

Микусинская
ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 357

АКТИНОМЕТРИЯ
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА
И ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией
д-ра техн. наук Г. П. ГУЩИНА

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малоохтинский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1976

012272

Приводятся статьи по методике и результатам измерений составляющих радиационного баланса, спектральной прозрачности атмосферы, ультрафиолетовой радиации, дальности видимости и общего содержания озона.

Предназначен для научных работников и специалистов в области физики атмосферы, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

The articles concerning the methods and results of measuring the radiation balance components, atmospheric spectral transparency, ultra-violet radiation, visibility and total ozone content are given.

The book is intended for scientific workers and specialists engaged in physics of the atmosphere, aspirants and students.

Е. П. БАРАШКОВА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА С ПОМОЩЬЮ «ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО» ЯЩИКА

При использовании радиационного метода измерения температуры подстилающей поверхности обычно ограничиваются определением так называемой радиационной температуры, при котором ходят из предположения, что наблюдаемый объект излучает как абсолютно черное тело. В действительности реальные объекты имеют излучательную способность, отличную от единицы, и пренебрежение этим обстоятельством может привести к значительной ошибке в определении истинной температуры исследуемого объекта.

Результаты исследования излучательной способности различных образцов в лабораторных условиях все еще весьма малочисленны и не всегда применимы в практике геофизических исследований в силу значительного расхождения условий эксперимента в лаборатории и при полевых измерениях.

Бютнером и Керном [9] был разработан сравнительно простой метод определения излучательной способности непосредственно в полевых условиях. Для этой цели было использовано приспособление, которое авторы назвали «излучательным» ящиком. Излучательный ящик представлял собой полый цилиндр, внутренняя цилиндрическая поверхность которого была посеребрена и имела коэффициент отражения, равный 0,99. Нижним основанием цилиндра служила исследуемая поверхность, верхнее основание изготовлено из алюминиевой плиты, поверхность которой, обращенная в полость цилиндра, имела насечку и тщательно покрыта черной раской Парсенса. Излучательная способность такой поверхности равна 0,985. Верхнее основание имело заданную температуру, которая поддерживалась с помощью воды, протекающей через каналы плиты. Над небольшим отверстием в верхнем основании располагался радиометр. Черная поверхность верхнего основания (за

исключением отверстия) могла закрываться зеркальной поверхностью, которая затем выводилась за пределы цилиндрической полости. Излучательная способность определялась на основании двух отсчетов показаний радиометра, первый соответствовал зеркальной поверхности верхнего основания, второй — черной. Методика расчета излучательной способности основывалась на предположении, что лучистый теплообмен между верхним и нижним основаниями в излучательном ящике с зеркальными стенками равноценен обмену между бесконечными параллельными плоскостями

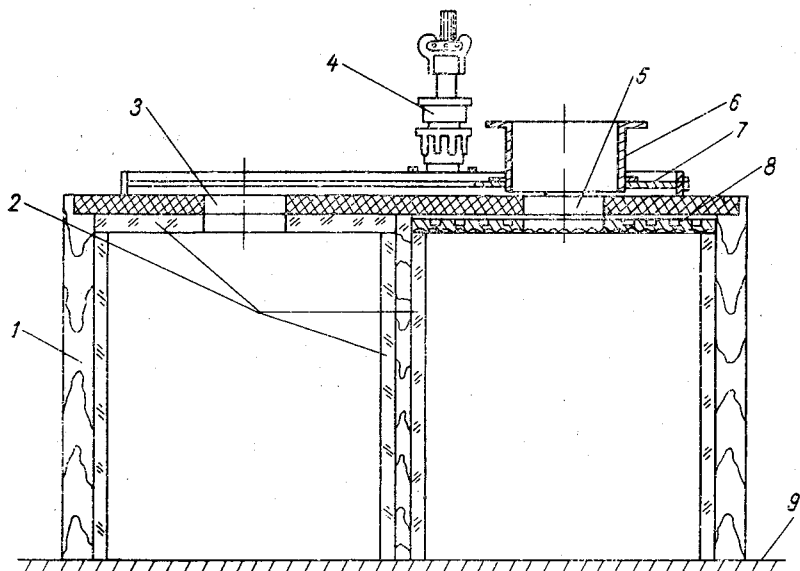


Рис. 1. Вертикальный разрез «излучательного» ящика.

1 — деревянный корпус, 2 — зеркальные стенки, 3, 5 — отверстия в центрах верхних оснований, 4 — электрический разъем, 6 — переходный фланец для установки радиометра, 7 — ползунок, 8 — черное основание, 9 — исследуемый образец.

Как показали теоретические расчеты О. Е. Власова [2], в цилиндрической камере с зеркальными стенками облученность одного основания другим отличается от облученности двух бесконечных параллельных плоскостей и зависит от отношения высоты цилиндра к радиусу.

Для экспериментальной проверки возможностей определения излучательной способности методом излучательного ящика нами был использован более простой вариант установки.

В отличие от излучательного ящика Бютнера и Керна, где в одной цилиндрической камере с зеркальными стенками верхнее основание имеет попеременно черную и зеркальную поверхности в предлагаемом варианте (рис. 1) имеется две смежные, равные по размерам ($164 \times 164 \times 148$ мм³) камеры в виде полых прямо

ольных параллелепипедов без дна с зеркальными боковыми стенками, в одном из которых верхнее основание имеет зеркальную поверхность (зеркальная камера), а в другом — черную (черная камера). При измерении исследуемая поверхность 9 образует нижнее основание параллелепипеда. Черная и зеркальная камеры помещены в деревянный корпус 1. В центрах верхних оснований имеются отверстия 3 и 5, над которыми попеременно располагается один и тот же приемник радиации. Приемник радиации соединяется с излучательным ящиком через переходный фланец 6, который с помощью ползунка 7 перемещается от одного отверстия к другому.

Черное основание 8 выполнено из красной меди в виде пластины толщиной в 5 мм. В пазах пластины проложена спираль электронагревателя, с помощью которого верхнему основанию придается необходимая температура. Температура черного основания измеряется с помощью вмонтированного в него термометра сопротивления. Поверхность пластины, обращенная в излучательную камеру, имеет насечку глубиной 0,8 мм и покрыта черной краской (лак Парсонса). Сверху медная пластина закрыта теплоизоляционным материалом и медной крышкой.

Через электрический разъем 4, укрепленный на верхней части корпуса 1 излучательного ящика, электронагреватель и термометр сопротивления соединены с пультом управления.

Зеркальные поверхности получены в вакуумной установке путем распыления алюминия и осаждения его на стекле.

В качестве приемников радиации, выходящей через отверстия верхних оснований, использовались радиометры ЛЭТИ [3]:

1) с белой блестящей приемной поверхностью и плоским фильтром из КРС-5, область чувствительности радиометра 1—40 мкм;

2) с черной приемной поверхностью, с комбинированным фильтром из флюорита (CaF_2) и антимонида индия (InSb), область чувствительности радиометра 7—12,5 мкм;

3) с черной приемной поверхностью, с фильтром из флюорита, область чувствительности 0,1—12 мкм.

Радиометры помещались в термостатированные корпуса с углом зрения 60° .

Для градуировки радиометров использовался источник излучения, выполненный в виде красномедного диска с концентрическими бороздками, покрытого черной краской (лак Парсонса). Необходимая температура диска, контролируемая вмонтированным в диск термометром сопротивления, обеспечивалась электрическим подогревом. При градуировке взаимное расположение излучателя и радиометра было таким, что излучатель полностью перекрывал поле зрения радиометра. Излучение диска принималось равным излучению черного тела.

В результате градуировки устанавливалась связь показаний альбанометра N , соединенного с радиометром, с σT^4 , где T — температура излучателя. Использование этой связи в дальнейшем позволяло оценить падающую на прибор радиацию, соответствующую всему спектральному диапазону излучения черного тела не-

зависимо от диапазона чувствительности радиометра. Для перехода к падающей радиации в заданном спектральном интервале $\Delta\lambda$ были введены соответствующие коэффициенты

$$k_{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} B_{\lambda} d\lambda},$$

где B_{λ} — излучение черного тела при длине волны λ с учетом их зависимости от температуры.

При измерениях с целью определения излучательной способности отсчитывались показания радиометра для зеркальной и черной камер и показания термометра сопротивления, вмонтированного в верхнее основание черной камеры.

Падающая на радиометр радиация зависит от температуры излучательной способности верхнего и нижнего оснований. Для установления этой зависимости мы использовали методы лучевой алгебры [7].

Введем следующие обозначения: A_0, A_1, A_2 — излучательная способность зеркальных поверхностей, исследуемого образца и верхнего основания черной камеры; T_1, T_2 — температура образца и верхнего основания черной камеры; q_1, q_2 — радиация, выходящая из зеркальной и черной камер (на единицу площади); $\varphi_{1,1}, \varphi_{0,1}, \varphi_{1,0}, \varphi_{0,2}, \varphi_{2,0}$ — коэффициенты облученности.

Коэффициент облученности является геометрической характеристикой системы. Он зависит от взаимного расположения и форм тел, находящихся в лучистом обмене друг с другом, и обозначает, какая часть лучистой энергии, уходящая от одной поверхности (первая цифра индекса), попадает на другую поверхность (вторая цифра индекса). В нашем случае 1 соответствует исследуемому образцу, 2 — верхнему основанию, 0 — боковой поверхности.

Коэффициент отражения алюминиевой пленки, полученной рапылением в вакууме, по данным [8] в области от 2 до 32 мкм превышает 0,98; по данным [6] в области 1—14 мкм меняется с 0,95 до 0,98, монотонно увеличиваясь с ростом длины волны, таким образом, $0,02 \leq A_0 \leq 0,05$.

Коэффициент отражения лака Парсонса, по данным [4], в области 5—18 мкм не превышает 0,04, т. е. $A_2 \geq 0,96$. Учитывая, что шероховатость поверхности увеличивает ее черноту [10], можно принять $A_2 \geq 0,98$. По оценкам [9] излучательная способность такой поверхности равна 0,985.

В идеальном случае, когда $A_0 = 0$ и $A_2 = 0$, выходящая из зеркальной камеры радиация

$$q_1 = \sigma T_1^4. \quad (1)$$

При $A_2 = 1$ и $A_0 = 0$ выходящая из черной камеры радиация

$$q_2 = \frac{A_1 \sigma T_1^4 (\varphi_{1,2} + \varphi_{0,1} \varphi_{1,0}) + (1 - A_1) \varphi_{1,2} \sigma T_1^4 + \varphi_{0,2} \varphi_{2,0} \sigma T_2^4}{1 - \varphi_{0,1} \varphi_{1,0} (1 - A_1)}. \quad (2)$$

Из геометрии камеры следует $\varphi_{1,2} = \varphi_{2,1}$, $\varphi_{0,1} = \varphi_{0,2}$, $\varphi_{1,0} = \varphi_{2,0}$. Для замкнутой системы выполняется соотношение

$$\varphi_{1,2} + \varphi_{0,1} \varphi_{1,0} + \varphi_{0,2} \varphi_{2,0} = 1. \quad (3)$$

Коэффициент облученности $\varphi_{1,2}$ для двух одинаковых квадратов, расположенных в параллельных плоскостях с центрами на одной нормали, по данным [1] может быть рассчитан по формуле

$$\varphi_{1,2} = \frac{4}{\pi} \left[\frac{\sqrt{1+D^2}}{D} \operatorname{arctg} \frac{D}{\sqrt{1+D^2}} - \frac{1}{D} \operatorname{arctg} D + \frac{1}{4D^2} \ln \frac{(1+D^2)^2}{1+2D^2} \right],$$

где $D = a/h$, a — сторона квадрата, h — расстояние между квадратами.

В нашем случае $a = 148$ мм, $h = 164$ мм, $D = 0,90$. При этих значениях a и h $\varphi_{1,2} = 0,237$; $\varphi_{0,1} \varphi_{1,0} = \varphi_{0,2} \varphi_{2,0} = 0,3815$.

Справедливость формулы (2) была подтверждена экспериментальным путем.

В частном случае, когда $A_1 = 1$ из формулы (2) получаем

$$\begin{aligned} q_2 &= (\varphi_{1,2} + \varphi_{0,1} \varphi_{1,0}) \sigma T_1^4 + \varphi_{0,2} \varphi_{2,0} \sigma T_2^4 = \\ &= 0,6185 \sigma T_1^4 + 0,3815 \sigma T_2^4. \end{aligned} \quad (4)$$

При измерениях над водной поверхностью, которую в первом приближении можно считать черной (в пределах угла зрения радиометра в области 8—12 мкм $A_1 = 0,988$, в области 0,1—12 мкм $A_1 = 0,986$), была получена линейная зависимость $q_2 - \sigma T_2^4$ от $\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4$. Коэффициент корреляции этих двух величин, полученный на основании 127 измерений тремя радиометрами при $0,080 \leq \sigma T_2^4 - \sigma T_1^4 \leq 0,280$ кал/см²·мин, составил $r = 0,988 \pm 0,020$, а среднее значение отношения

$$\frac{q_2 - \sigma T_2^4}{\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4} = 0,620 \pm 0,005,$$

откуда имеем

$$q_2 = 0,62 \sigma T_1^4 + 0,38 \sigma T_2^4.$$

Таким образом, коэффициенты уравнения (4), полученные методом лучевой алгебры и на основании эксперимента, практически совпадают.

В случае, когда $A_1 = 0$, из формулы (2) получаем

$$q_2 = \sigma T_2^4. \quad (5)$$

В инфракрасной области к белым поверхностям приближаются металлические полированные поверхности. Используя в качестве

образцов листы полированного алюминия, алюминиевой фольги, алюминированного лавсана, оцинкованного железа, из 142 измерений мы получили $-0,020 \leq q_2 - \sigma T_2^4 \leq 0,012$ кал/(см²·мин) среднее значение $q_2 - \sigma T_2^4 = 0,00031 \pm 0,00049$, т. е. мы имеем и эксперимента $q_2 \approx \sigma T_2^4$. Удовлетворительное согласие величин q_2 полученных по формуле (2) и на основании эксперимента, свидетельствует о том, что формула (2) правильно отражает радиационный обмен в излучательном ящике и поэтому она была использована для оценки излучательной способности A_1 при известных q_2 , σT_1^4 и σT_2^4 .

$$A_1 = \frac{q_2 - \sigma T_2^4}{(\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4) \left(1 - \frac{\varphi_{0,2} \varphi_{2,0}}{\varphi_{1,2} + \varphi_{0,1} \varphi_{1,0}} \frac{q_2 - \sigma T_2^4}{\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4} \right)}, \quad (6)$$

где $\varphi_{0,2} \varphi_{2,0} / (\varphi_{1,2} + \varphi_{0,1} \varphi_{1,0}) = 0,616$; q_2 и σT_1^4 определяются по показаниям радиометра в черной и зеркальной камерах; σT_2^4 определяется по температуре черного основания.

Т а б л и ц а

Оценка суммарной ошибки $d A_1$

$\sigma T_2^4 - \sigma T_1^4$	$d q_2 = 0,002$		$d q_2 = 0,005$		$d q_2 = 0,010$	
	$d A_1^0$	$d A_1^1$	$d A_1^0$	$d A_1^1$	$d A_1^0$	$d A_1^1$
0,050	0,0800	0,1260	0,2000	0,3150	0,400	0,630
0,100	0,0400	0,0724	0,1000	0,1810	0,200	0,362
0,150	0,0266	0,0420	0,0664	0,1050	0,133	0,210
0,200	0,0200	0,0316	0,0500	0,0790	0,100	0,158
0,250	0,0160	0,0252	0,0400	0,0630	0,080	0,126
0,300	0,0134	0,0210	0,0335	0,0526	0,067	0,105

Обозначив $(q_2 - \sigma T_2^4) / (\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4) = b$, получим

$$A_1 = \frac{b}{1 - 0,616b}.$$

Величина b совпадает с излучательной способностью, получаемой в предположении, что радиационный обмен рассматриваемых поверхностей соответствует радиационному обмену двух бесконечных параллельных поверхностей.

Точность определения A_1 по формуле (6) зависит от точности определения σT_1^4 , σT_2^4 , q_2 .

Суммарная ошибка

$$dA_1 = \frac{\partial A_1}{\partial q_2} dq_2 + \frac{\partial A_1}{\partial (\sigma T_1^4)} d(\sigma T_1^4) + \frac{\partial A_1}{\partial (\sigma T_2^4)} d(\sigma T_2^4) =$$

$$= \frac{(\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4) dq_2 - (q_2 - \sigma T_2^4) d(\sigma T_1^4) - (q_2 - \sigma T_1^4) d(\sigma T_2^4)}{[\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4 - 0,616(q_2 - \sigma T_2^4)]^2}.$$

Таблица 2

Значения излучательной способности различных образцов, полученные методом излучательного ящика

Образец	0,1—12,5 мкм		7,5—12,5 мкм		1—40 мкм	
	$A_{\text{ср}}$	$\pm \delta$	$A_{\text{ср}}$	$\pm \delta$	$A_{\text{ср}}$	$\pm \delta$
Алюминированный лавсан (а)	—0,054	0,024	0,000	0,045	0,044	0,029
Алюминированный лавсан (б)	—0,017	0,028	0,086	0,105	0,089	0,030
Алюминий полированный	0,063	0,059	0,003	0,025	0,080	0,046
Оцинкованное железо	—	—	0,027	0,102	0,022	0,035
Картон	0,293	0,039	0,340	0,078	0,621	0,020
Ватман	0,188	0,097	0,459	0,066	0,688	0,123
Фанера	—	—	0,478	0,034	0,782	0,304
Поваренная соль	0,472	0,036	0,236	0,032	0,661	0,088
Оголенная почва супесчаная	0,794	0,057	0,713	0,029	0,778	0,037
Травяной покров	0,711	0,047	0,750	0,019	0,741	0,014
Вода	0,998	0,018	0,981	0,024	1,087	0,090

В табл. 1 приведена оценка dA_1 в предположении $dq_2 = d(\sigma T_1^4) = d(\sigma T_2^4)$ для двух крайних случаев, когда $A_1 = 1$ (A_1^1) и $A_1 = 0$ (A_1^0). При этом величины q_2 определялись по формулам (4) и (5).

Из табл. 1 следует, во-первых, что величина dA_1 значительно уменьшается с увеличением разности $\sigma T_2^4 - \sigma T_1^4$, во-вторых, что для обеспечения желаемой точности в определении A_1 необходимо предъявлять жесткие требования к точности определения q_2 , σT_1^4

Таблица 3

Значения излучательной способности алюминированного лавсана и воды при $T = 270$ К

$\Delta \lambda$ мкм	Алюминированный лавсан		Вода
	(а)	(б)	
0,1—12	0,111	0,161	0,985
7,5—12,5	0,112	0,158	0,988
2,0—22,0	0,120	0,163	—
1,0—40	—	—	0,962

и σT_2^4 . Так как ошибки в определении q_2 , σT_1^4 и σT_2^4 при измерениях имеют скорее случайный, чем систематический характер, то их влияние может быть уменьшено увеличением числа отсчетов.

В табл. 2 в качестве примера приводятся значения излучательной способности некоторых образцов, полученные методом излучательного ящика, при этом величины A_1 рассчитывались по формуле (6). В табл. 2 $A_{\text{ср}}$ соответствует среднему значению A_1 и серии, включающей от 5 до 10 отдельных измерений, соответствующих различным значениям $\sigma T_2^4 - \sigma T_1^4$, δ — средняя квадратическая ошибка арифметического среднего.

Для сравнения в табл. 3 приводятся значения излучательной способности, соответствующие $T=270\text{K}$, рассчитанные для алюминированного лавсана по данным о спектральном ходе коэффициента отражения, полученном на спектрофотометре UR-20, и для воды по данным [5] о спектральном ходе излучательной способности в нормальном направлении.

По данным [1], излучательная способность в инфракрасной области в нормальном направлении полированного алюминия равна 0,04—0,06, белой бумаги — 0,7—0,9, шлифованного дерева — 0,5—0,7. Последние данные близки к результатам, полученным в наших измерениях для полированного алюминия, ватмана и фанеры для спектральной области 1—40 мкм. При этом следует отметить, что для таких образцов, как картон, ватман и поваренная соль, по данным табл. 2, излучательная способность в разных спектральных участках имеет существенное различие.

Для алюминированного лавсана отмечается значительное расхождение величин A_1 , определенных двумя методами. Обращает на себя внимание и тот факт, что для алюминированного лавсана в области 0,1—12,5 мкм методом излучательного ящика получены отрицательные величины излучательной способности. Вероятно, в этом случае проявляется влияние неучтенных систематических ошибок, связанных с отклонением излучательной способности черного основания A_2 от 1 и зеркальных стенок A_0 от 0.

Вопрос о влиянии систематических ошибок будет в дальнейшем рассмотрен особо.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением. М.—Л., Госэнергониздат, 1962, с. 79—127.
2. Власов О. Е. Теплоотдача излучением с отражением от обмуровки.— «Изв. ВТИ» 1929, № 1.
3. Козырев Б. П. Компенсированный термоэлектрический балансомер с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из КРС-5.— Труды 6-го Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. 1966. Тарту. Таллин, изд-во «Валгус», 1968, с. 178—185.
4. Методы и результаты исследований параметров новых актинометрических приборов системы ЛЭТИ и покрытий поверхностей.— Труды 6-го Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы. 1966, Тарту. Таллин,

изд-во «Валгус», 1968, с. 193—202. Авт.: Б. П. Козырев, В. А. Бученков, М. М. Василевская, А. И. Парамонов.

5. Михайлов Б. А., Золотарев В. М. Излучательная способность жидкой воды.—ИЗВ. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1970, т. 6, № 1, с. 96—98.

6. Спектральные характеристики некоторых материалов, применяемых в метеорологии.—«Метеорология и гидрология», 1967, № 9, с. 97—104. Авт.: Б. М. Фридзон, Л. А. Пахомова, Н. Г. Селюков Э. С. Горбатова.

7. Шорин С. Н. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1964, с. 408—440.

