, использованная нами, обладает рядом ограничений.

1. При расчетах учитывается только одна полоса поглощения углекислого газа 13—17 мк. Влияние же остальных полос поглощения считается слабым, так как в полосе поглощения 10 мк коэффициент поглощения углекислого газа очень мал ($2 \cdot 10^{-5}$), а на области полос 2,7 и 4,3 мк приходится очень малая часть излучения атмосферы [2].

2. Вышеуказанная схема расчета предполагает, что в области 13—17 мк линии поглощения в спектре водяного пара очень слабы, и поэтому можно считать, что поглощение им в этой области описывается экспоненциальным законом, т. е. $k_{\lambda}^w = \text{const}$. Мы принимали для k_{λ}^w значение 1,4 см²/г согласно [2]. В этом случае пропускание двумя газами можно представить произведением функций пропускания этих газов.

Значения функций $D_{\text{H}_2\text{O}}(u)$ и A_{CO_2} брались из графиков, приведенных в работе [1].

Оценка производилась для параллельного излучения абсолютно черного тела при температуре $T = 293^\circ \text{К}$, проходящего через однородные горизонтальные слои воздуха длиной 3, 100, 1000 и 3000 м и с абсолютной влажностью 1 г/м³ (1,35 мб), 2 г/м³ (2,7 мб), 5 г/м³ (6,75 мб), 10 г/м³ (13,5 мб), 30 г/м³ (40,5 мб) и 50 г/м³ (67,5 мб), что соответствует насыщенным упругостям водяного пара при $-20, -10, 0, 15, 30$ и 40°С .

Оценка производилась для значений процентного содержания углекислого газа в пределах 0,015—0,09%.

Давление воздуха считалось нормальным (760 мм рт. ст.). Результаты расчетов приведены на рис. 1, где по оси ординат отложена доля, вносимая в функцию поглощения за счет присутствия в воздухе углекислого газа, в процентах от полной функции поглощения; по оси абсцисс отложено количество углекислого газа в процентах по объему.

На рис. 1 а, б представлены семейства кривых при различных влажностях воздуха для длин пути 3 и 100 м. На рис. 1 в даны аналогичные семейства для длин пути 1000 и 5000 м.

Приведенные кривые показывают, что вклад в функцию поглощения при увеличении содержания в воздухе углекислого газа существенно возрастает при малых абсолютных влажностях воздуха и достаточно малых длинах пути.