8. Bennet H. E. a. o. Infrared Reflectance of Aluminium evaporated in ultrahigh vacuum.—"JOSA", 1963, vol. 53, N 9, p. 1089—1096.

9. Buettner K. J. K., Kern C. D. The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces.—"J. Geophys. Res.", 1965, 70, p. 1329—1337.

10. Hering R. G., Smith T. F. Apparent radiation properties of a rough surface.—A. I. A. A., 1969, Paper N 69—622, June, p. 16—18.

С. С. БОГДАНОВ, А. М. БРОУНШТЕЙН, А. Д. ФРОЛОВ

О ВЛИЯНИИ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНЕАТМОСФЕРНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Необходимость в получении относительных величин внеатмосферных спектральных потоков солнечной радиации (так называемых внеатмосферных значений) возникает, как известно, при измерениях спектральной прозрачности атмосферы. Другой задачей, где требуются систематические измерения внеатмосферных потоков, является исследование флуктуаций внеатмосферной солнечной радиации в связи с проблемой влияния солнечной активности на атмосферные процессы.

Определение прозрачности всей толщи атмосферы, естественно, должно производиться с помощью наземной аппаратуры. Систематические сравнимые между собой измерения внеатмосферных потоков солнечной радиации могут осуществляться не только с помощью различной поднимаемой аппаратуры (спутники, ракеты, высокогорные измерения и т. п.), но также и с помощью наземной аппаратуры.

Основным методом определения внеатмосферных значений через атмосферу является так называемый «долгий метод Бугера», базирующийся на использовании закона Бугера в логарифмической форме

$$\ln I_{\lambda} = \ln I_{0\lambda} - \alpha_{\lambda} m, \quad (1)$$

где α_{λ} — показатель ослабления, рассчитанный на одну атмосферную массу; m — число атмосферных масс; I_{λ} — наземный спектральный поток солнечной радиации; $I_{0\lambda}$ — искомый спектральный внеатмосферный поток. Серия измерений производится в течение оптически стабильного дня и путем численных расчетов или графического линейного экстраполирования к $m=0$ определяется $I_{0\lambda}$.

Применение этого ставшего классическим метода требует выбора неселективных участков спектра, что легко осуществляется в видимой области спектра и требует специального рассмотрения для инфракрасной (ИК) области [2].

Особенно важным и вместе с тем наименее разработанным для ИК области спектра вопросом является определение степени оптической стабильности атмосферы. В режимных работах можно встретить такие критерии оптической стабильности, как совпадение дополуденной и послеполуденной прямых Бугера, малый разброс точек относительно средней прямой, устойчивая актинометрическая прозрачность, устойчивые показания ореольного фотометра, малые колебания общего содержания водяного пара W_z в вертикальном столбе атмосферы. Обычно пользуются одним или в лучшем случае двумя из этих критериев, что явно недостаточно. Однако если использовать даже все перечисленные критерии, остаются неизвестными допустимые изменения W_z или характеристик аэрозольного состояния и влияние этих изменений на погрешность определения внеатмосферных значений.

Наиболее опасным является монотонное с регулярным суточным ходом изменение этих характеристик, которое может привести к повороту бугеровской прямой без ее искривления, причем поворот дополуденной и послеполуденной прямых в этом случае будет происходить в одну и ту же сторону, не нарушая заметно их совпадения, характерного для оптически стабильного дня. Действительно, нередко в солнечный день дополуденное развитие конвекции увеличивает замутнение атмосферы и ее влагосодержание, поворачивая прямую Бугера по часовой стрелке. Обратный (несколько, правда, сдвинутый) послеполуденный процесс приводит экспериментальные точки приблизительно на эту же повернутую прямую.

В настоящей работе сделана попытка оценить возможные систематические ошибки, вносимые монотонными изменениями W_z и концентрации аэрозольных частиц (при сохранении их распределения по размерам) в величину определяемых внеатмосферных значений (ВЗ) в ИК области спектра. С этой целью проведены соответствующие модельные расчеты, результаты которых могут служить для ориентировочной оценки возможных погрешностей в значениях ВЗ, если известны изменения W_z и аэрозольного ослабления в видимой области спектра в течение периода измерений спектральной прозрачности по Солнцу.

Рассмотрим пропускание атмосферы в вертикальном направлении (зенитное пропускание) в узком спектральном интервале, расположенном у длины волны λ , где отсутствует селективное поглощение. Его можно представить в виде

$$P_{z\lambda} = e^{-(k_\lambda \alpha_{0,6} + \alpha_{W\lambda} W_z)}, \quad (2)$$

где k_λ — относительный коэффициент аэрозольного ослабления на длине волны λ , зависящий от вида аэрозоля и распределения

частиц по размерам; $\alpha_{0,6}$ — абсолютная величина аэрозольного коэффициента ослабления у $\lambda=0,6$ мкм; $\alpha_{W\lambda}$ — коэффициент непрерывного поглощения водяного пара; W_z — содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы в сантиметрах осаждаемой воды.

По результатам модельных расчетов Дейрменджана была построена зависимость отношения $k_\lambda = \alpha_\lambda / \alpha_{0,6}$ от длины волны для различных моделей аэрозоля. Это представление удобно для оценки пропускания в ИК области по пропусканию в видимой области, независимо от значения концентрации частиц. Значение пропускания на длине 0,6 мкм легко найти по метеорологической дальности видимости, поскольку

$$\alpha_{0,6} \frac{1}{\text{км}} = \frac{3,9}{S_m \text{ км}}. \quad (3)$$

Тогда для любой аэрозольной модели $\alpha_{0,6}$ характеризует концентрацию аэрозольных частиц этой модели, а k_λ отражает спектральный ход аэрозольного коэффициента ослабления для выбранной модели.

Использованные для расчета значения k_λ , относящиеся к двум моделям, согласно [3], наиболее типичны для континентального (L) и морского (M) водного аэрозоля.

Данные о континуальном ослаблении водяным паром в области 8—13 мкм взяты из работы [7], где дана номограмма, построенная на основе измерений Берча [6]. Поскольку, согласно измерениям Берча, а также [5] и [8], поглощение в континууме водяного пара существенно зависит от его парциального давления (не выполняется закон Беера), то для удобства единообразного представления поглощения в виде экспоненциальной зависимости в качестве аргумента в [7] вводится эффективное количество водяного пара $W_{\text{эфф}}$, определяемое по формуле

$$W_{\text{эфф}} \frac{\text{см H}_2\text{O}}{\text{км}} = \frac{1}{p} (p_{\text{H}_2\text{O}} + 0,005(p - p_{\text{H}_2\text{O}})) W \frac{\text{см H}_2\text{O}}{\text{км}}, \quad (4)$$

где p — общее давление; $p_{\text{H}_2\text{O}}$ — парциальное давление водяного пара.

Общее эффективное содержание водяного пара для всей толщи атмосферы можно определить по данным радиозондирования.

Коэффициенты непрерывного поглощения для области 800—1300 см^{-1} , полученные из работы [7], приведены в табл. 1. Для участка 2400—3000 см^{-1} точные лабораторные данные о континууме водяного пара не опубликованы. Для расчета было принято значение коэффициента непрерывного поглощения водяным паром $\alpha_W = 0,04$ как некоторое среднее между расчетом [1] и экспериментом [4].

Значения пропускания в вертикальном направлении (зенитное

пропускание) вычислялись по формуле (2). Для участка 700—1000 см^{-1} вместо W_z берется $W_{z \text{ эфф}}$. Вычисления были проведены на ЭВМ для значений $\alpha_{0,6} = 0,03$ (0,01) 0,10 (0,02) 0,20, 0,25, 0,30; для $\lambda = 11,1$ мкм ($\nu = 900 \text{ см}^{-1}$): $W_{z \text{ эфф}} = 0,001$ (0,001) 0,025 $\text{см эфф H}_2\text{O}$,

Таблица 1

Коэффициенты непрерывного поглощения по [7]						
см^{-1}	1300	1200	1100	1000	900	800
мкм	7,7	8,3	9,1	10,0	11,1	12,5
$(\text{см} \cdot \text{эфф})^{-1}$	4,9	5,3	5,8	6,8	9,2	14,0

для $\lambda = 11,1$ мкм $\alpha_{0,6} = 9 (\text{см эфф H}_2\text{O})^{-1}$;
для $\lambda = 3,7$ мкм ($\nu = 2700 \text{ см}^{-1}$):
 $\alpha_{0,6} = 0,2$ (0,2) 2,0 $\text{см} \cdot \text{H}_2\text{O}$,
 $\nu(3,7) = 0,04 \text{ см}^{-1}$;
для $\lambda = 2,13$ мкм $\alpha_{0,6} = 0$;

λ принимал следующие значения, указанные в табл. 2.

В результате для трех частот 1000, 2700 и 4700 см^{-1} (11,1; 3,70 2,13 мкм) и для двух аэрозольных моделей получены таблицы $\alpha_{0,6}(\lambda, W_z)$. Пропускание для других значений массы можно определить по закону Бугера, зная zenithное пропускание в точку m .

Оценка ошибки ВЗ проводилась по значениям P_z для крайних значений массы на прямой углера. Если при этих значениях массы величина P_z (или показатель ослабления) была одна и та же, на графике $(\ln P, m)$ прямая, проведенная через точки, соответствующие этим значениям массы, проходит при $m=0$ через $P=1$ ($\ln P=0$). Но если P_z были разные, прямая через точки $(m_1, \ln P)$ и $(m_2, \ln P)$ не пересекает ось ординат в точке $P=1$. Отклонение точки пересечения от единицы¹ есть мера возможной ошибки ВЗ при повороте прямой углера, вызванном монотонными изменениями $\alpha_{0,6}$ или W_z за время наблюдений. Граничными значениями массы для расчета были выбраны $m=2$ и 8 и $m=1,5$ и 8 (вторая пара позволяет оценить ошибки ВЗ при минимальных значениях массы). Для каждой пары масс поворот прямых Бугера был сосчитан для изменений

Таблица 2

Относительный коэффициент аэрозольного ослабления для моделей L и M по [3]

λ мкм	Модель	
	L	M
11,1	0,020	0,065
3,70	0,045	0,29
2,13	0,20	0,65

Оценку ошибки ВЗ проводилась по значениям P_z для крайних значений массы на прямой углера. Если при этих значениях массы величина P_z (или показатель ослабления) была одна и та же, на графике $(\ln P, m)$ прямая, проведенная через точки, соответствующие этим значениям массы, проходит при $m=0$ через $P=1$ ($\ln P=0$). Но если P_z были разные, прямая через точки $(m_1, \ln P)$ и $(m_2, \ln P)$ не пересекает ось ординат в точке $P=1$. Отклонение точки пересечения от единицы¹ есть мера возможной ошибки ВЗ при повороте прямой углера, вызванном монотонными изменениями $\alpha_{0,6}$ или W_z за время наблюдений. Граничными значениями массы для расчета были выбраны $m=2$ и 8 и $m=1,5$ и 8 (вторая пара позволяет оценить ошибки ВЗ при минимальных значениях массы). Для каждой пары масс поворот прямых Бугера был сосчитан для изменений

¹ «Истинной» прямой Бугера $\ln P(m)$ соответствует прямая $\ln P(m)$, для которой $P(0)=1$.

Относительная ошибка ВЗ (в %) при изменении $\alpha_{0,6}$ ($W_z = 0,2-1,8$ см)

$\alpha_{0,6}$	2,13 мкм			3,7 мкм			11,1 мкм		
	L			M			L		
	2-8			2-8			2-8		
	1,5-8	2-8	1,5-8	1,5-8	2-8	1,5-8	1,5-8	2-8	1,5-8
Диапазон m									
0,03-0,06	1,6	1,1	5,1	3,5	0,5	0,4	2,2	1,6	0
0,03-0,09	3,2	2,3	11,1	7	0,7	0,5	4,4	3	0,6
0,05-0,1	2,5	1,9	8,2	6,1	0,6	0,4	3,8	2,6	0,4
0,1-0,16	3,2	2,3	10,2	7,2	0,7	0,5	4,5	3,1	0,6
0,1-0,3	11,1	7,6	41,3	27,1	2,2	1,6	14,4	10,2	0,4
0,1-0,4	14,7	11,7			3,6	2,5	21	14,7	1,1
									5
									3
									2,4
									0,8
									1,1
									0,6
									1
									0,7
									0,4
									0,6
									0,4
									0,8
									3,5

Таблица 4

Относительная ошибка ВЗ (в %) при изменении W_z ($\alpha_{0,6} = 0,4-0,40$ км⁻¹) $\lambda = 3,7$ мкм $\lambda = 11,1$ мкм

W_z см	Диапазон m		W_z см	W_z эфф. $\cdot 10^3$ см. эфф. H_2O	Диапазон m	
	2-8	1,5-8			2-8	1,5-8
0,2-0,4	1,6	1,1	0,35-0,65	2-4	4,6	3,3
0,6-1,0	3,2	2,2	0,85-1,10	6-9	7,0	4,8
1,0-1,4	3,2	2,2	0,85-1,50	6-12	13,5	9,5
1,6-2,0	3,1	2,2	1,25-1,50	10-12	4,7	3,3

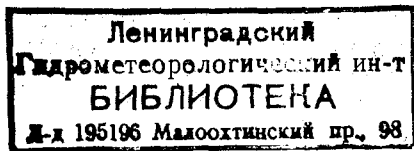
з от 79,6 до 99,8% через 0,2%, путем вычисления на ЭВМ уравнения прямой через точки $(m_1, \ln P)$ и $(m_2, \ln P)$ и экстраполяции к $m=0$.

Окончательные результаты вычислений приведены в табл. 3 4, дающих оценку возможной ошибки ВЗ при монотонных изменениях $\alpha_{0,6}$ или W_z между граничными массами.

В случае одновременного изменения обоих параметров (что более вероятно в атмосфере) ошибки суммируются арифметически. Для окна у 2 мкм оценка была проведена для тех же изменений $\alpha_{0,6}$, считая, что в этой области континуум водяного пара не имеет места.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев С. А., Гальцев А. П. Поглощение инфракрасного излучения водяным паром в окнах прозрачности атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1970, т. 6, № 10.
2. Богданов С. С., Броунштейн А. М. Спектральная прозрачность атмосферы в инфракрасной области спектра. Обзор ВНИИ ГМИ МЦД, Обнинск, 1972.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971. 165 с.
4. Филиппов В. Л., Мирумянц С. О. Спектральная прозрачность приемного слоя атмосферы для ИК излучения.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, № 12.
5. Bignell K. I. The water vapor infrared continuum.— "Quart. J. R. Meteorol Soc.", 1970, vol. 96, N 409.
6. Burch A. E. Semi-Annual Technical Report. Investigation of the absorption of infrared radiation by atmospheric gases. Philco Ford Corp. Aeronutronic Report U 4 784, Contract N. F. 19628-69-C-0263, 1970.
7. Mc. Clatchey R. A., Fenn R. W., Selby S. E. A., Volz F. E., Garing I. S. Optical properties of the atmosphere (Revised). Air Force Cambridge Research Laboratories. AFCRL-71-0279. Env. Res. Papers N 354, May 1971.
8. McCoy J. H., Rensch D. B., Long R. K. Water vapor continuum absorption of carbon dioxide laser radiation near 10 μ .— „Appl. Opt.", 1969, vol. 8, N 7.



А. М. БРОУНШТЕЙН, В. В. ДЕМИДОВ, К. В. КАЗАКОВ

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ АБСОЛЮТНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПРИЗЕМНЫХ СЛОЕВ ВОЗДУХА В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

1. В настоящей статье рассмотрена методика измерений применительно к горизонтальной трассе инфракрасной спектральной установки ИКАУ-1, разработанной в ГГО.

Специфической особенностью горизонтальной трассы этой установки, подробно описанной в [2], является применение открытой многоходовой оптической системы Уайта [17]. Обладая рядом весьма существенных достоинств, обеспечивающих благоприятные условия для проведения массовых измерений спектрального пропускания приземного слоя воздуха в ИК области спектра ($2 \div 25$ мкм) (см. [2]), примененная схема требует разработки специальной методики измерений для условий открытой атмосферы.

До настоящего времени в литературе описана различная аппаратура, использующая схему Уайта только в лабораторных условиях в применении к закрытым герметизированным абсорбционным кюветам. В отличие от закрытых кювет, где нулевой спектр может быть получен путем полного удаления поглощающих газов, в открытом варианте такой возможности нет и возникает необходимость в создании другого метода учета потерь на многократные отражения от зеркал системы.

Использование многоходовой схемы в установке ИКАУ-1, построенной на уникально большой базе (100 м), требует очень точной юстировки системы, обеспечения устойчивости этой юстировки в условиях значительных перепадов температур. Разработанные методы юстировки и ее контроля в принципе позволяют выдерживать это условие, однако требуют значительных затрат времени. В то же время небольшие отклонения положения отдельных зеркал (горизонтальный канал содержит 18 зеркал) могут вызвать геометрические потери измерительного потока. Поэтому весьма желательным является разработка несложной методики, позволяющей

есто трудоемкого контроля правильности юстировки учитывать имарные потери пучка на трассе, вызванные возможными сре- ниями пучка на отдельных зеркалах системы, а также на вход- х компонентах спектрофотометра.

Методика измерений должна также включать меры для устра- ния потерь измерительного пучка, связанных с флуктуациями положения изображения источника на входной щели монохромато- , вызванными турбулентностью на измерительной трассе. Это ебование не является специфическим для многоходовой системы. апротив, по-видимому, турбулентные флуктуации оказывают ышнее влияние на прохождение луча в многоходовой системе авнительно с эквидистантной системой однократного прохожде- я, поскольку вся трасса реализуется в горизонтальном столбе здуха длиной всего в 100 м с «замороженной» турбулентной руктурой. Однако турбулентность и здесь проявляется заметно должны быть разработаны меры для сведения к минимуму тур- лентных потерь полезного сигнала.

Рассмотрим последовательно эти три важные стороны методики мерений.

2. Для случая горизонтального канала установки отсчет спект- фотометра UR-20 представляет собой отношение потока от гло- ра I_v , прошедшего измерительную трассу, к сравнительному току I_{0v} , прошедшему по внутреннему опорному каналу спектро- тометра. Это отношение a_v (ордината на спектрограмме) отли- ется от пропускания исследуемого слоя воздуха $P_{v, \text{атм}}$ на ве- ичину пропускания системы зеркал измерительной трассы $P_{v, \text{зерк}}$, омноженную на коэффициент геометрических потерь $k_{\text{п}}$, учиты- ющий возможные срезания пучка¹ («геометрическое» пропу- ание):

$$a_v = k_{\text{п}} P_{v, \text{зерк}} P_{v, \text{атм}}. \quad (1)$$

Для участков спектра, где выполняется закон Бугера (узкие на между группами линий поглощения),

$$P_{v, \text{атм}} = e^{-\alpha_v L} = e^{-0,1 \alpha_v n}, \quad (2)$$

ак как α_v относится к длине пути 1 км, а база многоходовой оп- ической системы (МОС) равна 0,1 км; n — число проходов в системе.

Очевидно также, что

$$P_{v, \text{зерк}} = k_{c, v} R_v^{n-1}, \quad (3)$$

де $k_{c, v}$ — пропускание согласующей системы, состоящей из 15-ти еркал; R_v — средний коэффициент отражения зеркал МОС. Зер-

¹ Рассматривается случай отсутствия коллективных линз [2], практически существующий при эксплуатации установки.

кала в системе алюминированы и во избежание селективности отражения не имеют дополнительных защитных покрытий.¹

Таким образом,

$$a_v = k_{\Pi} k_{c_v} R_v^{n-1} e^{-0,1 a_v n}. \quad (1)$$

Отсюда следует, что для получения абсолютной величины спектрального коэффициента ослабления

$$a_v = \frac{10}{n} [\ln k_{\Pi} + \ln k_{c_v} + (n-1) \ln R_v - \ln a_v] \quad (2)$$

необходимо определить k_{Π} , k_{c_v} и R_v , три параметра установки, которые могут изменяться со временем. Из них R_v и k_{c_v} меняются медленно и монотонно между периодами чистки или переалюминирования зеркал, и поэтому их контроль (включая спектральный ход коэффициента отражения) достаточно осуществлять изредка. Контроль же величины k_{Π} , по крайней мере на первом этапе эксплуатации установки, должен производиться регулярно.

Возвращаясь к (1), отметим, что для селективных участков спектра, где не выполняется закон Бугера, измеряется спектральная функция пропускания

$$P_{v, \text{атм}} = \frac{a_v}{k_{\Pi} k_{c_v} R_v^{n-1}}. \quad (3)$$

3. Геометрические потери в системе не препятствуют получению относительных спектров пропускания исследуемого слоя воздуха. Именно такие спектры измеряются практически во всех описанных в литературе горизонтальных установках (см., например [3, 5, 8, 10, 16]) и затем абсолютизируются с помощью различных приемов. Чаще [8, 10, 16] абсолютизация производится путем привязки относительного пропускания около 0,6 мкм к абсолютным значениям, получаемым на отдельном визуальном или фотоэлектрическом измерителе прозрачности. В свою очередь, градуировка этих приборов легко проводится в день с высокой метеорологической дальностью видимости, определяемой по визуальному наблюдению удаленных объектов.

В рассматриваемой установке, работающей в области 2 ÷ 25 мкм, такой способ абсолютизации спектров, естественно, не осуществим. Построение отдельного абсолютного фильтрового измерителя пропускания (трансмиссометра) с рабочей областью, например, в окне у 2,15 мкм, и постоянной базой также не является целесообразным, так как использование величины пропускания для набора других расстояний, осуществляемых в МОС, требует уверенности в выполнении закона Бугера для широкой области спектра (охватываемой фильтром ($\Delta\lambda = 0,2 \div 0,3$ мкм)). Кроме того, при

¹ Спектральный ход коэффициентов отражения зеркал контролируется с помощью небольших плоских зеркал — «свидетелей», алюминированных вместе с основными зеркалами и расположенных рядом с ними на трассе. Контроль проводится на UR-20 с использованием специальной приставки.

нение такого прибора усложнило бы выделение компоненты ослабления, определяемой потерями на отражения от зеркал МОС.

Поэтому, учитывая специфику многоходовой системы, была разработана методика абсолютизации спектров пропускания (т. е. ределения коэффициента геометрических потерь k_n) с помощью специального абсолютного фильтрового трансмиссометра (АФТ), троенного непосредственно в измерительную схему горизонтального канала и основанного на использовании той же многоходовой стемы. Это устройство, снабженное интерференционным фильтром, выделяющим область одного из окон прозрачности у 2,15 или 7 мкм, позволяет измерить величину абсолютного пропускания стемы, включая потери на отражение, при любом числе прохождений n луча в системе. АФТ осуществлен таким образом (см. же), что для него исключены геометрические потери. Поэтому, поставив измеренное им пропускание с аналогичной величиной, ределенной по спектрограмме, можно получить значение коэффициента геометрических потерь k_n .

Действительно, АФТ измеряет среднее взвешенное (или так называемое эффективное) истинное пропускание P_φ системы, включающей измеряемый слой воздуха и все зеркала на пути луча, включая входное и выходное косые зеркала P_5 и P_6 по схеме [2]):

$$P_\varphi = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu P_{\nu, \text{атм}} P_{\nu, \text{зерк}} d\nu}{R_5 R_6 \int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu d\nu} \quad (7)$$

В выражении (7) весовой функцией является произведение относительной функции спектрального распределения излучения обора $I_0 \nu$ на относительную функцию спектрального пропускания фильтра φ_ν .

Аналогичная величина, определенная по спектрограмме (см.))

$$P_{\text{сп}} = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu a_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu d\nu} = k_n \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu P_{\nu, \text{атм}} P_{\nu, \text{зерк}} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0 \nu \varphi_\nu d\nu}, \quad (7a)$$

отличается от P_φ искомым коэффициентом k_n

$$P_{\text{сп}} = k_n R_5 R_6 P_\varphi,$$

откуда

$$k_n = \frac{1}{R_5 R_6} \frac{P_{\text{сп}}}{P_\varphi}. \quad (8)$$

Коэффициенты отражения R_5 и R_6 определяются экспериментально.

Абсолютный фильтровый трансмиссометр состоит из систем диафрагм и щелей, формирующих на выходе из осветителя UR-узкий пучок излучения глобара, свободно проходящий без геометрических потерь через всю многоходовую систему перекидного зеркального перископа, приемного радиационного термоэлемента (РТЭ) системы Козырева, интерференционного светофильтра и электроизмерительной схемы. РТЭ имеет приемную площадку диаметром 21 мм и окно из флюорита. Перекидной перископ периодически направляет на него уходящий пучок и пучок, возвращающийся после прохождения многоходовой системы. Интерференционный светофильтр, размещенный в теплозащитном блоке РТЭ, выделяет необходимый участок спектра.

Существенно ослабленный диафрагмами, щелями и светофильтром уходящий поток радиации дает сигнал с РТЭ величиной в 5—7 мкВ, который с достаточной точностью измеряется с помощью фотокомпенсационного микровольтметра Ф-116/1 и потенциометра. Процедура привязки, состоящая в проведении серийных измерений по АФТ, регистрации соответствующего участка спектра на UR-20 при одном и том же числе проходов луча в системе и определении k_n согласно (8), обеспечивает приведение всех спектров пропускания к одинаковому масштабу ординат независимо от наличия каких-либо геометрических потерь в системе. Этот единый масштаб, как видно из предыдущего изложения, соответствует абсолютному пропусканию системы при отсутствии геометрических потерь, так как согласно (1)

$$P_{v, \text{ атм}} P_{v, \text{ зерк}} = a_v / k_n.$$

Как видно из (9), спектральное пропускание исследуемого слоя воздуха $P_{v, \text{ атм}}$ может быть определено по измеренным и абсолютизированным значениям спектрального пропускания системы зеркало — атмосфера только при условии знания величин $P_{v, \text{ зерк}}$ для использованного числа проходов.

Рассмотрим два способа определения этих величин.

4. При использовании многоходовых кювет для измерения пропускания газов одним из основных вопросов является корректный учет потерь радиации при многократных отражениях от зеркала. В закрытых кюветах этот вопрос решается путем регистрации так называемых нулевых спектров в пустой кювете после эвакуации из нее всех оптически активных газов (например, продувание азотом или откачка). В этом случае нулевой спектр пропускания соответствует в точности пропусканию зеркальной системы при заданном числе проходов и $P_{v, \text{ зерк}}$ определяется по формуле (8).

В открытой многоходовой системе исследуемая среда претерпевает естественные изменения, но не может быть удалена. Однако при определенных метеорологических условиях ослабление в атмосфере невелико и может быть приближенно учтено, исходя из

литературных данных о связях спектрального пропускания с метеословиями. Эти связи в настоящее время известны очень плохо являются предметом исследования. Но при достаточно высокой прозрачности большая относительная ошибка в косвенном определении малого ослабления может позволить с определенной и небольшой погрешностью получить нулевой спектр в многоходовой системе. При дальнейших измерениях спектрального пропускания использованием полученных таким способом нулевых спектров та ошибка в поправке на атмосферу будет выступать в качестве систематической погрешности неизвестного знака, но оцененной величины. Ниже будет показано, что величина этой погрешности велика, если нулевые спектры в ИК области определялись при низкой абсолютной влажности e и высокой дальности видимости m . Отметим, что требования на S_m в ИК области спектра ниже, чем в видимой и тем более в УФ областях, поскольку аэрозольные оказатели ослабления в ИК окнах прозрачности меньше, чем видимой области спектра.

Нулевые спектры, т. е. значения $P_{v, \text{зерк}}^{(n)}$, характеризующие спектральное пропускание зеркал при числе проходов n в отсутствие атмосферы, могут быть получены с минимальной погрешностью лишь в самых прозрачных участках спектра атмосферы, где поправки на нее будут малы. Поэтому для корректной интерполяции или экстраполяции значений $P_{v, \text{зерк}}^{(n)}$ в области атмосферных полос поглощения необходимо, чтобы покрытия зеркал обладали минимальной селективностью отражения и не имели никаких экстремальных особенностей в спектре отражения. В установке ИКАУ-1 этой целью, как уже отмечалось, использованы алюминиевые покрытия без специальных защитных слоев, состаренные в растворе ГОИ после алюминирования. Такие покрытия при $\lambda \geq 2$ мкм практически не селективны в ИК области. Однако очень незначительное монотонное увеличение коэффициента отражения с ростом длины волны излучения, составляющее около 1% во всей рабочей области установки, приобретает в многоходовой системе существенное значение [см. (3)]. Поэтому $P_{v, \text{зерк}}^{(n)}$ необходимо определять в нескольких прозрачных участках спектра и с достаточным разрешением с тем, чтобы при больших дистанциях использовать узкие спектральные интервалы между линиями поглощения атмосферных газов, где поправки на атмосферу будут минимальными. В качестве таких участков удобно использовать «окошки» с центрами 4665 см⁻¹ (2,14 мкм), 2701 см⁻¹ (3,72 мкм) и 900 см⁻¹ (11,1 мкм).

Для прозрачных окошек можно применить закон Бугера

$$a_{v, n} = k_{n, n} P_{v, \text{зерк}}^{(n)} e^{-0,1n a_v}. \quad (10)$$

Показатель ослабления a_v в ИК окошках определяется процессами непрерывного ослабления. В области 2 мкм это аэрозольное ослабление, в окне 3,7 мкм к нему возможно добавляется поглощение в континууме водяного пара, в окне у 11 мкм также имеют

место оба процесса. Как известно, природа континуума в окн 8—12 мкм является предметом дискуссии. Данные различных исследований следователей значительно расходятся между собой.

Для оценки поправки на атмосферу используем «морскую аэрозольную модель «М» Дейрменджана [4] и данные о континуальном поглощении различных авторов. Выберем «градуировочный день» с $S_m \approx 100$ км и $e = 5$ мбар (например, при температур около 0°C и относительной влажности 80% или соответственно 5% и 60%). При этом показатель аэрозольного ослабления в видимой области спектра $\alpha_{0,6} = 3,9/S_m \text{ км} \approx 0,04 \text{ км}^{-1}$. Согласно «морской» аэрозольной модели «М» Дейрменджана [4] при таких условиях показатель ослабления у 11,1 мкм будет равен $0,06 \cdot 0,04 = 0,0024 \text{ км}^{-1}$. Коэффициент поглощения в континууме водяного пара для 1 км дистанции ($W = 0,02$ е мбар $L_m/TK \approx 0,35$ см/км осажденной воды согласно [15] при этих условиях составляет $0,03 \text{ км}^{-1}$. Таким образом, общий показатель ослабления может быть оценен, как $0,032 \text{ км}^{-1}$.

Погрешность этой величины определяется главным образом не точностью знания коэффициента поглощения в континууме. Основным источником данных о поглощении в континууме в настоящее время является, по-видимому, работа [15], основанная на экспериментальных лабораторных исследованиях [13, 14]. Для выбранных выше условий близкие значения коэффициента поглощения дают также измерения по Солнцу [1, 11]. Другие измерения по Солнцу [6, 9] дают несколько более высокие (в 1,3—1,5 раза значения. Согласно [1, 7], данные, полученные использованным в указанных работах методами, нужно расценивать как завышенные оценки, поскольку заметный вклад в них может вносить аэрозольное ослабление. С другой стороны, в лабораторном исследовании [12] получены результаты, которые в применении к указанным выше условиям дают величину коэффициента поглощения в континууме $0,016 \text{ км}^{-1}$. Все перечисленные результаты охватываются значением $\alpha_{900} = 0,03 \pm 0,015 \text{ км}^{-1}$. Возможные отклонения оценки аэрозольного ослабления вряд ли выходят за пределы $\pm 0,002 \text{ км}^{-1}$. Таким образом, в качестве максимальной величины погрешности коэффициента ослабления можно принять $\Delta\alpha_v = \pm 0,015 \text{ км}^{-1}$. В случаях некоторых отклонений e от 5 мбар можно внести соответствующую поправку к указанной величине. Однако чем больше e , тем будет больше погрешность в определении P_{900}^n , зерк. С другой стороны, видно, что S_m может быть меньше без практического увеличения погрешности.

Из (10) получим выражение для погрешности в определении P_v , зерк

$$P_{v, \text{ зерк}} = \frac{a_{v, n}^{\circ}}{k_{n, n}^{\circ}} e^{0,1n a_v^{\circ}}, \quad (11)$$

¹ В (11) « $^{\circ}$ » относится к величинам, полученным в градуировочные дни

ткуда

$$\frac{\Delta P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}}{P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{\nu, n}^{\circ}}{a_{\nu, n}^{\circ}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\pi, n}^{\circ}}{k_{\pi, n}^{\circ}}\right)^2 + 0,01n^2(\Delta \alpha^{\circ})^2}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что при $\Delta a_{\nu, n}^{\circ}/a_{\nu, n}^{\circ} = 0,01$; $\Delta k_{\pi, n}^{\circ}/k_{\pi, n}^{\circ} = 0,03$ для $n = 10$ относительная погрешность $P_{\nu, \text{зерк}}$ составляет $\pm 3,5\%$, при $n = 20$ соответственно около 4% . Важно заметить, что вклад ошибки в оценке атмосферной поправки меньше, чем вклад погрешностей процесса измерений ($\Delta a_{\nu}/a_{\nu}$ и $\Delta k_{\pi}/k_{\pi}$) до $n = 20$. При больших n роль этих ошибок меняется.

Погрешность в определении $P_{\nu, \text{зерк}}$ в окне $3,7$ мкм имеет приблизительно такую же величину.

Для окна у $2,12$ мкм особое значение имеет $S_{\text{м}}$, но не влажность.

Из изложенного следует, что, несмотря на невозможность эвакуации воздуха, при определенных условиях нулевые спектры могут быть получены и в открытой многоходовой системе. Однако условия эти встречаются не часто, особенно в отношении влажности. Высокая дальность видимости может наблюдаться в любой сезон и, следовательно, контроль нулевых отсчетов в области $2,12$ мкм может производиться чаще, чем в более длинноволновой части спектра. Это имеет существенное значение, так как старение покрытий, по-видимому, проявляется раньше в коротковолновой области спектра.

Применение метода нулевых спектров требует измерения их при всех значениях n , при которых предполагается вести измерения. Это требует много времени, в течение которого должны сохраняться градуировочные условия.

Может быть предложен другой метод, который позволяет определить раздельно k_c и R . Имея значения этих величин, можно вычислить значения нулевых отсчетов для любых n по формуле (3).

5. На первый взгляд может показаться, что, зарегистрировав спектры пропускания на трех трассах при числе прохождений n_1 , n_2 и n_3 , можно получить для прозрачных окон систему из трех уравнений типа (4) и определить три неизвестные k_c , R и a_{ν} . Однако, к сожалению, эти уравнения не будут независимыми, поскольку будут отличаться одно от другого лишь множителем вида $R^{\Delta n} e^{-0,1 \alpha_{\nu} \Delta n}$, где Δn — разность в числе прохождений луча в МОС. Поэтому непосредственное определение характеристик отражательной способности зеркал k_c и R из самих спектров пропускания оказывается невозможным.

Однако из (4) видно, что, произведя измерения при двух значениях n , можно исключить одну неизвестную k_c . Предположив, что в общем случае k_{π} может зависеть от n , получим

$$\ln \frac{a_{\nu_1}}{a_{\nu_2}} = \ln \frac{k_{\pi 1}}{k_{\pi 2}} + (n_1 - n_2) (\ln R_{\nu} - 0,1 \alpha_{\nu}), \quad (13)$$

где a_{ν_1} и a_{ν_2} — ординаты на спектрограмме при числе прохождении луча n_1 и n_2 , а $k_{\pi 1}$ и $k_{\pi 2}$ — соответствующие коэффициенты геометрических потерь.

Уравнение (13) является характерным соотношением для многоходовой системы. Из него видно, что для участков спектра, где выполняется закон Бугера, при любых комбинациях n_1 может быть определено лишь значение алгебраической суммы $\ln R_{\nu} - 0,1 \alpha_{\nu}$ ($\ln R < 0$), но не каждой величины в отдельности.

Абсолютная случайная ошибка этой суммы

$$\Delta(\ln R_{\nu} - 0,1 \alpha_{\nu}) = \frac{1,4}{n_1 - n_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{\nu}}{a_{\nu}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\pi}}{k_{\pi}}\right)^2} \quad (14)$$

может быть существенно снижена за счет увеличения разности $n_1 - n_2$. Например, положив $\Delta a_{\nu}/a_{\nu} = \pm 0,01$, $\Delta k_{\pi}/k_{\pi} = \pm 0,03$ и $n_1 - n_2 = 20$, получим абсолютную ошибку суммы $\pm 0,002$, что составляет 5—7% от вероятного значения этой суммы для прозрачных интервалов в окне 8—12 мкм в сухие дни с высокой прозрачностью. Разность $\Delta n = 20$ легко реализуется на установке, например, при $n_1 = 24$ и $n_2 = 4$.

Как было показано, в градуировочный день α_{900}° может быть оценено с максимальной ошибкой $\pm 0,015 \text{ км}^{-1}$. Из этого следует, что $\ln R_{900}$ может быть определен с погрешностью не хуже $\pm \sqrt{0,002^2 + 0,0015^2} = \pm 0,0025$, т. е. ошибка определения R не превышает 0,25%, поскольку $R \approx 1$.

Затем по измерениям в этих же условиях при $n=4$ можно определить пропускание $k_{c\nu}$ согласующей системы зеркал. Из (6) следует

$$k_{c\nu} = \frac{a_{\nu}}{k_{\pi} P_{\nu, \text{атм}} R_{\nu}^{n-1}}, \quad (15)$$

где спектральное пропускание $P_{\nu, \text{атм}}$ слоя в 0,47 км (учитывая путь в согласующей системе, равный $\sim 0,07 \text{ км}$) может быть оценено, исходя из $\alpha_{\nu} = 0,03 \text{ км}^{-1}$, как $e^{-0,47 \cdot 0,03} = 0,986$ с абсолютной ошибкой 0,007 и относительной ошибкой менее 1%.

Относительная ошибка в определении $k_{c\nu}$

$$\frac{\Delta k_{c\nu}}{k_{c\nu}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{\nu}}{a_{\nu}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\pi}}{k_{\pi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\nu, \text{атм}}}{P_{\nu, \text{атм}}}\right)^2 + 9\left(\frac{\Delta R_{\nu}}{R_{\nu}}\right)^2} \quad (16)$$

определяется в основном относительной погрешностью в определении k_{π} . Положив ее равной 0,03, получим $\Delta k_{c\nu}/k_{c\nu} \approx 0,035$, при $\Delta k_{\pi}/k_{\pi} = 0,01$ получим $\Delta k_{c\nu}/k_{c\nu} \approx 0,02$, что, по-видимому, является пределом точности определения $k_{c\nu}$ описанным способом.

6. Имея значения $P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}$ для различных n , спектральное пропускание определяется из выражения

$$P_{\nu, \text{атм}}^{(n)} = \frac{a_{\nu, n}}{k_{\Pi, n}} \frac{1}{P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}}. \quad (17)$$

Если $P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}$ измерено непосредственно в градуировочный день (метод нулевых спектров), то случайная ошибка единичного измерения складывается из случайных ошибок $a_{\nu, n}$, $k_{\Pi, n}$ и $P_{\nu, \text{зерк}}^{(n)}$:

$$\frac{\Delta P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}}{P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{\nu}}{a_{\nu}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\Pi}}{k_{\Pi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\nu, \text{зерк}}}{P_{\nu, \text{зерк}}}\right)^2}, \quad (18)$$

причем погрешность определения нулевых значений (пропускание системы зеркал) представлена выражением (12).

Если же в градуировочный день определялись R_{ν} и $k_{c \nu}$, то, учитывая (3), получим

$$\frac{\Delta P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}}{P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{\nu}}{a_{\nu}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{\Pi}}{k_{\Pi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{c \nu}}{k_{c \nu}}\right)^2 + (n-1)^2 \left(\frac{\Delta R_{\nu}}{R_{\nu}}\right)^2}, \quad (19)$$

причем погрешность $k_{c \nu}$ выражается формулой (16), а погрешность R_{ν} может быть получена из выражения (14).

Положив, как и прежде $\Delta a_{\nu}/a_{\nu} = \pm 0,01$ и $\Delta k_{\Pi}/k_{\Pi} = \pm 0,03$, получим погрешности $\frac{\Delta P_{\nu, \text{зерк}}}{P_{\nu, \text{зерк}}}$ для $n=10, 20$ и 40 соответственно $\pm 0,035, \pm 0,040, \pm 0,065$, что дает для метода нулевых спектров следующие погрешности единичного измерения спектрального пропускания: для $n=10$ $\Delta P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}/P_{\nu, \text{атм}}^{(n)} = \pm 0,047$, для $n=20$ $\pm 0,060$ и для $n=40$ $\pm 0,071$.

Для разностного метода, согласно (19), получаются следующие значения погрешности пропускания, если R_{ν} определялось при $n=24$ и $n_2=4$: для $n=10$ $\Delta P_{\nu, \text{атм}}^{(n)}/P_{\nu, \text{атм}}^{(n)} = 0,052$, для $n=20$ $\pm 0,066$ и для $n=40$ $\pm 0,108$.

Таким образом, ошибки при использовании разностного метода несколько больше. Оценки показывают, что точность этого метода может быть доведена до точности метода нулевых спектров путем увеличения числа измерений при градуировках. При этом нужно учесть, что число измерений разностным методом может быть выше, чем при определении нулевых спектров, так как в первом случае используются лишь две трассы ($n=24$ и $n=4$).

Практически, по-видимому, оба метода в отношении точности почти эквивалентны и можно принять, что относительные погрешности единичного измерения спектрального пропускания находятся в пределах 5—7% от значения пропускания, если оно не слишком близко к нулю, когда существенно увеличиваются ошибки измерения a_{ν} и k_{Π} .

Для прозрачных участков, где действует закон Бугера, из измеренного пропускания могут быть определены показатели ослабления, удобные для физического анализа и расчетов

$$\alpha_{\nu, \text{ км}^{-1}} = \frac{1}{0,1n} \ln P_{\nu, \text{ атм}}^{(n)}. \quad (20)$$

Погрешности в определении α_{ν} связаны с погрешностями $P_{\nu, \text{ атм}}$ следующим выражением:

$$\Delta \alpha_{\nu, \text{ км}^{-1}} = \frac{1}{0,1n} \frac{\Delta P_{\nu, \text{ атм}}^{(n)}}{P_{\nu, \text{ атм}}^{(n)}}. \quad (21)$$

Это выражение показывает, что абсолютная погрешность в α_{ν} почти обратно пропорциональна величине n , учитывая, что относительная ошибка P_{ν} увеличивается с n медленно (см. выше). Практически не всегда выгодно сильно увеличивать дистанцию, так как может возникнуть дополнительная ошибка из-за турбулентных флуктуаций.