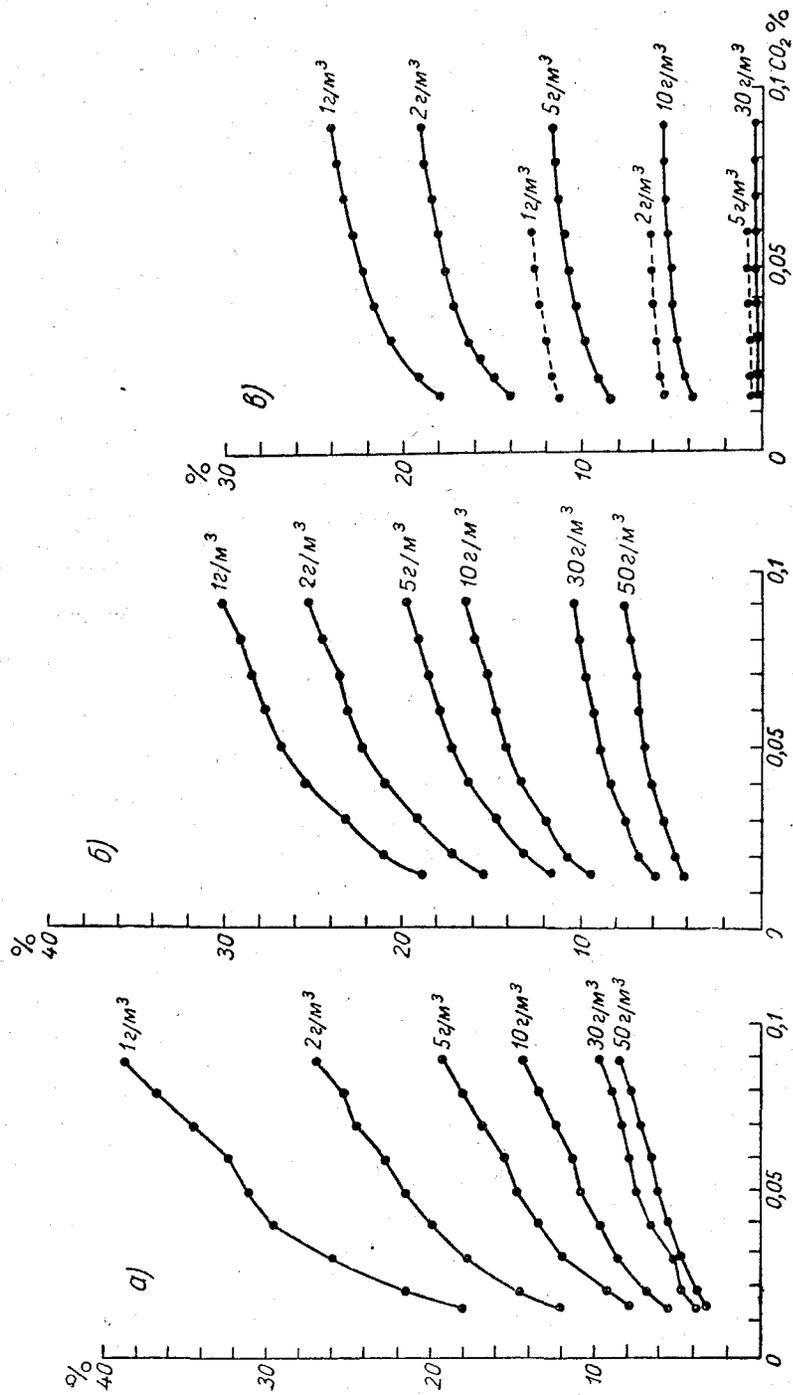


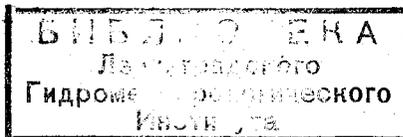
Рис. 1. Вклад CO₂ в функцию поглощения в зависимости от количества CO₂ в воздухе на пути: а — 3 м, б — 100 м, в — 5000 м (сплошные линии) и 5000 м (пунктирные линии).

Обзор приведенных кривых позволяет дать оценку целесообразной точности, с которой нужно производить измерения содержания CO_2 при экспериментальных исследованиях функции пропускания длинноволновой радиации. Из рис. 1 следует, что для получения функции поглощения с ошибкой, не превышающей 0,5% от измеряемой величины, достаточно оценить содержание углекислого газа в воздухе с точностью до 10%. При этом при исследовании функции поглощения на участках длиной до 1000 м измерение содержания CO_2 необходимо производить при любых абсолютных влажностях. При длинах пути больше 1000 м (до 5000 м) измерения CO_2 необходимы лишь при малых абсолютных влажностях (до 10 г/м^3).

При исследовании функции поглощения на участках длиной более 5000 м при любых абсолютных влажностях содержание CO_2 можно считать постоянным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22, 1950.
2. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1956.
3. Кондратьев К. Я., Недовесова Л. И. О тепловом излучении углекислого газа в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1958.
4. Броунштейн А. М. Телескопический радиометр. (См. наст. вып.).
5. Tomislav. Kuslichik uhlicity v prizemni vzstve atmosfery. Meteorol. Zpravy R. VIII, N 5, 1955.
6. Misra R. K. Studies on the carbon dioxide factor in the air and soil layers near the ground. Indian Journ. of Meteorol. and Geophys., No 1, 1950.



СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Н. Г. Болдырев и О. Д. Бартенева. Дальность видимости реальных объектов в сумерки и ночью	3
Ю. И. Рабинович. Вертикальное распределение аэрозольного ослабления в тропосфере	18
В. И. Горышин. Компенсационный фотометр для точных измерений и регистрации прозрачности атмосферы.	26
А. М. Броунштейн, Л. Б. Красильщиков. К вопросу об измерении излучательной способности непрозрачных тел	42
В. И. Голиков. К исследованию погрешностей оптической системы при фотометрировании индикатрис рассеяния под малыми углами	51
Ю. И. Рабинович. Изменение спектральных контрастов с высотой в свободной атмосфере	62
Ю. И. Рабинович, Л. Н. Гусева. Экспериментальные исследования спектральной прозрачности атмосферы	69
Н. И. Никитинская. Особенности оптических характеристик арктических масс воздуха	77
Т. Д. Войткова. Оценка вклада CO_2 в интегральную функцию поглощения однородных горизонтальных слоев воздуха	82

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО**

Отдел распространения
Ленинград, В-53, 2-я линия, 23

Имеются в продаже:

Труды Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова

- Вып. 68 под ред. Гаевского В. Л. и Шифрина К. С. Вопросы актинометрии и атмосферной оптики. Ц. 1 р. 41 к.
- Вып. 73 под ред. Базилевича В. В. Физика атмосферы. Ц. 88 к.
- Вып. 74 под ред. Пастуха В. П. Грозы и град на территории СССР. Ц. 62 к.
- Вып. 76 под ред. Юдина М. И. Вопросы динамической метеорологии и теории климата. Ц. 87 к.
- Вып. 77 под ред. Лайхмана Д. Л. Вопросы физики приземного слоя воздуха. Ц. 67 к.
- Вып. 78 под ред. Тимофеева М. П. Исследование процессов тепло- и влагообмена над водоемами. Ц. 90 к.
- Вып. 81 под ред. Юдина М. И. Вопросы динамической метеорологии. Ц. 61 к.
- Вып. 83 под ред. Стернзата М. С. Вопросы разработки метеорологических приборов. Ц. 26 к.
- Вып. 84 под ред. Дроздова О. А. Вопросы климатологии. Ц. 40 к.
- Вып. 88 под ред. Дроздова О. А. Вопросы общей и синоптической климатологии. Ц. 82 к.
- Вып. 89 под ред. Вительса Л. А. Вопросы синоптической климатологии и геофизики. Ц. 52 к.
- Вып. 91 под ред. Гольцберг И. А. Вопросы агроклиматологии. Ц. 61 к.
- Вып. 92 под ред. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Ц. 75 к.
- Вып. 96 под ред. Пивоваровой З. И. Вопросы методики метеорологических наблюдений и их обработка. Ц. 67 к.
- Вып. 97 под ред. Имянитова И. М. Атмосферное электричество. Ц. 76 к.
- Вып. 98 под ред. Юдина М. И. Вопросы авиационной метеорологии. Ц. 36 к.
- Вып. 99 под ред. Швеца М. Е. и Юдина М. И. Вопросы численного прогноза и теории климата. Ц. 94 к.
- Вып. 103 под ред. Стернзата М. С. Вопросы разработки метеорологических приборов. Ц. 63 к.
- Вып. 104 под ред. Шишкина Н. С. Вопросы физики облаков и активных воздействий. Ц. 55 к.
- Вып. 108 под ред. Берлин И. А. и Копанева И. Д. Методика метеорологических наблюдений и обработки. Ц. 60 к.
- Вып. 109 под ред. Шифрина К. С. и Гаевского В. Л. Исследование радиационных процессов. Ц. 1 р. 16 к.
- Вып. 113 под ред. Лебедева А. Н. Вопросы климатологии. Ц. 72 к.
- Вып. 114 под ред. Юдина М. И. и Швеца М. Е. Вопросы динамической метеорологии. Ц. 73 к.

Требуйте книги в магазинах книоторгов!

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ

Редактор *В. С. Протопопов.*
Техн. редактор *А. А. Соловейчик.*
Корректоры: *Н. И. Оршер и К. И. Розанова.*

Сдано в набор 24/1 1961 г.
Подписано к печати 9/V 1961 г.
Бумага 70×108¹/₁₆. Бум. л. 2,75. Печ. л. 7,54.
Уч.-изд. л. 7,77. Тираж 1000 экз. М-41390
Индекс МЛ-211

Гидрометеорологическое издательство.
Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ № 36. Цена 54 коп.

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