Выделим отдельно вклад погрешности величины α_{ν}° заложенной в расчет поправки на атмосферу в градуировочные дни, который она вносит в общую погрешность определения α_{ν} . Из (10) и (11) можно получить выражение для α_{ν} в следующем виде:

$$\alpha_{\nu} = \frac{10}{n} \left(\ln \frac{\alpha_{\nu, n}^{\circ}}{k_{n, n}} - \ln \frac{\alpha_{\nu, n}}{k_{n, n}} \right) + \alpha_{\nu}^{\circ}, \quad (22)$$

откуда видно, что абсолютная ошибка в α_{ν}° входит непосредственно в измеряемую величину α_{ν} . Таким образом, завышение α_{ν}° приведет к такой же величине завышения в α_{ν} , и наоборот. При этом нужно иметь в виду, что, как указывалось, ошибка в оценке α_{ν}° вряд ли превышает $\pm 0,015 \text{ км}^{-1}$. Этой величиной и определяется возможная систематическая ошибка неизвестного знака определяемых на горизонтальной трассе установки ИКАУ-1 значений спектральных показателей непрерывного ослабления. Остальная часть погрешности, определяемой скобкой выражения (22), носит случайный характер.

$$\Delta \alpha_{\nu} = \frac{10}{n} \sqrt{\left(\frac{\Delta \alpha_{\nu, n}^{\circ}}{\alpha_{\nu, n}^{\circ}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{n, n}^{\circ}}{k_{n, n}^{\circ}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha_{\nu, n}}{\alpha_{\nu, n}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta k_{n, n}}{k_{n, n}} \right)^2}. \quad (23)$$

При достаточном числе градуировочных измерений первые два члена можно свести к значениям 0,005 и 0,01, тогда случайная составляющая может быть оценена как

$$\Delta \alpha_{\nu} = \pm \frac{10}{n} 0,033 = \pm \frac{0,33}{n}.$$

7. Важным вопросом является влияние турбулентных флуктуаций на точность измерений. При спектральных измерениях в натурных условиях турбулентные флуктуации проявляются в виде флуктуаций положения изображения источника (в нашем случае — изображения входной щели МОС) на входной щели спектрофотометра, а также в флуктуациях яркости внутри этого изображения.

В случае, если флуктуирующее изображение источника полностью «проваливается» во входную щель спектрофотометра, турбулентность не вызывает занижения полезного сигнала и для получения его правильного значения требуется лишь провести тем или иным путем осреднение по времени. Однако в этом случае должна быть достаточно большой геометрической ширины щели и нельзя получить хорошего разрешения по спектру.

Кроме того, необходимо отметить, что для двухлучевых приборов с переменной щелевой программой, какими является большинство современных спектрофотометров и, в том числе UR-20, необходимым условием является заполнение всей ширины входной щели изображением источника в обоих каналах. При невыполнении этого условия возникнет эффект «геометрической селективности», который заключается в появлении ложной зависимости сигнала (в нашем случае относительного пропускания исследуемого слоя воздуха) от длины волны из-за изменения соотношения измерительного (не ослабленного на трассе) и опорного потоков при изменении геометрической ширины входной щели. Поскольку в канале сравнения щель при любой ширине всегда заполнена изображением источника, в нашем случае необходимо обеспечить полное заполнение входной щели спектрофотометра изображением входной щели МОС.

В то же время, если ширина изображения входной щели МОС в плоскости входной щели UR-20 близка к ширине последней (немного больше ее), на ней возникнут потери измеряемого потока из-за турбулентных перемещений изображения вокруг его среднего положения. Этот эффект проявляется на краях щели и изображения. В этих условиях средний сигнал окажется несколько заниженным. Однако если изображение существенно шире щели и соосно с нею, средний сигнал не будет искажен, так как исчезнет указанный краевой эффект.

Для осуществления этого условия входная щель МОС устанавливается шириной 60 мм, что обеспечивает ширину ее изображения на входной щели UR-20 в 3 мм. При этом регистрация сигнала производится при геометрической ширине входной щели спектрофотометра, составляющей не более 0,5 мм. Особое внимание уделяется контролю соосности изображения и щели, легко осуществляемому при каждой установке новой дистанции.

Изложенная в статье методика позволила приступить к систематическим измерениям спектральной прозрачности горизонтальных слоев воздуха.

Авторы выражают признательность А. И. Сербину, В. Я. Луценко, а также Б. Н. Иркаеву за участие в отработке методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданов С. С., Броунштейн А. М., Фролов А. Д. Прозрачность атмосферы в некоторых участках инфракрасной области спектра.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 279, с. 24—36.
2. Броунштейн А. М., Демидов В. В., Сакин И. Л. Инфракрасная атмосферная установка ИКАУ-1 для исследования спектральной прозрачности в области 2—25 мкм.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 23—32.
3. Георгиевский Ю. С., Шукуров А. Х., Чавро А. И. Двухлучевая регистрирующая установка для измерений спектрального пропускания атмосферы в ИК области спектра.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 4.
4. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971.
5. Зуев В. Е., Кабанов М. В., Пхалагов Ю. А., Аппаратура и методика измерения спектральной прозрачности атмосферы в диапазоне 0,48—12 мкм со средним разрешением.— «Изв. вузов. Сер. физика», 1972, № 5.
6. Некоторые результаты наземных исследований инфракрасного спектра поглощения и теплового излучения атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1965, т. 1, № 4. Авт.: К. Я. Кондратьев, И. Я. Бадинов, С. В. Ащеулов, С. Д. Андреев.
7. О прозрачности атмосферы в ИК области спектра.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 12. Авт.: М. С. Малкевич, Ю. С. Георгиевский, Г. В. Розенберг, А. Х. Шукуров, А. И. Чавро.
8. Установка для исследования спектральной прозрачности атмосферы в ИК области спектра.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1968, т. 4, № 11. Авт.: Б. М. Голубицкий, С. О. Мирумянц, М. В. Танташев, В. Л. Филиппов.
9. Adel A., Lampland C. O. Atmospheric absorption of infrared solar radiation at Lowell observatory. II. The spectral intervals: 8,0—11,0 and 11,0—14,0.— "Astrophys. J." 1940, vol. 91, N 5.
10. Atmospheric transmission in the 1 to 14 region.—"Proc. R. Soc. Ser. A, Math. a. Phys. Sci N 1084", 1951, vol. 206, p. 87—107. Aut. N. A. Gebbie, W. R. Harding, C. Hilsum, A. W. Pryce, V. Roberts.
11. Bignell K., Saiedy F., Sheppard P. A. On the atmospheric infrared continuum.— I. Opt. Soc. of America, 1963, vol. 53, N 4.
12. Bignell K. J. The water-vapour infra-red continuum, Quart. J. R. Meteorol. Soc., 1970, vol. 96, N 409, p. 390—403.
13. Burch D. E. Semi-Annual Technical Report. Investigation of infrared radiation by atmospheric gases. Philco Ford Corp. Aeronutronic Report U 4784, Contract N F 19628-69-C-0263, 1970.
14. McCoy I. H., Rensch D. B., Long R. K. Water Vapor continuum absorption of carbon dioxide laser radiation near 10.—"Appl. Opt." 1969, vol. 8, N 7, p. 1471—78.
15. Optical properties of the atmosphere (Revised).—"Environmental Research Papers N 354, AFCRL, May 1971. Aut.: R. A. McClatchey, R. W. Fenn, I. E. A. Selby, F. E. Volz, I. S. Garing.
16. Taylor J. N., Yates H. W. Atmospheric transmission in the infrared.— JOSA, 1957, vol. 47, N 3, p. 223—226.
17. White I. U. Long optical paths of large aperture.— JOSA, 1942, vol. 32, N 5.

Н. В. БУХМАН

АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЙ САМОПИСЕЦ НА БАЗЕ ИНТЕГРАТОРА ТИПА Х-603

Установка для регистрации сумм радиации состоит из актинометрического датчика, соединительного кабеля и устройства, регистрирующего количество электричества. Новым в рассматриваемой установке следует считать последнее, т. е. способ регистрации количества электричества и устройство его реализующее.

1. Электрический способ измерения количества водорода в интеграторе

Для измерения количества электричества, прошедшего в цепи актинометрического датчика, применен водородный электролитический интегратор типа Х-603, который в процессе суммирования работает в соответствии с его прямым назначением, предусмотренным заводской инструкцией и Руководством по актинометрическим наблюдениям [3], но, в отличие от обычного способа, сумма, накопленная на интеграторе, определяется по количеству электричества, необходимому для возврата указателя интегратора в исходное положение. Приводка (сброс накопленной суммы) осуществляется током стабильной, строго калиброванной силы, и фиксируется затраченное на это время.

Согласно примененному способу, интегратор работает как нулевой прибор. Если для моментов времени τ_1 и τ_2 указатель интегратора занимает исходное (нулевое) положение, включая в область интегрирования интервалы нулевых значений тока приводки, можно записать

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} I_d d\tau = \int_{\tau_1}^{\tau_2} I_n d\tau, \quad (1)$$

где I_d — электрический ток, протекающий в цепи актинометрического датчика и суммирующих электродов интегратора; I_n — ток приводки интегратора.

Согласно равенству (1), задача измерения количества электричества, прошедшего в цепи актинометрического датчика, сводится к задаче измерения количества электричества, потребовавшегося для приводки указателя интегратора в исходное положение. Вторая задача решается много проще первой, поскольку силу тока при приводки можно задать так, чтобы было удобно определить ее интеграл по времени.

Зададим в качестве условия, что ток приводки может принимать только два допустимых для него значения

$$I_{\text{п}} = 0, \quad I_{\text{п}} = I_{\text{ст}}, \quad (2)$$

где $I_{\text{ст}}$ — ток стабильной силы.

Практически это значит, что ток приводки или отключен или включен и имеет стабильную силу.

В соответствии с условием (2), равенство (1) может быть переписано в виде

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} I_{\text{п}} d\tau = \int_{\tau_1}^{\tau_2} I_{\text{ст}} d\tau = I_{\text{ст}} \Sigma \Delta \tau, \quad (3)$$

где $\Sigma \Delta \tau$ — сумма отрезков времени, в течение которых включен стабильный ток приводки указателя интегратора.

2. Обнаружение указательного столбика жидкости в капилляре интегратора

Чтобы реализовать электрический способ измерения количества водорода в автоматических установках, потребовалась разработка устройства для обнаружения указательного столбика жидкости в заданной точке капилляра интегратора.

Нами был принят оптический метод обнаружения, основанный на том, что на канале капиллярной трубки интегратора, в случае заполнения канала водородом, при соответствующих углах падения света имеет место полное внутреннее отражение, а при входе в рассматриваемую точку указательного столбика жидкости при тех же углах падения явление полного внутреннего отражения не имеет места и поток отраженного света резко сокращается.

На рис. 1 а дан поперечный разрез крышки интегратора с капиллярной измерительной трубкой и дополнительными приспособлениями и показан ход лучей. На рис. 1 б показан ход лучей в капиллярной измерительной трубке интегратора.

Чтобы установить на интеграторе устройство для обнаружения указательного столбика жидкости, выполнялась переделка крышки корпуса интегратора, не касающаяся внутренних частей прибора.

Из крышки корпуса интегратора 1 удалено смотровое стекло и над проемом для стекла закреплена приставка в виде двухскатной крышки. Левый скат крышки 2 выполнен из стекла (он играет роль смотрового окна), а правый 5 — из непрозрачного мате

чала. На крышке интегратора крепится осветитель, показанный на чертеже схематически.

Свет лампочки 4 концентрируется линзой 3 на капиллярной измерительной трубке интегратора 8, на ее точке, выбранной в качестве исходной для начала суммирования (нулевой). Свет, отраженный от внутреннего канала капиллярной трубки 8, поступает на фоторезистор 6. Приемная поверхность фоторезистора 6 защищена от постороннего света усеченным конусом 7, который малым основанием упирается в капиллярную трубку интегратора 8, большим — плотно прилегает к фоторезистору 6. Чтобы избежать перегрева интегратора применяется лампочка 4 небольшой мощности.

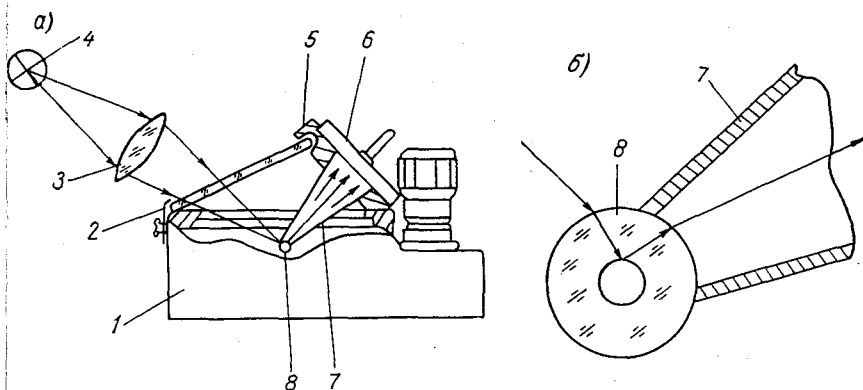


Рис. 1. Общий вид устройства для обнаружения указательного столбика жидкости.

1 — поперечный разрез крышки интегратора с капиллярной измерительной трубкой и дополнительными приспособлениями; 6 — ход лучей в капиллярной измерительной трубке. — крышка корпуса интегратора, 2 — левый скат крышки, 3 — линза, 4 — лампочка, 5 — правый скат крышки, 6 — фоторезистор, 7 — защитный конус, 8 — капиллярная измерительная трубка.

Описанное устройство для обнаружения указательного столбика жидкости в капиллярной измерительной трубке, не нарушая работу интегратора, обеспечило четкий сигнал при входе указательного столбика жидкости в освещенную точку капилляра. Кратность изменения светового потока, поступающего на фоторезистор 6, около 50, что вполне достаточно для выработки исполнительных команд в автоматических устройствах.

При описанном переоборудовании интегратора сохраняется возможность визуального контроля его работы и визуального снятия отсчетов, посторонний свет мало проникает внутрь защитного корпуса 7, что позволяет устанавливать интегратор в нормально освещенной комнате.

3. Устройство и работа регистратора

Испытанный опытный образец регистратора был изготовлен в соответствии с авторским свидетельством № 420976 [1].

На рис. 2 приведена блок-схема регистратора.

Поступающая радиация воспринимается актинометрическим датчиком 1, постоянно соединенным с суммирующими электродами интегратора 2. От аккумуляторной батареи 8 постоянно по

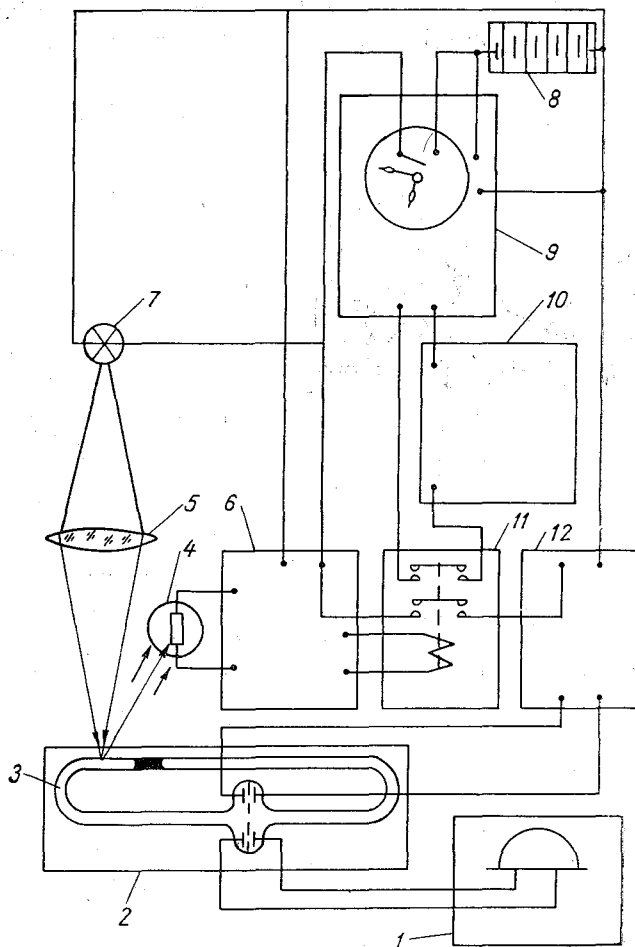


Рис. 2. Блок-схема регистратора количества электричества.

1 — актинометрический датчик, 2 — интегратор, 3 — капиллярная измерительная трубка, 4 — фоторезистор, 5 — линза, 6 — усилитель сигнала, 7 — лампочка, 8 — аккумуляторная батарея, 9 — часы-генератор импульсов, 10 — блок регистрации импульсов, 11 — реле, 12 — стабилизатор тока.

ется питание на часы-генератор импульсов 9, обеспечивающее ход часов и генерацию ритмических импульсов. В течение заданных отрезков времени контакты часов 9 включают общее электрическое питание устройства. Контакты часов 9 непосредственно включают питание лампы 7 и усилителя сигнала 6. Свет лампы 7, сконцентрированный линзой 5, отражаясь от канала капиллярной трубки интегратора 3, поступает на фоторезистор 4, соединенный со вводом сигнала в усилитель 6.

В зависимости от мощности светового потока, отразившегося от канала капиллярной трубки 3, меняется сопротивление фоторезистора 4, что служит входным сигналом для усилителя 6. Выходной сигнал усилителя 6 поступает на обмотку реле 11. Контакты реле 11 в зависимости от поступающего сигнала одновременно включают или отключают питание стабилизатора тока 12 и ритмические импульсы, поступающие от часов-генератора импульсов 9 в блок регистрации импульсов 10. Стабильный ток с выхода стабилизатора тока 12 подается на установочные электроды интегратора 2.

В процессе работы регистратора интегратор 2 непрерывно накапливает сумму радиации, что выражается в перераспределении одорода внутри интегратора и в соответствующем перемещении указательного столбика жидкости внутри интегратора. Электрическое питание от аккумуляторной батареи 8 подается на ввод питания часов-генератора импульсов 9, обеспечивая ход часов и выработку ритмических импульсов.

В заданный момент времени в нашем устройстве за 4 мин до полного часа часы 9 включают общее электрическое питание устройства.

Если в результате накопленной на интеграторе 2 суммы радиации, указательный столбик жидкости не находится в исходной точке капиллярной трубки 3, то значительная часть светового потока, поступающего на капилляр, отразится от его канала и поступит на фоторезистор 4, что обеспечит появление выходного сигнала усилителя 6, срабатывание реле 11, поступление питания на стабилизатор 12 и поступление ритмических импульсов на блок регистрации импульса 10. При этом током стабильной силы будет выполняться приводка указательного столбика интегратора к исходной точке и регистрироваться число ритмических импульсов, соответствующее количеству электричества, прошедшему через интегратор при приводке.

По мере достижения указательным столбиком жидкости исходной точки капилляра 3, резко сократится мощность светового потока, поступающего на фоторезистор 4, что через усилитель 6 вызовет отклонение реле 11, прекращение приводки указательного столбика интегратора и прекращение подачи ритмических импульсов на блок регистрации 10.

В результате сумма радиации, накопленная на интеграторе заданном масштабе, будет переведена в число электрических импульсов и зарегистрирована блоком 10.

Если при включенном общем питании продолжается поступление сигнала актинометрического датчика и накопление суммы радиации на интеграторе, то указательный столбик жидкости выйдет из освещенной точки капилляра 3 и на время, необходимое для его возврата, включится реле 11, причем импульсы, поступающие в это время, будут добавлены к зарегистрированной сумме. Так будет продолжаться, пока контактами часов 9 включено общее питание. В момент отключения общего питания накопленная на интеграторе сумма будет снята с него и передана в блок регистрации.

В испытанном опытном образце отключение выполнялось в момент наступления целого часа по истинному солнечному времени.

После отключения общего питания до следующего его включения остается включенным питание хода часов и интегратор продолжает суммировать электрический сигнал, поступающий от актинометрического датчика.

4. Характеристики примененных блоков

Блок 1 — пиранометр типа М-80.

Блок 2 — интегратор типа Х-603.

Блок 4 — фоторезистор ФС-К1.

Блок 5 — лупа восьмикратная.

Блок 6 — усилитель на транзисторах, трехкаскадный. Фоторезистор включен в мостовой схеме. Выход триггерный, обеспечивающий два устойчивых состояния — наличие или отсутствие выходного сигнала.

Блок 7 — лампочка осветительная (для освещения шкалы приборов) 6,3 В 0,22 А. Включена через резистор.

Блок 8 — аккумуляторная батарея на 18 В (три аккумулятора 5-ЖН-45).

Блок 9 — часы-генератор импульсов. Применены часы с электромеханическим ходом (будильник типа «Слава»). Питание осуществлено через делитель напряжения. Изменение силы тока питания часов в зависимости от фазы колебания баланса усиливается и подается на выход импульсов.

Блок 10 — в качестве блока регистрации импульсов использован гидрологический самописец уровня воды типа «Валдай». Барабан самописца через редуктор соединен с достаточно мощным счетчиком импульсов так, что барабан делает один оборот при поступлении 1000 импульсов. Перо с чернилами в соответствии с конструкцией самописца двигается часовым механизмом вдоль барабана, обеспечивая развертывание записи во времени. Выполнение блока регистрации в опытном образце следует считать временным, нуждающимся в усовершенствовании.

Блок 11 — реле типа РКН.

Блок 12 — стабилизатор тока. Стабилизируется напряжение

полупроводниковыми диодами-стабилизаторами, и на базе ста-
льного напряжения с помощью калиброванного резистора полу-
ется стабильный ток.

5. Результаты испытаний

Испытания опытных образцов актинометрических самописцев
полнялись в Бухтарминской озерной ГМО в 1971—1973 гг.

Испытанные образцы показали высокую надежность в работе.
Регистрация количества электричества соответствует классу точ-
ности 0,5. Точность регистрации сумм радиации несколько меньше
счет погрешностей, вносимых актинометрическими датчиками.
Выполненные сравнения зарегистрированных сумм радиации с сум-
мами, измеренными другими методами, дают хорошее совпадение.
Случайные отклонения не превышают обычного разброса при
актинометрических измерениях.

Существенным преимуществом рассматриваемой конструкции
актинометрического самописца, в сравнении с другими известными
инструкциями [2], следует считать:

1. Осуществление электрического питания от аккумуляторной
тарел.
2. Выдачу результата в виде сумм радиации, что существен-
но уменьшает трудоемкость обработки материала.
3. Перевод суммы радиации в дискретную величину — число
импульсов, что позволяет самописцы такого рода включать в комп-
лекты автоматических станций и представлять материал в виде,
обном для дальнейшей автоматической обработки.
4. Возможность установки самописца на судах, самолетах
других подвижных объектах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухман Н. В. Устройство для измерения солнечной радиации. Авт.
свидетельство СССР № 420 976. Бюлл. № 11, 1974.
2. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюде-
ния. Л., Гидрометеиздат, 1957. 415 с.
3. Ястребова Т. К. Измерение суточных сумм солнечной радиации.—
кн.: Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим
наблюдениям. Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 126—148.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ЧИСТОТА ГАЗОВОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ИНТЕГРАТОРОВ ТИПА Х-603

Основной частью водородного электролитического интегратора типа Х-603 является гальванический элемент с симметричными платиново-водородными электродами.

В силу симметрии на гальваническом элементе интегратора имеют места перепады электрического потенциала, т. е. интегратор не имеет своих внутренних электродвижущих сил. Это свойство интегратора весьма важно для его применения в актиомере и при многих других измерениях, связанных с использованием нулевых датчиков, однако использование интегратора при измерениях всегда связано с пропусканием через его гальванический элемент электрического тока, а последнее нарушает его симметрию и приводит к возникновению поляризационных электродвижущих сил, исследование которых важно для решения вопросов, связанных с практическим использованием интеграторов.

Поляризационные явления, с которыми приходится встречаться в процессе эксплуатации интеграторов, могут быть разделены на две существенно различные категории.

1. Гальваническая поляризация

К этой категории следует отнести поляризационные явления, связанные с протеканием электрохимических процессов, имеющих место в электролите и на электродах гальванического элемента интегратора. Эти явления не являются специфическими для интеграторов и они достаточно полно рассмотрены в литературе по кинетике электрохимических процессов, например А. Н. Фрумкиным [4].

Говоря о поляризации электродов и электролита, применительно к интеграторам типа Х-603 следует отметить, что при нормальных условиях эксплуатации интеграторов эдс поляризации лежит в области линейной зависимости ее от силы тока, что дает возможность учитывать эдс поляризации вместе с учетом падения напря-

нения на омическом сопротивлении гальванического элемента интегратора

$$\Delta U = I(R_{\text{ом}} + R_{\text{п}}), \quad (1)$$

где ΔU — падение напряжения на гальваническом элементе интегратора; I — ток, протекающий через гальванический элемент интегратора; $R_{\text{ом}}$ — омическое сопротивление гальванического элемента интегратора; $R_{\text{п}}$ — коэффициент пропорциональности, связывающий эдс поляризации с силой вызывающего ее тока.

Коэффициент пропорциональности $R_{\text{п}}$ имеет размерность сопротивления и в расчетных формулах суммируется с омическим сопротивлением, в связи с чем будем его называть «сопротивлением поляризации».

При проверке интегратора обычно сопротивление его гальванического элемента измеряется на постоянном токе. В этом случае в результате измерения получается не чистое омическое сопротивление, а его сумма с сопротивлением поляризации, которая и вводится в расчетные формулы.

Нами была выполнена экспериментальная проверка линейного характера этой зависимости. Проверка заключалась в измерении сопротивления интегратора на постоянном токе при разных значениях силы тока от 13 мкА до 2 мА.

Результаты измерений показали, что измеренная в этом случае сумма омического сопротивления и сопротивления поляризации в пределах точности измерений не зависит от силы тока, т. е. коэффициент пропорциональности $R_{\text{п}}$ действительно можно считать постоянным, а рассматриваемую зависимость — линейной.

Величина сопротивления поляризации ориентировочно была определена как разность сопротивлений гальванического элемента интегратора, измеренных на постоянном и переменном токе с частотой около 400 Гц.

В первом случае измерялась сумма омического сопротивления и сопротивления поляризации, а во втором — омическое сопротивление гальванического элемента в чистом виде, разность измеренных величин дает величину сопротивления поляризации.

Нами были выполнены измерения сопротивления поляризации для установочных электродов трех интеграторов, у которых были сделаны прямые выводы на клеммы от установочных электродов.

Результаты измерений (в омах) приводятся в таблице:

	Номер интегратора		
	0067	0642	1067
Сопротивление, измеренное на постоянном токе ($R_{\text{ом}} + R_{\text{п}}$)	4,9	5,4	3,9
Сопротивление, измеренное на переменном токе ($R_{\text{ом}}$)	1,3	1,0	0,8
Сопротивление поляризации ($R_{\text{п}}$)	3,6	4,4	3,1

2. Поляризация газа

К поляризационным явлениям второй категории, которые назовем «поляризацией газа», будем относить явления, внешние по отношению к гальваническому элементу, но протекающие внутри интегратора.

При поляризации газа непосредственной причиной нарушения симметрии электродов и возникновения на них эдс является разное парциальное давление водорода в приэлектродных камерах интегратора. В этом случае эдс создается за счет перепада давления водорода.

Такого рода эдс мы относим к категории поляризационных явлений в связи с тем, что перепад парциального давления водорода в интеграторе возникает, как правило, в результате процессов, связанных с протеканием через интегратор электрического тока. Подобно гальванической поляризации, эдс поляризации газа действует навстречу вызывающему ее току, величина эдс поляризации газа связана с вызвавшим ее количеством электричества. Подобно гальванической поляризации, поляризация газа снимается естественным путем (путем саморазряда) и ее убывание идет по экспоненциальному закону. Поляризация газа, так же как и гальваническая поляризация, может быть снята искусственно путем пропускания тока обратного по направлению току, вызвавшему поляризацию.

Существенным отличием поляризации газа от гальванической поляризации, имеющим принципиальное значение при эксплуатации интеграторов, следует считать значительно большую ее стабильность во времени. Так, если гальваническая поляризация при естественной деполяризации практически снимается за несколько минут, то поляризация газа может сохраняться несколько месяцев.

Ввиду значительной устойчивости поляризации газа в интеграторе, в выпущенной ранее литературе [1, 2, 5], она именовалась «собственной эдс интегратора» и даже делались попытки вносить ее в паспорт интегратора и вводить поправки на погрешности измерений, вызываемые поляризацией газа [2, 5].

Следует считать более правильным не допускать значительной величины эдс поляризации газа, для чего не допускать зашкаливания интегратора. В случаях, если все же возникла существенная поляризация газа, следует выполнять искусственную деполяризацию [1].

Для деполяризации газа через гальванический элемент интегратора пропускают электрический ток, совпадающий по направлению с током, вызываемым эдс поляризации. Электрический ток пропускается до выравнивания парциального давления водорода в приэлектродных камерах, или, что равнозначно, до снятия эдс поляризации газа.

При практическом выполнении деполяризации удобно предварительно рассчитать нужное количество электричества и выполнять деполяризацию в соответствии с расчетом.

3. Связь эдс поляризации газа с парциальным давлением водорода

Эдс поляризации газа возникает в результате перепада парциального давления водорода на гальваническом элементе интегратора.

Возникновение эдс можно объяснить следующим образом. Водород, адсорбированный на платиновых электродах гальванического элемента, находится в состоянии динамического равновесия с газовым водородом в приэлектродных камерах и с ионным водородом в электролите. При условии полной симметрии всей системы динамическое равновесие сбалансировано без участия электрических полей и электродвижущих сил. При наличии перепада парциального давления в результате динамического обмена плотность водорода, адсорбированного на электродах, окажется неодинаковой. Последнее приведет к различному поступлению ионов водорода на электродах в электролит при их динамическом обмене и вызовет электрический ток, который будет протекать до тех пор, пока возникшая разность потенциала не приведет к установлению равновесия. Наличие перепада парциального давления водорода, который в этом случае компенсируется соответствующим перепадом электрического потенциала, т. е. эдс.

Будем рассматривать процессы в интеграторе, протекающие при значительной плотности тока, т. е. процессы, протекающие при условиях, достаточно близких к состоянию равновесия. В этом случае плотность активного водорода на электродах будет пропорциональна его парциальному давлению в приэлектродных камерах

$$C = KP, \quad (2)$$

где K — концентрация активных атомов водорода на электроде; P — парциальное давление водорода в приэлектродной камере.

Для рассматриваемого случая потенциал электрода может быть определен на основе уравнения Нернста [3].

$$U = U_0 + \frac{R^*T}{NF} \ln C, \quad (3)$$

где U — потенциал электрода; U_0 — постоянная слагаемая потенциала, связанная с системой отсчета; R^* — универсальная газовая постоянная; T — температура по шкале Кельвина; N — сумма валентности атомов, образующих молекулу; F — заряд грамм-эквивалента.

Разность потенциалов между двумя электродами (в мВ), из-за ЭДС, для температуры 20°C, при подстановке значения физико-химических констант, может быть представлена в виде

$$E = U_2 - U_1 = \ln \frac{P_2}{P_1} \cdot 12,6. \quad (3)$$

Для случая незначительного перепада давления при условии

$$P_1 \approx P_2 = P; \quad |P_2 - P_1| = |\Delta P| \ll P. \quad (4)$$

Равенство (4) может быть заменено его приближенным выражением

$$E = U_2 - U_1 = \frac{\Delta P}{P} \cdot 12,6. \quad (5)$$

4. Зависимость эдс поляризации газа от количества электричества

Рассмотрим процесс, при котором через гальванический элемент пропускается заряд, при этом газ через капиллярную измерительную трубку вытесняется из одной приэлектродной камеры в другую. Будем считать, что процесс идет достаточно медленно и газ в приэлектродной камере перемешивается настолько, что его состав можно считать однородным. Будем также исходить из предположения, что объем приэлектродных камер одинаков.

Обозначим через $\eta_{\text{н}}$ парциальное давление посторонних газовых примесей, при условии, что все посторонние примеси собраны в одной приэлектродной камере (условие насыщенной поляризации газа), а через η парциальное давление посторонних примесей в приэлектродной камере, прилегающей к катоду. Полярность определяется по ходу тока при рассматриваемом процессе, но не по обозначению на интеграторе. При этом парциальное давление посторонних примесей в противоположной камере, прилегающей к аноду, будет $\eta_{\text{н}} - \eta$.

Рассмотрим процесс при равенстве полного давления газа в приэлектродных камерах интегратора, что будет иметь место при условии нахождения указательного столбика жидкости в рабочей части капиллярной измерительной трубки. Если процесс ведется с зашкаливанием интегратора и вытеснением указательного столбика в устье капилляра, что приводит к перепаду полного давления между приэлектродными камерами за счет действия капиллярных сил, то дальнейшие рассуждения следует отнести к перебою в пропускании тока, на время которого указательный столбик выведен из устья в рабочую часть капиллярной трубки.

При равенстве полного давления перепад парциального давления водорода будет равен по величине и противоположен по знаку перепаду парциального давления посторонних примесей, на основании чего можно записать

$$\Delta P = -\Delta \eta = 2\eta - \eta_{\text{н}}. \quad (7)$$

Если в результате пропускания элементарного заряда dq в камеру, прилегающую к катоду, через гальванический элемент введен элементарный объем чистого водорода dv , то одновременно из этой камеры вытеснен такой же объем dv газовой смеси.

Содержание в вытесненном объеме посторонних газовых примесей определится их концентрацией в приэлектродной камере и объемом вытесненного газа. В результате замены элементарного объема газовой смеси dv таким же объемом чистого водорода парциальное давление посторонних примесей уменьшится на величину $d\eta$, определяемую равенством

$$d\eta = -\eta \frac{dv}{v_{\text{к}}}, \quad (8)$$

где $v_{\text{к}}$ — объем приэлектродной камеры.

В соответствии с уравнением Клапейрона, принимаемым в качестве уравнения состояния газа, и с законом Фарадея элементарный объем водорода dv может быть выражен через элементарное количество электричества dq

$$dv = \frac{R^*T}{PNF} dq. \quad (9)$$

Подставляя dv в равенство (8) и преобразуя, получим

$$\frac{d\eta}{\eta} = -\frac{R^*T}{PNFv_{\text{к}}} dq; \quad (10)$$

выполняя интегрирование, имеем

$$\ln \eta = -\frac{R^*T}{PNFv_{\text{к}}} q + C. \quad (11)$$

Зададим в качестве начального условия состояние насыщенной поляризации газа, т. е. такое состояние, когда все посторонние газовые примеси собраны в одной приэлектродной камере (в данном случае камере, прилегающей к катоду), и начнем отсчет заряда от нуля.

В начальный момент процесса

$$\eta = \eta_{\text{н}}; \quad q = 0. \quad (12)$$

Подставляя начальные условия в равенство (11), получаем

$$C = \ln \eta_{\text{н}}. \quad (13)$$

Физически такое начальное условие может быть получено, если до начала рассматриваемого процесса бесконечно долго (практически — достаточно долго) пропускался поляризующий ток. Направ-

ление поляризующего тока должно быть обратным направлению тока при рассматриваемом процессе.

Подставляя значение постоянной слагаемой в равенство (11) и преобразуя, получим

$$\eta = \eta_n e^{-\frac{R^* T}{PNFv_k} q}. \quad (14)$$

Введем обозначение

$$q_n = \frac{PNFv_k}{R^* T} \ln 2. \quad (15)$$

Подставляя обозначение (15) в выражение (14) и преобразуя, получаем

$$\eta = \eta_n \cdot 2^{-q/q_n}. \quad (16)$$

В соответствии с выражениями (6) и (7), формула (16) может быть переписана в виде

$$E = \frac{\eta_n}{P} (2 \cdot 2^{-q/q_n} - 1) \cdot 12,6. \quad (17)$$

При состоянии насыщения перепад парциального давления водорода достигнет наибольшего возможного для него значения и по абсолютной величине будет равен парциальному давлению посторонних газовых примесей, собранных в одной приэлектродной камере интегратора

$$\Delta P = \eta_n, \quad (18)$$

и формула (6) для условий насыщения может быть переписана в виде

$$E_n = \frac{\eta_n}{P} \cdot 12,6, \quad (19)$$

в соответствии с чем равенство (17) принимает вид

$$E = E_n (2 \cdot 2^{-q/q_n} - 1). \quad (20)$$

Величину q_n назовем зарядом насыщения. Физический смысл заряда насыщения может быть определен как заряд, который следует пропустить через гальванический элемент интегратора для снятия насыщенной поляризации газа, или как заряд, который теоретически мог бы отдать интегратор, находящийся в состоянии насыщенной поляризации газа, если рассматривать его как источник тока и полностью разрядить.

5. Некоторые практические выводы

Качество интегратора как прибора в значительной мере определяется электродвижущими силами поляризации, которые возникают или могут возникать в процессе его эксплуатации.

Потребность в выполнении расчетов эдс поляризации возникает при проверках интеграторов, при оценке качества интеграторов и, в частности, при определении весьма важной характеристики — чистоты газового заполнения интегратора. Расчеты, основанные на приведенных выше исследованиях, бывают полезны при практическом выполнении деполяризации газа и во многих других случаях.

Если измерена эдс поляризации газа при насыщении, то в соответствии с равенством (19) можно вычислить отношение парциального давления посторонних газовых примесей к парциальному давлению водорода, т. е. относительное содержание посторонних газовых примесей.

Относительное содержание посторонних газовых примесей удобно вычислять в процентах, относя результат к случаю равномерного распределения примесей в интеграторе, т. е. к нормальному состоянию интегратора. Для этого случая парциальное давление посторонних примесей равно половине η_n и расчетная формула примет вид

$$\beta = 4E_n \%, \quad (21)$$

где E_n выражено в милливольтках.

Для определения заряда насыщения, что следует делать при проверке интегратора, нужно измерить эдс поляризации газа при состоянии насыщения и при двух других, достаточно отличающихся между собой состояниях E_n , E_1 и E_2 . Одновременно следует измерить количество электричества, пропускание которого обеспечивает переход интегратора из первого во второе состояние q_{1-2} .

Подставляя измеренные значения E_n , E_1 , E_2 и q_{1-2} в равенство (20), получим систему уравнений, решение которой дает расчетную формулу

$$q_n = q_{1-2} \frac{\lg 2}{\lg \left(\frac{E_n + E_1}{E_n + E_2} \right)}. \quad (22)$$

После того как определены параметры интегратора E_n и q_n , решая равенство (22) относительно q_{1-2} , получаем формулу для вычисления заряда, потребного для перевода интегратора из первого состояния во второе.

Частный случай этого решения, когда в искомом состоянии нужно обеспечить нулевое значение эдс поляризации газа ($E_2 = 0$) (обозначим это состояние нулевым индексом), находит применение

ние при расчете количества электричества, нужного для деполяризации. В этом случае расчетная формула имеет вид

$$q_{1-0} = q_n \frac{\lg\left(\frac{E_n + E_1}{E_n}\right)}{\lg 2}. \quad (23)$$

Для случая, когда эдс поляризации газа близка к нулевым значениям и изменяется в небольших пределах при пропускании через интегратор небольших количеств электричества, т. е. осуществляется условие

$$\begin{aligned} |E_1| &\ll E_n, & |E_2| &\ll E_n, \\ |\Delta E| &= |E_1 - E_2| \ll E_n, \\ |\Delta q| &= |q_{1-2}| \ll q_n, & q &\approx q_n \end{aligned} \quad (24)$$

формула (20) может быть преобразована в виде

$$\Delta E = E_1 - E_2 = E_n \frac{q_{1-2}}{q_n} \ln 2. \quad (25)$$

Формула (25) должна рассматриваться как приближенная, но ее применение целесообразно при расчете доводочных операций по деполяризации.

Формула (25) удобна для вычисления изменения эдс поляризации газа при перемещении указательного столбика жидкости в пределах рабочей части шкалы интегратора. Назовем такое изменение эдс поляризации «вариацией поляризации газа по шкале». Расчетная формула в этом случае принимает вид

$$\Delta E = 1,2 E_n \frac{q_{100}}{q_n} \ln 2 = 0,83 E_n \frac{q_{100}}{q_n}, \quad (26)$$

где ΔE — вариация поляризации газа по шкале, мВ/120 делений; q_{100} — емкость 100 делений шкалы, Кл/100 делений.

6. Экспериментальная проверка

Вывод формулы (6) основан на предположении о равновесном состоянии. Формула (20) выведена в предположении о достаточном перемешивании и однородности газа в приэлектродной камере.

Мы считали необходимым выполнить экспериментальную проверку допустимости того и другого предположения. Методика проверки была основана на практическом применении расчетных формул к исследованию процессов в интеграторах.

Первое предположение было проверено на интеграторе № 0592, который следует забраковать для гидрометеорологических наблюдений ввиду высокого содержания посторонних газовых примесей,

именно это оказалось полезным для проверки наших расчетных формул в условиях повышенного перепада давления.

При поверке были получены следующие параметры интегратора № 0592: $E_H = 2,21$ мВ; $q_H = 7,9$ кЛ; $q_{100} = 0,141$ кЛ/100 делений; $= 8,4\%$.

Вычислением получено значение вариации поляризации газа в шкале

$$\Delta E = 31 \cdot 10^{-3} \text{ мВ/120 делений.}$$

Непосредственное измерение дало значение вариации

$$\Delta E = 30 \cdot 10^{-3} \text{ мВ/120 делений.}$$

Полученное совпадение следует считать вполне удовлетворительным, а поскольку в использованном для проверки интеграторе содержание посторонних примесей почти в 10 раз превышает обычную для интеграторов норму, следует считать применимыми приведенные выше формулы.

Второе предположение о достаточной равномерности состава газа при процессах поляризации и деполяризации интеграторов проверялось для 9 интеграторов при силе тока 1 мА. Проверка состояла в выполнении деполяризации газа интеграторов путем пропускания вычисленного по формуле (23) количества электричества. В 8 случаях из 9 вполне удовлетворительный результат был получен с первого раза, и только в одном случае потребовалась вторая, доводочная, операция. Результат проверки говорит о том, что при силе тока 1 мА формулы (22) и (23) могут применяться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухман Н. В. Способ регулирования собственной эдс водородного электролитического интегратора. Авт. свидетельство СССР № 375 694. Бюлл. № 16, 1973.
2. Инструкция по поверке электролитического интегратора типа Х-603. М., Гидрометеониздат, 1968. 10 с.
3. Молодов А. И. Нернста уравнение. — В кн.: Краткая химическая энциклопедия. Т. 3. М., «Сов. энциклопедия», 1964, с. 426—427.
4. Фрумкин А. Н. и др. Кинетика электродных процессов. М., изд. МГУ, 1952. 354 с.
5. Ястребова Т. К. Измерение суточных сумм солнечной радиации. — В кн.: Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеониздат, 1971, с. 126—148.

Г. П. ГУЩИН, Н. Н. ВИНОГРАДОВ

К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ОЗОНА В ЗОНЕ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Для прогноза струйных течений (СТ) необходимо это сложное атмосферное явление исследовать во всех аспектах. Целая серия работ была посвящена изучению распределения озона в СТ [1—7]. Используя озон как трассер, можно получить дополнительные представления о динамике струйных течений. Выявление особенностей распределения озона в СТ и их учет необходим также и для предсказания опасных концентраций озона на маршрутах полетов самолетов.

В результате исследований распределения озона в СТ (в его левой, правой и центральной частях) по данным наземных озонметрических станций, самолетных зондирований, вертикальных озонных зондирований [1—7] были получены качественно аналогичные результаты. Основные выводы этих работ сводились к следующему: слева от оси СТ общее содержание озона (парциальное давление) повышено, справа — понижено, в целом в СТ отмечается повышенное содержание озона, горизонтальный градиент озона направленный из левой в правую часть, значительно выше среднего. В вертикальном направлении влияние струйных течений на средний профиль парциального давления озона прослеживается на высотах 10—18 км, в горизонтальном направлении — до 1000 км от оси СТ.

Однако в ранее опубликованных работах не всегда удавалось исключить широтный ход озона, в частности, вследствие малого количества озонметрических станций.

В настоящей работе применена методика исследований на основе использования массового материала наблюдений за распределением озона в СТ, имеющих широтное направление. Были использованы материалы советских озонметрических станций за 1972 г и станций Северной Америки за 1970—1971 гг. Всего было проанализировано более 2000 наблюдений за распределением озона

СТ¹. Положение оси СТ определялось по картам максимального тра, составленным в Арктическом и Антарктическом научно-исследовательском институте, а также по картам АТ₃₀₀ с целью исключения возможности объединения сильных ветров нескольких соседних СТ.

Озонометрические станции в зависимости от широты были объединены в пять групп: А ($\varphi = 66 \pm 2^\circ$ с. ш.) — Оленек, 68°, Гарка, 67°, Печора, 65°, Тура, 64°, Архангельск, 64°, Фэрбенкс, 4°; Б ($\varphi = 57 \pm 2^\circ$ с. ш.) — Витим, 59°, Ленинград, 59°, Черчилл, 58°, Вердловск, 56°, Рига, 56°, Красноярск, 56°, Москва, 55°, Омск, 55°; В ($\varphi = 51 \pm 2^\circ$ с. ш.) — Куйбышев, 53°, Эдмонтон, 53°, Гуз Бей, 53°, Иркутск, 51°, Воронеж, 51°, Киев, 50°, Семипалатинск, 50°, Каранда, 49°, Львов, 49°; Г ($\varphi = 45 \pm 2^\circ$ с. ш.) — Цимлянск, 47°, Гурьев, 47°, Аральск, 46°, Одесса, 46°, Бисмарк, 46°, Карадаг, 45°, Гриней, 44°, Алма-Ата, 43°; Д ($\varphi = 39 \pm 2^\circ$ с. ш.) — Абастумани, 41°, Библиси, 41°, Боулдер, 40°, Чарджоу, 39°, Душанбе, 38°, Ашхабад, 37°.

При подборе станций руководствовались соблюдением условия наименьшего разброса их по широте внутри группы для исключения влияния широтного хода озона на результаты осреднения.

При расчете средних озонных профилей в области струйных течений для зимы, весны, лета и осени использовались абсолютные значения общего содержания озона Ω в единицах Добсона.

В результате исследования удалось выявить некоторые особенности изменения общего содержания озона в СТ на различных широтах в различные сезоны года.

На рис. 1 представлены средние значения Ω на оси струйных течений и в его левой и правой частях на различном удалении (в град. экватора) от оси. Дополнительно горизонтальными линиями (сплошной и пунктирной) отмечены средние значения (сплошная линия) озона в СТ и за сезон (пунктирная линия) для данной широты за рассматриваемый период. Из анализа озонных профилей видно, что в левой, циклонической части СТ (ось проходит южнее станции), наблюдается максимум озона в большинстве случаев на расстоянии 500—600 км от оси СТ, уменьшение озона происходит по мере приближения к оси СТ и далее в правой, антициклонической части (ось проходит севернее станции), отмечаются минимальные значения Ω .

В табл. 1 даны разности общего содержания озона между левой и правой частями СТ на различных широтах ($\Delta\Omega = \Omega_{\text{max лев}} - \Omega_{\text{min пр}}$).

Различия в содержании озона между левой и правой частями СТ в основном уменьшаются к югу, так, на широтах 66—51° с. ш. они значительно выше, чем на широтах 45—39° с. ш. Качественных изменений в характере распределения озона в СТ в различ-

¹ Заметим, что данные измерений, полученные в 1972 г. по озонометру М-83 (после его модернизации) на сети в СССР, достаточно сравнимы с данными, получаемыми на зарубежной сети по спектрофотометрам Добсона.

ные сезоны не происходит. Однако, следует отметить, что осенняя величина $\Delta\Omega$ резко уменьшается на всех рассматриваемых станциях и на широтах $45-39^\circ$ (станции группы Г, Д) они практически исчезают совсем.

Влияние струйных течений на общее содержание атмосферного озона можно проследить по рис. 1, а также по данным табл. 2, в к

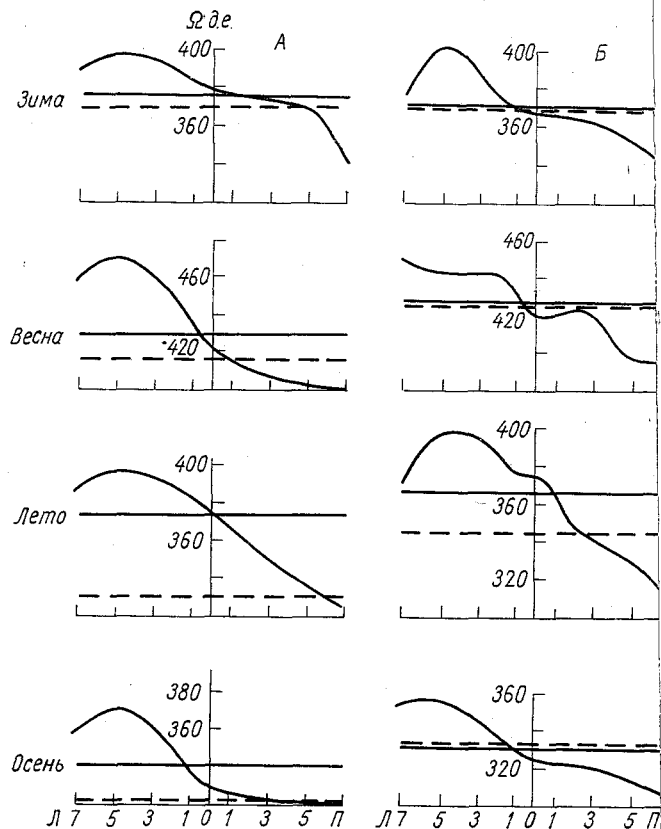
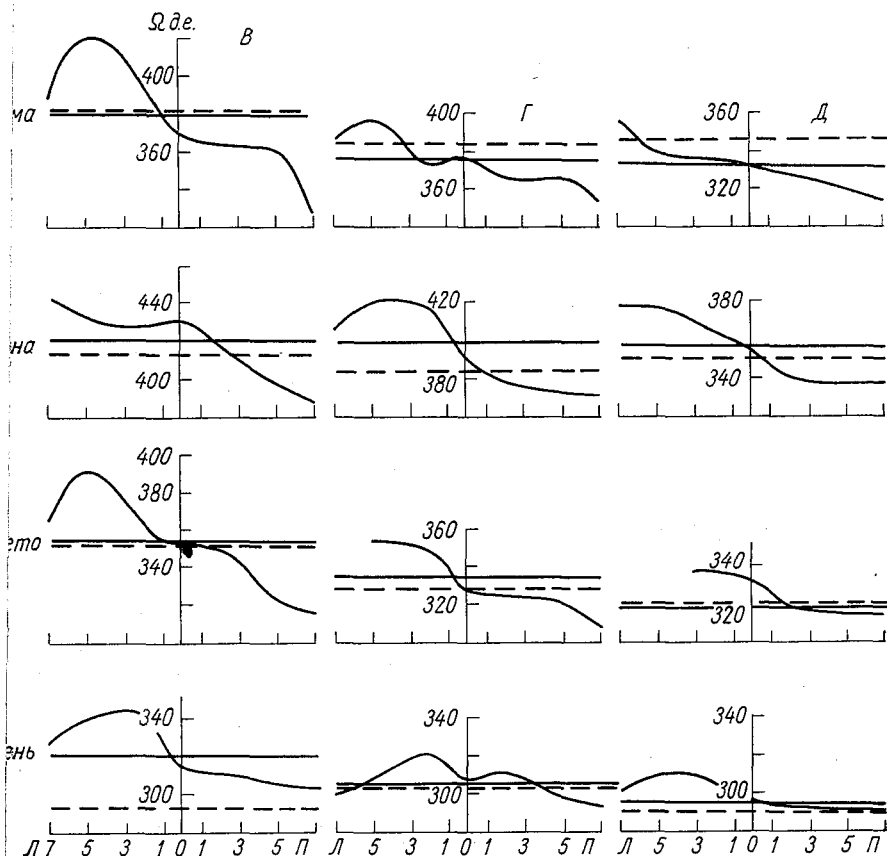


Рис. 1. Среднее значение общего содержания озона в зоне СТ (Ω_1), без СТ, т. е. для случаев, когда СТ не наблюдались на расстоянии до 1000 км от станции (Ω_2), и средние сезонные значения (Ω_3), полученные по данным всех имеющихся наблюдений на перечисленных станциях за рассматриваемый период. В целом Ω_1 превышает значения Ω_2 и, следовательно, влияет на увеличение Ω_3 . Тем не менее увеличение среднего сезонного значения общего содержания озона (Ω_3) зависит не только от повторяемости струй

торой представлены значения общего содержания озона в зоне СТ (Ω_1), без СТ, т. е. для случаев, когда СТ не наблюдались на расстоянии до 1000 км от станции (Ω_2), и средние сезонные значения (Ω_3), полученные по данным всех имеющихся наблюдений на перечисленных станциях за рассматриваемый период. В целом Ω_1 превышает значения Ω_2 и, следовательно, влияет на увеличение Ω_3 . Тем не менее увеличение среднего сезонного значения общего содержания озона (Ω_3) зависит не только от повторяемости струй

ых течений, но и от расположения пункта наблюдения относительно оси СТ. Из рис. 1 видно, что кривая, характеризующая распределение озона, в правой части СТ в ряде случаев проходит под сплошной горизонтальной линией, отмечающей среднее за сезон одержание озона, а это значит, что увеличение Ω_3 происходит



на оси, в левой и правой частях струйного течения.

среднее значение Ω из всех данных. Л — левая часть СТ, П — правая часть СТ.

В — $\varphi = 51 \pm 2^\circ$ с. ш., Г — $\varphi = 45 \pm 2^\circ$ с. ш., Д — $\varphi = 39 \pm 2^\circ$ с. ш.

— градусы экватора.

в основном за счет интенсивного увеличения озона в левой части СТ. Поэтому в таких ситуациях, когда ось струи постоянно проходит севернее пункта наблюдения, не исключены заниженные значения Ω_1 в СТ по сравнению со средними за сезон значениями Ω_3 . В частности, таким пунктом оказался Ашхабад (37° с. ш.), который в преобладающем большинстве случаев находился в правой антициклонической части струи, что и сказалось на приведенных результатах расчетов Ω_1 и Ω_3 .

Таблица

Разность общего содержания озона между левой и правой частями С
 $\Delta \Omega$ (в единицах Добсона) (в числителе) и относительная величина этой
 разности ($\Delta \Omega / \bar{\Omega}_{\text{ст}} \cdot 100\%$ (в знаменателе)

Сезон	φ град.				
	66 ± 2	57 ± 2	51 ± 2	45 ± 2	39 ± 2
Зима	55	67	95	44	41
	15	18	25	12	12
Весна	70	54	55	48	38
	16	13	14	12	11
Лето	75	92	76	46	—
	20	25	22	14	—
Осень	51	49	36	12	22
	15	15	11	4	7

Таблица

Средние значения общего содержания озона (в числителе) и число
 наблюдений (в знаменателе)

φ град.	Зима			Весна			Лето			Осень		
	Ω_1	Ω_2	Ω_3	Ω_1	Ω_2	Ω_3	Ω_1	Ω_2	Ω_3	Ω_1	Ω_2	Ω_3
66 ± 2	377	362	370	430	414	418	374	323	380	341	301	310
	130	115	245	109	426	535	81	581	662	128	221	349
57 ± 2	371	368	369	428	427	427	366	341	344	331	331	33
	103	356	459	148	418	566	65	524	589	221	296	51
51 ± 2	379	381	381	421	410	413	355	351	352	320	271	29
	198	453	651	220	618	838	83	696	779	327	436	76
45 ± 2	376	384	382	399	380	384	336	328	329	307	302	30
	149	308	457	127	504	631	67	550	617	213	379	59
39 ± 2	334	352	346	358	348	351	320	320	320	295	287	32
	80	141	221	98	216	314	101	319	420	115	206	29

В табл. 3 приведены оценки погрешностей средних значений
 общего содержания озона σ_{Ω} в разных частях струйных течений
 найденные по формуле

$$\sigma_{\Omega} = \sqrt{\frac{\sum (\Omega_i - \bar{\Omega})^2}{n(n-1)}}, \quad (1)$$

где Ω_i — общее содержание озона на определенном удалении от
 оси СТ; $\bar{\Omega}$ — среднее значение общего содержания озона на той

е удалении от оси СТ; n — число наблюдений в данной градации; изменялось от 10 до 45.

Как видно из табл. 3, погрешности средних значений озона в СТ, характеризующие в данном случае ошибки наблюдений и естественную изменчивость озона, невелики и составляют 2—4%.

Таблица 3

Значение σ_{O_3} (в единицах Добсона) для разных частей
струйного течения и разных сезонов

Сезон	φ град. с. ш.	Расстояние от оси струи (в град. экватора)						
		левая часть			0	правая часть		
		7	5	2		2	5	7
ма	66 ± 2	12	10	8	9	9	8	9
	57 ± 2	12	8	10	10	11	10	10
	51 ± 2	7	7	7	8	9	9	13
	45 ± 2	7	7	7	6	9	8	8
	39 ± 2	6	6	7	9	11	8	9
сна	66 ± 2	12	10	8	8	9	9	8
	57 ± 2	11	9	7	7	10	9	6
	51 ± 2	8	8	7	9	7	9	12
	45 ± 2	7	9	9	12	7	9	8
	39 ± 2	9	6	7	8	6	8	8
ето	66 ± 2	11	7	8	7	9	8	9
	57 ± 2	10	7	7	6	10	9	9
	51 ± 2	10	13	9	10	11	15	6
	45 ± 2	10	6	6	8	8	8	7
	39 ± 2	—	—	5	4	4	5	5
сень	66 ± 2	10	9	8	8	7	9	8
	57 ± 2	11	9	6	8	6	8	8
	51 ± 2	9	8	9	7	8	7	8
	45 ± 2	6	5	6	5	4	6	6
	39 ± 2	8	7	6	5	5	6	5

Отсюда можно сделать вывод, что найденные нами особенности распределения озона в струйных течениях на разных широтах в разные сезоны имеют устойчивый характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васин В. Ф., Воробьев В. И. К вопросу распределения общего содержания озона в струйных течениях. — «Тр. ГГО», 1966, вып. 184, с. 31—34.
2. Гущин Г. П. Предварительные результаты измерений общего содержания

ния атмосферного озона во время МГГ в СССР.— «Тр. ГГО», 1960, вып. 10, с. 3—16.

3. Гущин Г. П., Романова Р. Г., Ромашкина К. И. Измерения общего содержания озона во время горизонтальных полетов.— «Тр. ГГО», 1960, вып. 105, с. 24—29.

4. Гущин Г. П. Озон и некоторые особенности атмосферной циркуляции.— «Тр. ГГО», 1962, вып. 134, с. 75—101.

5. Гущин Г. П., Шатунов И. А. Атмосферный озон и струйные течения.— «Тр. ГГО», 1964, вып. 154, с. 20—29.

6. Иванова Г. Ф. О вертикальном распределении озона в зонах струйных течений.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 279, с. 167—184.

7. Харчилава Д. Ф. Озон и струйные течения.— «Тр. ЗапНИГМИ», 1960, вып. 21, с. 129—142.

Г. П. ГУЩИН, Н. Н. ВИНОГРАДОВА

КОЛЕБАНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА И ЦИРКУЛЯЦИЯ ВОЗДУХА В СТРАТОСФЕРЕ В ЗИМНИЙ ПЕРИОД

В зимний период в высоких и умеренных широтах северного полушария происходят наибольшие короткопериодные вариации общего содержания озона (Ω), в ряде случаев превышающие величину годовой амплитуды средних месячных значений Ω . Поскольку эти вариации не фотохимического происхождения, они должны быть вызваны циркуляционными процессами: горизонтальными и вертикальными движениями воздуха, турбулентным перемешиванием, главным образом, в нижней стратосфере, так как основные флуктуации Ω определяются его колебаниями в слое 10—5 км [5, 16].

Многими авторами были сделаны попытки выявить связь колебаний озона с изменениями условий циркуляции атмосферы, в первую очередь с горизонтальным и вертикальным переносом воздушных масс в циклонических и антициклонических системах, высотных гребнях и ложбинах, в струйных течениях [3—7, 10, 11, 13—15, 19, 20 и др.].

Исследовалось вертикальное распределение озона с учетом формы высотного барического поля [14], рассчитывались аномалии общего содержания озона в разных секторах приземных барических образований [3], а также в циклонах и антициклонах различной вертикальной протяженности [19].

Несмотря на некоторые расхождения как в полученных результатах, так и в интерпретации их исследования в перечисленных выше работах показали, что колебания озона связаны с барическим полем нижней и средней стратосферы.

В настоящей работе было проведено сопоставление вариаций общего содержания озона с различными типами зимней стратосферной циркуляции. В зимние месяцы в стратосфере господствует олярный циклонический вихрь, однако центр его редко распола-

гается над полюсом. Смещение полярного вихря на различные секторы Арктики, выход из Тихого и Атлантического океанов в высокие и умеренные широты антициклонов приводят к нарушению зональности переноса воздушных масс, меридиональным преобразованиям барического поля, возмущениям в стратосфере и различными типам макроциркуляции воздуха.

Для выявления связи колебаний Ω с различными типами макроциркуляции воздуха в нижней стратосфере анализировались синоптические карты северного полушария изобарических поверхностей 100 и 30 мбар, а также использовались данные ежедневных наблюдений Ω на следующих американских станциях: Черчилль ($58^{\circ}45'$ с. ш., 94° з. д.), Эдмонтон ($53^{\circ}33'$ с. ш., 114° з. д.), Губей ($53^{\circ}19'$ с. ш., 60° з. д.), Бисмарк ($46^{\circ}46'$ с. ш., 100° з. д.) и европейских: Аркус ($56^{\circ}10'$ с. ш., 10° в. д.), Бельск ($50^{\circ}50'$ с. ш., 21° в. д.), Ароза ($46^{\circ}46'$ с. ш., 10° в. д.) за период декабрь — март 1964—1970 гг. Выбор станций для исследования определялся наличием длинного и сравнительно непрерывного ряда наблюдений за озоном на этих станциях в зимний период. Выбранные типы циркуляции определялись по картам AT_{100} (они лишь в некоторых деталях отличались от типизации, проведенной Х. Х. Рафаиловым [12]).

К типу I были отнесены циркумполярные циклоны, а также циклоны с центром на некотором расстоянии от полюса, но с круговыми изогипсами без резко выраженных ложбин. При этом тип циркуляции в стратосфере над северным полушарием осуществляется западный перенос воздушных масс. Тип II характеризовался одноцентровым циклоном, сдвинутым на восточное полушарие, причем ось ложбины могла быть направлена как на побережья Америки так и на центральную ее часть. Область высокого давления над Беринговым морем на уровне 100 мбар периодически смещалась на западную и даже центральную части Америки на поверхность 30 мбар. К типу III были отнесены мощные циклонические вихри с центром над центральной или северной частью Канады. Тип IV характеризовался двухцентровым стратосферным циклоном, центры которых располагались над американским и советским секторами Арктики и очерчивались одной-двумя изогипсами. При этом центры областей высокого давления находились в умеренных широтах Тихого и Атлантического океанов. При типе V наблюдались два самостоятельных циклонических центра, расположенных над евразийской частью полушария и американской, разделенных гребнем, а иногда и отдельными антициклонами, достигающими районов полюса. К типу VI были отнесены циклонические системы с несколькими центрами и ложбинами, ориентированными на Скандинавию, Восточную Сибирь и Канаду. Наиболее интенсивные гребни высокого давления со стороны Тихого океана доходили почти до полюса при этом типе циркуляции.

В табл. I представлены средние за зимний период значения вариаций общего содержания озона $\Delta\Omega_c$ при перечисленных типах стратосферной циркуляции воздуха, где $\Delta\Omega_i$ — отклонения

Вариации общего содержания озона (см. 10-3) при различных типах стратосферной циркуляции в зимний период

Станция	Тип циркуляции (С)											
	I		II		III		IV		V		VI	
	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n	$\Delta \bar{Q}_c \pm \sigma \Delta \bar{Q}_c$	n
Черчилл	-21 ± 5	15	29 ± 4	84	-38 ± 6	22	12 ± 3	65	67 ± 6	19	15 ± 5	47
Эдмонтон	-12 ± 5	29	11 ± 3	102	-18 ± 5	30	13 ± 2	81	13 ± 5	34	14 ± 4	54
Гуз Бей	-25 ± 5	30	19 ± 3	111	-30 ± 5	29	12 ± 3	79	26 ± 3	33	23 ± 4	47
Бисмарк	-7 ± 5	25	15 ± 3	99	-21 ± 5	28	9 ± 3	65	7 ± 6	31	20 ± 5	40
Аркус	-11 ± 6	27	-11 ± 4	97	14 ± 4	28	6 ± 3	69	14 ± 5	28	10 ± 5	48
Бельск	-22 ± 5	24	-5 ± 3	85	-1 ± 4	24	-6 ± 2	56	9 ± 4	19	20 ± 5	38
Ароза	-14 ± 4	27	1 ± 2	82	13 ± 5	21	-6 ± 3	52	4 ± 3	19	20 ± 6	25

средних дневных значений от средних месячных значений для данного типа циркуляции ($\Delta\Omega_i = \Omega_i - \bar{\Omega}_j$ и j указывает месяц). $\sigma_{\Delta\bar{\Omega}_c}$ — ошибка средних величин,

$$\Delta\bar{\Omega}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta\Omega_i}{n}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\Delta\bar{\Omega}_c} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\Omega_i - \Delta\bar{\Omega}_c)^2}{n(n-1)}} \quad (2)$$

и где n — общее число случаев за рассматриваемый период для данного типа циркуляции C .

В табл. 2 сведены результаты расчетов повторяемости положительных и отрицательных отклонений общего содержания озона при различных типах циркуляции воздуха в нижней стратосфере

Таблица 2

Повторяемость (%) положительных ($+\Delta\Omega$) и отрицательных ($-\Delta\Omega$) отклонений общего содержания озона при различных типах циркуляции воздуха в нижней стратосфере в зимний период

Станция	Тип циркуляции (C)											
	I		II		III		IV		V		VI	
	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$	$+\Delta\Omega$	$-\Delta\Omega$
Черчилл	6	94	69	31	—	100	56	44	100	—	60	40
Гуз Бей	16	84	68	32	27	73	64	36	88	12	79	21
Эдмонтон	35	65	69	31	29	71	63	37	48	52	63	37
Бисмарк	44	56	68	32	28	72	56	44	45	55	72	28
Аркус	37	63	37	63	47	53	57	43	68	32	61	39
Бельск	25	75	45	55	50	50	45	55	63	37	66	34
Ароза	30	70	51	49	67	33	39	61	74	26	65	35

в зимний период. Эти результаты показывают, что при типе I, когда над северным полушарием в стратосфере господствует западный перенос воздушных масс и барическое поле высоких и умеренных широт не возмущено, уменьшенное содержание озона наблюдается на всех выбранных нами станциях. Полученный нами результат можно интерпретировать таким образом, что упорядоченный зональный поток препятствует меридиональному переносу озона и высокие широты при этом типе циркуляции оказываются отсеченными от источника повышенного содержания озона в низких широтах, благодаря чему в северных областях наблюдается пониженное содержание озона.

Остальные типы циркуляции II—VI характеризовались меридиональным преобразованием барического поля. Для характеристики интенсивности межзонального обмена воздушных масс при этих типах циркуляции нами был вычислен индекс меридиональности I_M [9] на уровне 100 мбар для американского сектора, ограниченного меридианами 120—60° з. д. и широтами 70—40°. В табл. 3 даны значения I_M для типов циркуляции II—VI.

Из анализа данных табл. 1 и 3 вытекает, что отмеченные вариации общего содержания озона при рассмотренных типах циркуляции II—IV в нижней стратосфере объяснить только изменением интенсивности междуширотного обмена невозможно. Наибольшая величина I_M характерна для типа III, однако на американских станциях при этом типе циркуляции происходит умень-

Таблица 3

Индекс меридиональности I_M [9] для разных типов стратосферной циркуляции

Тип циркуляции	II	III	IV	V	VI
I_M	0,52	0,87	0,50	0,65	0,61

шение озона, нарастающее по абсолютной величине к центру вихря. Из этого следует, что именно смещение центра полярного вихря вызывает появление очагов отрицательных отклонений озона в зимний период над различными районами северного полушария. Большой процент повторяемости отрицательных аномалий озона на ряде станций (табл. 2) также объясняется миграцией центра стратосферного полярного вихря. Если учесть, что типы I и III, для которых характерны отрицательные аномалии озона на американских станциях, сравнительно редки [12], то в основном на этих станциях должны наблюдаться положительные отклонения озона от декабря к марту.

Характерной чертой циркуляции типов II, IV—VI является проникновение антициклонов из Тихого и Атлантического океанов в высокие и умеренные широты, сопровождающиеся увеличением ΔQ , пропорциональным в какой-то мере интенсивности областей высокого давления. Так, среднее значение ΔQ на ст. Черчилл при типе V достигает значения 0,067 см (табл. 1). На станциях умеренных широт полученные значения ΔQ менее значительны, что говорит о возрастающей роли радиационных факторов.

Доказательством того, что смещение антициклонов к северу вызывает увеличение общего содержания озона в высоких широтах в зимний период служит сравнение аномалий озона на североамериканских станциях при осуществлении типов циркуляции III и V, для которых на уровне 100 мбар характерен циклонический вихрь с центром над Канадой. На вышележащих уровнях типа V в отличие от типа III обширную территорию над северными районами Америки занимает область высокого давления. Среднее значение разности общего содержания озона для типов V и III на ст. Черчилл равно 0,105 см (табл. 1).

О повышенном содержании озона в стратосфере в антициклонах в зимний период можно судить по данным озонного вертикального зондирования на североамериканских станциях Фэрбенкс (64,8° с. ш., 148° з. д.), Черчилл (58,8° с. ш., 94° з. д.), Гуз Бей (53,3° с. ш., 60° з. д.), Сэтл (46,4° с. ш., 123° з. д.). Были выбраны

Таблица 4

Средние p_3 и максимальные $p_{3 \max}$ значения парциального давления озона (нб) на разных уровнях при различных формах барического поля

p_3	Форма барического поля на уровнях 50 и 30 мбар			
	циклон (ложбина)		антициклон (гребень)	
	50 мбар	30 мбар	50 мбар	30 мбар
$\overline{p_3}$	187	142	205	167
$p_{3 \max}$	250	185	255	282

станции, для которых в зимний период количество наблюдений в антициклонических и циклонических типах циркуляции в стратосфере примерно одинаково [20]. Данные этих наблюдений позволили установить, что в антициклонах и гребнях средние и мак-

симальные значения парциального давления озона p_3 на уровнях 50 и 30 мбар превышают значения, полученные в циклонах и ложбинах. Особенно эти различия проявляются на уровне 30 мбар (табл. 4).

В порядке иллюстрации ниже рассматриваются изменения в распределении озона с высотой при различных формах циркуляции в стратосфере.

На рис. 1 приводятся вертикальные профили озона, полученные на ст. Фэрбенкс 1, 19, 29 декабря 1965 г. [20]. Соответствующие синоптические ситуации — карты барических поверхностей 30 мбар показаны на рис. 2 а, б, в. Появление в первой декаде декабря гребня высокого давления первоначально в средней стратосфере, затем на уровнях 30 и 50 мбар (рис. 2 б)

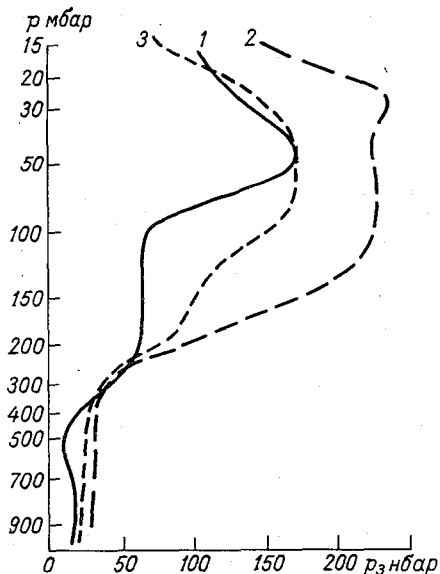


Рис. 1. Вертикальное распределение озона. Ст. Фэрбенкс.

1 — 1 декабря 1965 г., 2 — 19 декабря 1965 г., 3 — 29 декабря 1965 г.

сопровождалось увеличением парциального давления озона в средней и нижней стратосфере, опусканием максимума и увеличением общего содержания озона. Начиная с 22 декабря, на уровнях 50 мбар и выше происходило вытеснение теплого гребня холодной ложбиной, сопровождающееся уменьшением p_3 . В последующие дни уменьшение происходило в средней стратосфере и к моменту зондирования озона 29 декабря вертикальный профиль озона совпал с его первоначальным профилем за 1 декабря.

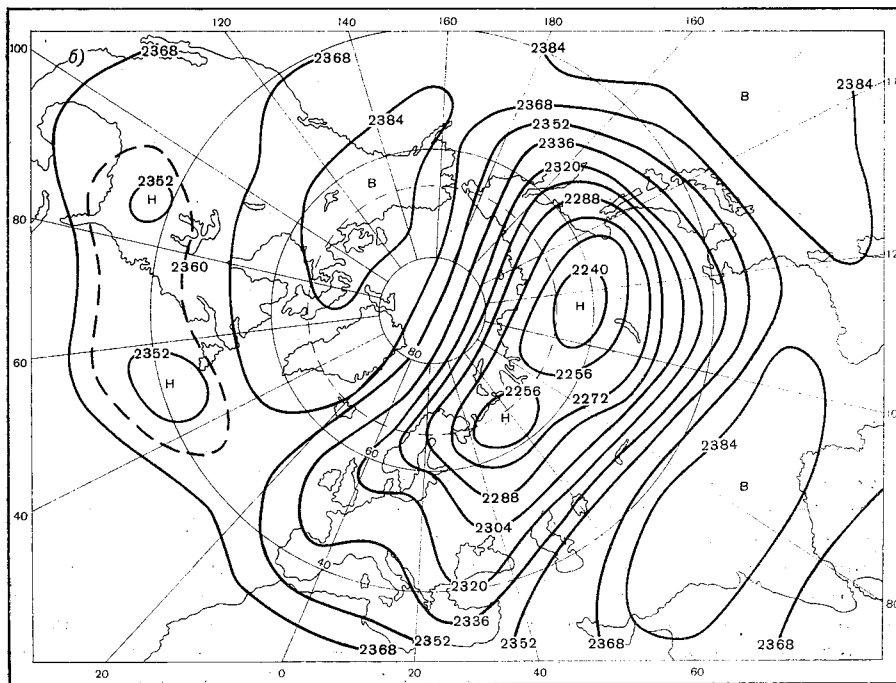
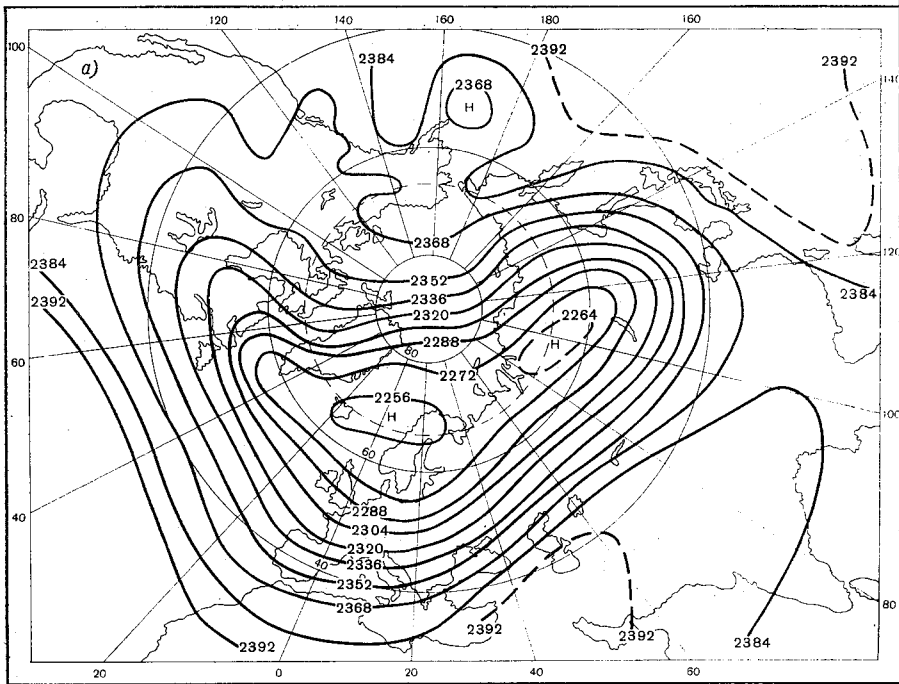
К сожалению, мировая сеть вертикального озонного зондирования, насчитывающая примерно 20 станций и осуществляющая измерения с интервалом в 7 дней, не позволяет в настоящий момент детально проследить за механизмом образования очагов повышенного содержания озона, переносом его в нижние слои и выносом воздуха, богатого озоном в другие районы.

Ранее вопрос о стратосферных ложбинах, гребнях, антициклонах и циклонах в связи с полем атмосферного озона рассматривался рядом авторов [1, 2, 4, 6]. При этом интерпретация рассматриваемых явлений у разных авторов была различной. Бовил и Хейр [2] в 1961 г. на двух примерах проиллюстрировали увеличение Ω в теплых гребнях и уменьшение Ω в холодных ложбинах. При этом они предполагали, что теплый стратосферный антициклон в северной части Тихого океана образуется за счет очень интенсивного и постоянно действующего тропосферного циклогенеза; развивающегося в зоне Алеутских островов. Вертикальная циркуляция, связанная с этими процессами, достигает менее стабильной и слабобароклинной средней стратосферы, в результате чего там образуется аномально теплая область с повышенным содержанием озона.

Годсон [4] несколько ранее в 1960 г., рассматривая аналогичный вопрос, предполагал, что основной причиной повышенного содержания озона в теплых стратосферных гребнях и антициклонах являются существующие там нисходящие движения воздуха. Оседающая теплая стратосферная воздушная масса, богатая озоном, толчками вторгается в бароклинные волны арктического стратосферного струйного течения, причем максимальное вторжение происходит при прохождении волны потепления.

Г. П. Гущин [6] в 1965 г. высказал предположение, что повышенное содержание озона в зимнем стратосферном антициклоне в северной части Тихого океана (а также и Атлантического океана) объясняется радиационными факторами.

В осенний период и в начале зимы альбеда водной поверхности океанов заметно меньше, чем альбеда суши, покрытой часто снегом. Ввиду этого, над северными частями океанов разрушение озона солнечной радиацией (суммарной и отраженной) происходит значительно медленнее, чем над сушей. Указанное разрушение озона происходит на высотах 0—30 км, где фотохимически равновесное количество озона значительно меньше, чем существующее в действительности [18]. Поэтому на высотах 20—30 км, где в осенний период в средних широтах наблюдается минимум ско-



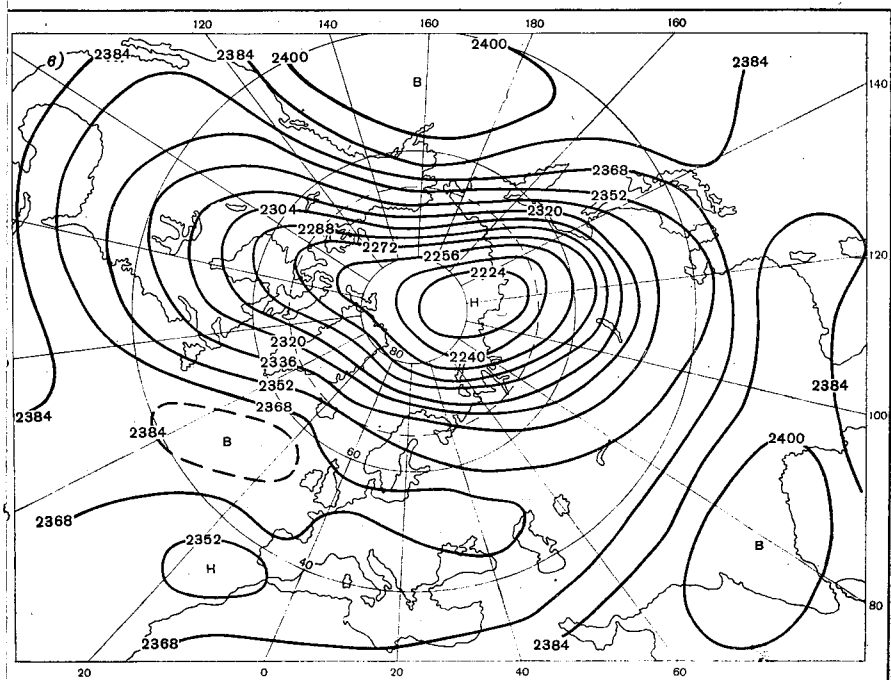


Рис. 2. Карта абсолютной топографии поверхности 30 мбар.
 а — 1 декабря 1965 г., б — 19 декабря 1965 г., в — 29 декабря 1965 г.
 Ст. Фербенкс ($\varphi=64,8^\circ$ с. ш., $\lambda=148^\circ$ з. д.)

ности ветра, над океанами образуются области повышенного содержания озона. В этих же областях наблюдается повышенная по сравнению с окружающими районами температура воздуха, что, с одной стороны, объясняется дополнительным поглощением солнечной радиации, избыточным количеством озона, а с другой — возникшей замкнутой антициклонической циркуляцией в стратосфере, в результате которой воздух периодически проходит через богатые радиацией субтропические широты.

Приведенные нами результаты сопоставления колебаний общего содержания озона с различными типами циркуляции воздуха в нижней стратосфере в зимний период демонстрируют взаимосвязь этих явлений, проявляющуюся в следующем.

1. На вариации общего содержания озона в высоких и умеренных широтах в зимний период оказывает влияние изменение режима стратосферной циркуляции воздуха.

2. Отрицательные аномалии озона связаны с циркумполярными вихрями, в которых зональный перенос воздуха охватывает высокие и умеренные широты, а также с центрами мощных стратосферных циклонов.

3. Увеличение общего содержания озона наблюдается при прогибах антициклонов из Тихого и Атлантического океанов в высокие широты.

Гипотеза существования очагов повышенного содержания озона над Атлантикой и в Аляскинско-Алеутском районе в зимний период не является принципиально новой, однако количественный анализ вариаций озона при различных типах циркуляции воздуха в стратосфере, выполненный в настоящей работе, является ее подтверждением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллингтон К., Бовилл Б. У., Хейр Ф. К. Колебания озона в середине зимы и стратосферные течения над Канадой в 1958—1959 гг.— В кн.: Озон в земной атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1966, с. 145—156.
2. Бовилл Б. У., Хейр Ф. К. Общее содержание озона и возмущения в средней стратосфере.— В кн.: Озон в земной атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1966, с. 156—170.
3. Ван Гуй-чинь, Гущин Г. П. Колебания общего содержания озона в циклонах и антициклонах.— «Тр. ГГО», 1961, вып. 106, с. 19—36.
4. Годсон Л. У. Общее содержание озона и средние слои стратосферы в арктических и субарктических районах зимой и весной. В кн.: Озон в земной атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1966, с. 171—193.
5. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1964. 341 с.
6. Гущин Г. О причинах быстрых изменений температуры арктической стратосферы в зимний период.— В кн.: Атмосферный озон. Л., Гидрометеиздат, 1965, с. 5—26.
7. Долгин И. М., Каримова Г. У. Особенности распределения общего содержания озона в Арктике в зависимости от условий циркуляции.— В кн.: Атмосферный озон. Л., Гидрометеиздат, 1965, с. 33—41.
8. Каримова Г. У. Некоторые результаты наблюдений за содержанием озона в Арктике.— Материалы конференции по итогам МГГ (1960). и метеорологического изучения Антарктиды (1959 г.) М., Гидрометеиздат, 1961, с. 173—178.
9. Кац А. А. Сезонные изменения общей циркуляции атмосферы и долгосрочные прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1960. 270 с.
10. Кузнецов Г. И. Озон и общая циркуляция атмосферы.— В кн.: Атмосферный озон. М., 1961, с. 82—101.
11. Метвалли З. Некоторые результаты наблюдений атмосферного озона в Каире в 1967—1969 гг.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 8, с. 41—45.
12. Рафаилова Х. Х. Использование характеристик стратосферы, тропосферы и подстилающей поверхности в долгосрочных прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1973. 317 с.
13. Харчилава Д. Ф. Отклонения общего содержания озона в высоких циклонах и антициклонах.— «Тр. ЗапНИГМИ», 1966, вып. 22, с. 113—126.
14. Хргиан А. Х., Ламжавын Б. Изменения атмосферного озона в высотных барических образованиях.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 5, с. 24—29.
15. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона, Л., Гидрометеиздат, 1973. 293 с.
16. Bojkov R. D. Computing the vertical ozone distribution and its relationship with total ozone amount.— Journ. Appl. Meteorol., 1969, vol. 8, N 2, p. 284—292.
17. Dütsch H. U., Favarger D. Meridional ozone transport by transient eddies over Boulder.— "Colorado Ann. geophys.", 1969, vol. 25, N 1, p. 279—281.
18. Dütsch H. U. Advances in Geophysics, Vol. 15. Academic Press, New York and London, 1974. 322 p.
19. Dziejulska-Zosiowa A. Ozone changes related to the macrosynop

situations in the middle stratosphere. Acta Geophysica. Polonica, 1968, vol. 16, 4, p. 315—327.

20. Ozonesonde observations over North America. AFCRL, 1965, vol. 3, 265 p.; 67, vol. 4, 365 p.

21. Z ü l l i g W, Relation between the intensity of the stratospheric circumpolar vortex and the accumulation of ozone in the winter hemisphere.—"Pure and Appl. Geophys.", 1973, vol. 106—108, N 5—7, p. 1544—1552.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕСНОТЫ СВЯЗИ ПОКАЗАНИЙ ДВУХ ПРИБОРОВ РДВ-2, РАБОТАЮЩИХ ПАРАЛЛЕЛЬНО НА ОБЩЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ БАЗЕ

В настоящее время на сети АМСГ осуществляется переход на систему приборных наблюдений за дальностью видимости с помощью приборов типа РДВ. В связи с тем что в ряде случаев регистраторы дальности видимости, разнесенные в пространстве, фиксируют существенно различный во времени ход процесса изменения дальности видимости, у наблюдателей АМСГ возникает недоверие к точности результатов приборных измерений дальности видимости.

Необходимо было оценить, какая часть этих различий в показаниях связана с неоднородностью прозрачности в пространстве и какая с внутренними инструментальными погрешностями. Кроме того, при проведении исследований пространственной структуры поля прозрачности атмосферы также необходимо знать тесноту связи показаний двух приборов РДВ-2, параллельно работающих длительное время на общей измерительной базе.

С этой целью на полевой экспериментальной базе ГГО в пос. Воейково были установлены на параллельную работу два прибора РДВ-2, технические параметры которых соответствовали всем требованиям технических условий на прибор.

Измерительная база приборов была стандартной и равнялась $100 \text{ м} \times 2$. Расстояние между фотометрическими блоками было равно 60 см, отражатель был общий для двух приборов. В течение трех месяцев производилась непрерывная регистрация на диаграммной ленте значений дальности видимости, измеренной приборами. В качестве самописцев использовались электронные потенциометры типа ПС1-13 с временем пробега каретки по всей шкале 2,5 с. Чистка стекол и корректировка показаний производилась в соответствии с указаниями по обслуживанию приборов РДВ при их непрерывной эксплуатации.

В связи с тем что различия в значениях дальности видимости, измеренной двумя приборами, оказались незначительными и брать

счеты по шкале дальности видимости с необходимой точностью было затруднительно, мы анализировали значения измеренной прозрачности атмосферы в процентах. Синхронные отсчеты по двум приборам РДВ были взяты не по стрелкам измерительных приборов, а сняты с диаграммной ленты. Это, безусловно, вносило некоторую дополнительную ошибку, так как результат регистрации менее точен, чем значения прозрачности, отсчитанные непосредственно по стрелкам самописцев.

Т а б л и ц а 1

Вероятность (P) появления расхождений в показаниях двух приборов не более заданного уровня

Расхождение в показаниях, %	Диапазон, м							
	200—1000		1000—2000		2000—6000		200—6000	
	n	$P\%$	n	$P\%$	n	$P\%$	n	$P\%$
00	51	28,2	102	40,0	176	32,6	329	36,4
не более 0,5	114	63,0	205	80,0	391	82,2	710	78,5
не более 1,0	180	99,4	254	99,4	465	99,5	899	99,4
не более 1,5	181	100	256	100	466	99,8	903	99,8
не более 2,0	—	—	—	—	467	100	904	100

Примечание. n — число случаев.

Обработке подвергались только те значения прозрачности атмосферы, которые соответствовали изменению дальности видимости в диапазоне 200—6000 м. Всего было обработано 904 случая синхронных отсчетов значений прозрачности атмосферы, измеренных двумя параллельно работающими приборами в туманах, дождях и дымках. Указанный диапазон 200—6000 м был разбит на три поддиапазона. В первом поддиапазоне 200—1000 м общее число проанализированных случаев синхронных измерений дальности видимости составляло 181, во втором поддиапазоне 1000—2000 м — 256 случаев и в третьем поддиапазоне 2000—6000 м — 467 случаев.

При анализе были рассчитаны вероятности появления расхождений в показаниях двух приборов не более заданного уровня. Результаты этих расчетов представлены в табл. 1.

Материалы табл. 1 показывают, что практически все результаты измерения прозрачности атмосферы двумя приборами РДВ-2 имеют расхождение не более 1%, что соответствует при переходе метеорологической дальности видимости погрешности 3—5% зависимости от диапазона измеряемых величин. Кроме того, расхождения в показаниях одинаковы на различных участках шкалы прибора, что говорит о незначительности величин случайных погрешностей и постоянстве абсолютной погрешности, которая вызвана главным образом небольшими отклонениями шкалы прозрачности приборов от принятой стандартной линейной шкалы. Не-

значительность случайных погрешностей подтверждается и тем, что при наложении двух диаграммных лент с записью процесса изменения прозрачности друг на друга линия записи сливается, не обнаруживая заметных расхождений.

Для оценки тесноты связи показаний двух приборов нами был рассчитан коэффициент корреляции по материалам наблюдений в диапазоне 200—1000 м, наиболее важном для практической деятельности. Коэффициент корреляции оказался равным $0,998 \pm 0,0003$. Хорошая корреляция говорит о высокой устойчивости приборных измерений метеорологической дальности видимости.

Результаты этих исследований позволили нам для повышения надежности приборных измерений дальности видимости при обслуживании авиации рекомендовать применение резервных приборов, работающих параллельно с основными, установленными на стартах.

Резервный прибор в этом случае используется не только при выходе из строя основного прибора, но главным образом как контрольный прибор. Высокая сходимость показаний двух приборов РДВ-2, работающих параллельно, позволяет контролировать правильность произведенных измерений по показаниям резервного прибора в тех случаях, когда возникают сомнения в надежности измерений, а также при работе в сложных метеоусловиях.

В. И. ГОРЫШИН

СИСТЕМА ПРИБОРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ДАЛЬНОСТЬЮ ВИДИМОСТИ В АЭРОПОРТАХ

Несмотря на широкое внедрение в период 1965—1973 гг. на аэродромах гражданской авиации регистраторов дальности видимости типа РДВ-2, до 1973 г. официальным способом определения дальности видимости в аэропортах был способ визуальной оценки видимости по естественным объектам и искусственным ориентирам (щитам) днем и по огням в ночное время. Визуальные наблюдения за дальностью видимости проводились в точке старта (стартовый диспетчерский пункт — СДП) в 30- и 15-минутные сроки. Результаты визуальных наблюдений на СДП распространялись на всю длину взлетно-посадочной полосы (ВПП) и включались в телеграммы. Приборный способ измерения дальности видимости являлся вспомогательным. Кроме того, до настоящего времени во многих случаях пользовались одним прибором для измерения дальности видимости на ВПП, устанавливая его на основном СДП.

Визуальная методика определения дальности видимости применялась в аэропортах в течение длительного времени и персонал МСГ привык к ней и считал результаты визуальных измерений наиболее достоверными при оценке состояния видимости на ВПП.

Для оценки качества подобных измерений дальности видимости были проанализированы обширные материалы сравнительных наблюдений за горизонтальной дальностью видимости по приборам РДВ и по ориентирам и щитам в соответствии с действующей визуальной методикой.

При анализе использовались материалы наблюдений, выполненных в аэропорту Шоссейная в Ленинграде и ряде других МСГ.

Основные выводы анализа свелись к следующему.

1. Последовательное по времени рассмотрение данных сравнительных наблюдений видимости показывает, что на одних отрезках времени наблюдается хорошая сходимость результатов сравнительных визуальных и приборных измерений видимости, на других отрезках времени расхождение результатов может быть вели-

ка и достигать в ряде случаев нескольких десятков процентов. Однако из причин этого явления заключается в том, что пространственная неоднородность помутнения атмосферы в ряде случаев велика, а визуальные наблюдения проводятся по разным азимутам, не равнозначным по состоянию видимости в каждый данный момент.

2. Во всей массе рассмотренных сравнительных наблюдений расхождения в отчетах наблюдаются как со знаком плюс, так и со знаком минус. Однако следует отметить, что при ухудшенно

Таблица

Дата	Время ч мин	Показания прибора РДВ на СКП		Визуальные измерения видимости (журнал погоды) км
		279° (км)	99° (км)	
11 VIII	20 00	0,8	2,1	2,0
	20 30	0,9	2,3	2,0
	21 00	3,6	2,0	4,0
	21 50	5,0	4,6	4,0
	22 50	3,3	3,6	4,0
	23 50	2,5	4,0	4,0
12 VIII	2 50	4,0	1,5	6,0
	3 20	2,0	0,2	2,6
	3 35	0,9	0,0	2,0
	4 35	1,5	0,0	1,7
	6 30	1,3	1,7	2,0
	11 30	0,9	1,5	2,0

видимости менее 3 км в ряде случаев результаты приборных измерений метеорологической дальности видимости (мдв) оказываются преимущественно заниженными по сравнению с визуальными оценками до 20—30%. Количественные характеристики этого явления зависят от метеоусловий, характеризующих данное помутнение атмосферы.

3. Значения дальности видимости, соответствующие визуальным наблюдениям, всегда располагаются на фиксированных уровнях, соответственно расстояниям до ориентиров, используемых при определении видимости. Следовательно, визуально фиксируется неизменная видимость, прибор же в это время показывает значительные колебания видимости, не улавливаемые визуально. Используя визуальную методику, наблюдатель не в состоянии оперативно следить за ее изменениями во времени.

4. При видимости менее 6 км и особенно менее 3 км в дождях, туманах и сильных дымках часто наблюдается сильная неоднородность помутнения на протяжении ВПП [1]. Время начала, кон

а и продолжительность явления, вызывающего ухудшение видимости, различно на различных участках ВПП, как и ход самого процесса изменения прозрачности в явлениях погоды. Синхронные визуальные оценки видимости, произведенные в тех же условиях, дают общее для всей ВПП значение видимости, которое на определенном отрезке времени сохраняется неизменным, затем скачком изменяется до нового значения, т. е. динамика изменения видимости по визуальным оценкам не соответствует более сложной реальной динамике изменения видимости на ВПП.

5. В результате искажения динамики процесса изменения видимости в ВПП возникают опасные для посадки самолетов ситуации, не фиксируемые визуальными наблюдениями. Это положение может быть проиллюстрировано примером наблюдений, представленным в табл. 1.

6. Различия в величине дальности видимости на разных участках ВПП не являются случайными, мгновенными и могут сохраняться в течение длительного времени от нескольких минут до нескольких часов в зависимости от метеоусловий и влияния местных факторов данного аэродрома.

7. Учитывая все сказанное ранее и результаты работы [1], необходимо сделать вывод, что в условиях работы современного аэропорта при напряженном воздушном движении и ограничительных минимумах дальности видимости, значительно меньших длины ВПП, визуальная методика измерения дальности видимости мало пригодна для практического использования при метеорологическом обслуживании авиации. Не может быть рекомендована методика измерения дальности видимости на ВПП с помощью одного прибора, из-за ограниченности зоны, на которую можно распространить в сложных условиях результат приборных измерений.

Принимая во внимание рассмотренные выше результаты исследований, нами была разработана система приборных измерений дальности видимости в аэропортах. Эта система должна обеспечить получение полной информации о состоянии дальности видимости на всем протяжении ВПП в любой момент времени при любых метеоусловиях.

В системе предусмотрено использование серийных регистраторов дальности видимости типа РДВ, однако с равным успехом могут быть использованы и новые модификации приборов, которые будут разработаны в дальнейшем.

Учитывая результаты наших предварительных выводов о пространственной структуре поля прозрачности атмосферы [1], а также результаты работы [2], для получения полной и надежной информации о состоянии дальности видимости на ВПП предложено использовать пять приборов РДВ, установленных в трех точках близи полосы.

Вопрос об организации приборных наблюдений в трех точках близи ВПП не является новым. Подобные предложения содержатся в рекомендациях международной организации гражданской

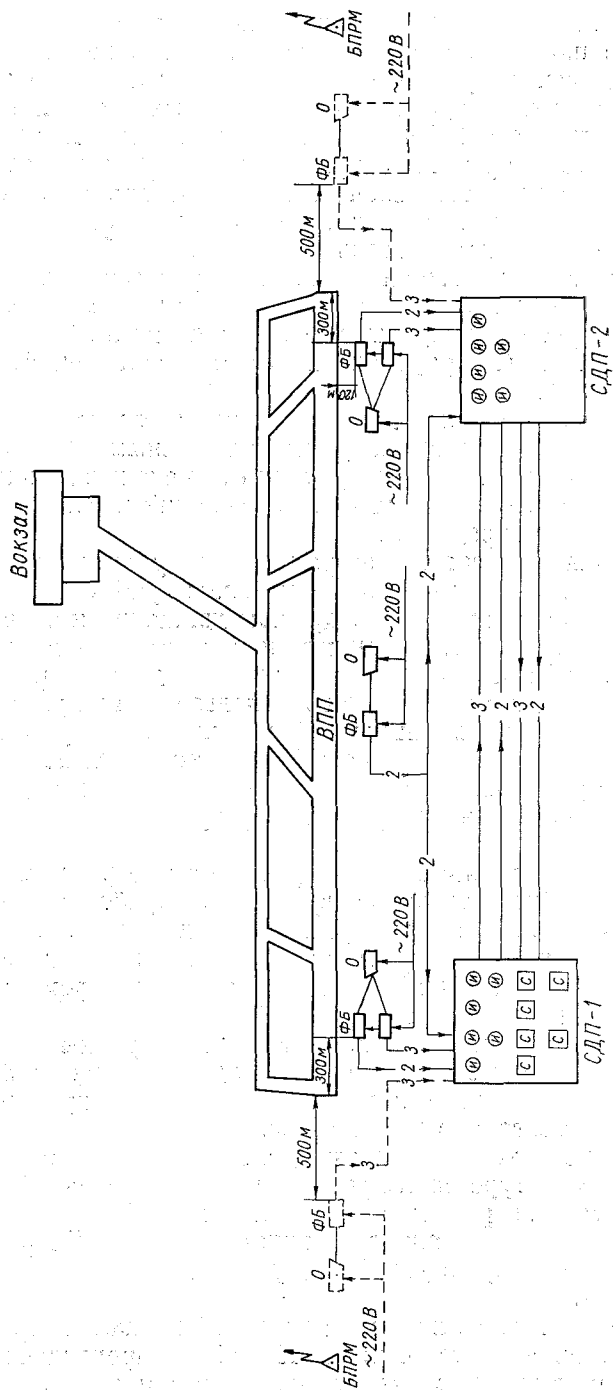


Рис. 1. Схема размещения приборов на поле аэродрома.

авиации (ИКАО) по метеорологическому обслуживанию авиации [5], однако конкретная реализация системы приборных наблюдений за видимостью на ВПП потребовала проведения большой работы. Она предусматривала разработку схемы размещения на поле аэродрома приборов, средств сбора, регистрации и индикации информации о состоянии дальности видимости на ВПП, а также разработку методических указаний по организации и производству измерений дальности видимости на АМСГ с помощью этой системы приборов.

При разработке схемы размещения приборов (датчиков) на поле аэродрома руководствовались следующим результатом наших исследований [1]: при использовании базовых приборов с измерительной базой 100 м в сложных метеорологических условиях при видимости менее 3000 м результат приборного измерения видимости репрезентативен для пространственной зоны с радиусом около 700 м, если при этом мы гарантируем, что методическая погрешность измеренного значения дальности видимости в любом случае не будет превышать приборных ошибок. Указанный минимальный размер зоны относится к отдельным наиболее неблагоприятным случаям, когда наблюдается значительная пространственная неоднородность помутнения атмосферы.

В соответствии с этим была предложена и внедрена в практику схема размещения приборов и оборудования на поле аэродрома, представленная на рис. 1. Согласно этой схеме в районе стартовых диспетчерских пунктов (СДП-1 и СДП-2) в точках, отстоящих от торца ВПП на расстоянии 300 и 120—150 м от края полосы, устанавливаются по два фотометрических блока (ФБ) прибора РДВ: основной и резервный. На расстоянии 100 м от фотометрических блоков устанавливается на мачте высотой 5 м оптический отражатель (О), общий для основного и резервного приборов. Возможна установка и автономных отражателей для основного и резервного приборов. Аналогично устанавливаются два прибора и в районе противоположного СДП. Если длина ВПП превышает 2000 м, то в зоне середины ВПП в 120—150 м от края бетонной полосы устанавливается еще один прибор РДВ. Если длина полосы менее или равна 2000 м, прибор на середине полосы не устанавливается. В дальнейшем, по мере внедрения предложенной системы, предполагается установка еще двух приборов РДВ в 500 м от каждого торца ВПП в сторону БПРМ (на рис. 1 показаны пунктиром) для слежения за состоянием дальности видимости в этих зонах посадки.

К блокам приборов РДВ должны быть подведены силовые кабели напряжением сети 220 В и кабели связи. Для передачи показаний всех датчиков используются телефонные кабели аэродромной телефонной сети. На основном СДП, т. е. там, где чаще всего работают техники-наблюдатели, устанавливаются все пять регистрирующих приборов. На столе техника-наблюдателя, как на СДП-1, так и на СДП-2, устанавливаются все 5 указателей в соответствии с порядком размещения приборов на ВПП. При

оперативной работе наблюдатель следит за показаниями трех основных приборов и анализирует их. При разработке рекомендаций по использованию резервных приборов, установленных параллельно с основными, мы руководствовались результатами проведенных нами исследований тесноты связи показаний двух параллельно работающих приборов РДВ на общей измерительной базе.

Результаты этого исследования показали, что резервные приборы могут быть использованы не только и не столько при аварийных ситуациях, сколько для контроля показаний основного прибора при измерениях дальности видимости в сложных и ответственных условиях, когда возникают сомнения в достоверности произведенных измерений.

Разработанная система приборных наблюдений представляет наблюдателю на АМСГ полную информацию о состоянии дальности видимости на ВПП и в зоне БПРМ в каждый данный момент времени. Анализ этих данных и окончательное решение о значении дальности видимости, которое следует включать в телеграмму, производит наблюдатель. Дальнейшее прохождение информации идет в соответствии с наставлением по метеорологическому обеспечению гражданской авиации [4].

При рассмотрении вопроса о возможности автоматизации процесса анализа выдаваемой датчиками информации о состоянии видимости на ВПП исходили из того положения, что выработанные нами рекомендации по анализу данных еще не прошли достаточно длительных испытаний и в дальнейшем будут подвергаться корректировке, поэтому на этом этапе введение каких-либо логических устройств недостаточно оправдано.

Кроме того, сам процесс определения того значения дальности видимости, которое следует включать в телеграмму, достаточно сложен и требует практического опыта от техника-наблюдателя АМСГ.

Вся документация по организации приборных измерений дальности видимости на аэродромах и процедуре получения и использования информации по этой системе представлена в разработанных нами и изданных в 1973—1974 гг. Методических указаниях по организации и производству приборных измерений дальности видимости на авиаметеорологических станциях (АМСГ) [3].

▼ Методические указания содержат следующие разделы:

1. Организация приборных измерений дальности видимости на АМСГ.

2. Установка резервных приборов РДВ.

3. Производство измерений при оперативном обслуживании авиации.

4. Систематический контроль исправности работы приборов РДВ в процессе их непрерывной эксплуатации.

5. Контроль соответствия параметров приборов РДВ установленным нормам перед вводом их в эксплуатацию и периодический контроль приборов.

6. Приложения: схема системы, чертежи монтажа, таблицы, рисунки.

В том случае, когда аэродромы имеют две полосы, параллельные или пересекающиеся, каждая из них оборудуется приборами в соответствии с ранее рассмотренной схемой. Если точка пересечения полос расположена вблизи середины полос, можно ограничиться установкой одного прибора общего для обоих ВПП.

Предложенная система приборных измерений дальности видимости на аэродромах была одобрена Центральной комиссией по приборам и методам ГУГМС, и с 1973 г. многие аэродромы страны полностью перешли на приборные измерения видимости по этой системе, используя визуальную методику только в случае выхода приборов из строя.

Необходимо подчеркнуть, что основная задача приборной системы измерения дальности видимости заключается в измерении пространственной структуры поля дальности видимости в районе ВПП и оптимальном представлении этой информации для оперативной практики. В дальнейшем независимо от появления новых приборов и технических средств будут совершенствоваться отдельные звенья этой системы.

С внедрением системы осуществляется переход от измерений дальности видимости в одной точке к измерениям пространственно-временного поля этого изменчивого элемента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горышин В. И., Корниенко В. И. Пространственная и временная структура поля горизонтальной прозрачности атмосферы.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 324, с.
2. Горышин В. И. О методике измерения дальности видимости при метеорологическом обеспечении авиации.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 50—64.
3. Методические указания по организации и производству приборных измерений дальности видимости на авиаметеорологических станциях (АМСГ). ГГО, 1973. 62 с. Отпеч. на множит. аппарате.
4. Наставление по метеорологическому обслуживанию гражданской авиации (НМГ ГА-73). Л., Гидрометеиздат, 1973.
5. Практика наблюдения за дальностью видимости на ВПП и передачи сообщений о ней. Циркуляр ИКАО 113 (—А) 85. Монреаль — Канада, 1973.

В. Н. ГУЛЬКОВ, Е. Л. МАХОТКИНА, А. А. МИШИ

ОСОБЕННОСТИ ЛАБОРАТОРНОЙ ГРАДУИРОВКИ ПИРАНОМЕТРОВ С ЧЕРНОЙ ПРИЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Последнее время наряду с черно-белыми пиранометрами конструкции Янишевского, применяемыми на сети актинометрических станций СССР, значительное распространение получили пиранометры с черной приемной поверхностью, разработанные в Ленинградском электротехническом институте им. В. И. Ульянова (Ленина) под руководством профессора Б. П. Козырева. Конструктивные особенности этих пиранометров изложены в работе [4], а некоторые результаты испытаний и опытной эксплуатации — в работах [5, 6].

Благодаря своей герметичности и сравнительно высокой чувствительности пиранометры ЛЭТИ широко используются при выполнении различных исследовательских работ, а также оказываются перспективными при решении задач автоматизации актинометрических наблюдений.

Характерной особенностью использования пиранометров ЛЭТИ является то, что градуировка этих приемников в естественных условиях по солнечной радиации, как это принято на сети актинометрических станций, производится лишь в отдельных случаях. При обработке же результатов измерений в большинстве случаев используется их паспортная чувствительность, полученная на основании лабораторных градуировок по методике, описанной в [7]. Согласно этой методике, лабораторная градуировка состоит в том, что показания поверяемого пиранометра (N_{Π}) сравниваются с показаниями контрольного (N_K) при одинаковом их удалении от лампы, служащей источником радиации. При этом чувствительность контрольного пиранометра (K_K) должна быть надежно определена в естественных условиях по солнечной радиации, а чувствительность поверяемого пиранометра находится из соотношения

$$K_{\Pi} = K_K \frac{N_{\Pi}}{N_K}. \quad (1)$$

Если поверяемый и контрольный пиранометры однотипны, т. е. их спектральные чувствительности примерно одинаковы, то получаемая таким способом чувствительность K_{Π} будет соответствовать чувствительности поверяемого пиранометра к солнечной радиации, поскольку переход от спектра Солнца к спектру лампы в этом случае одинаково скажется на показаниях как поверяемого, так и контрольного пиранометров.

Однако при лабораторной градуировке пиранометров ЛЭТИ из-за отсутствия подходящих эталонов с черной приемной поверхностью в качестве контрольного приходится использовать пиранометр Янишевского. Найденная при такой градуировке чувствительность пиранометра ЛЭТИ будет отличаться от его фактической чувствительности к солнечной радиации, поскольку, как показано в работе [3], спектральная чувствительность пиранометров Янишевского в области спектра 1,2—2,5 мкм существенно ниже спектральной чувствительности пиранометров ЛЭТИ и переход к спектру лампы уже неодинаково скажется на показаниях этих пиранометров. Иначе говоря, при лабораторной градуировке пиранометров ЛЭТИ с использованием пиранометра Янишевского в качестве контрольного возникают систематические ошибки, обусловленные различной селективностью этих приемников.

Количественная оценка этих ошибок может быть сделана с помощью так называемых спектральных поправочных множителей R , определяемых, согласно работе [8], из соотношения

$$R = \frac{\int_0^{\infty} S_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} S_{\lambda} d\lambda} : \frac{\int_0^{\infty} F_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda}, \quad (2)$$

где S_{λ} и F_{λ} — распределения энергии в спектре источника, используемого для градуировки, и в спектре измеряемой радиации; E_{λ} — относительная спектральная чувствительность приемника.

Понимая под S_{λ} прямую солнечную радиацию, а под F_{λ} радиацию лампы и вводя соответствующие поправочные множители R_1 (для пиранометра Янишевского) и R_2 (для пиранометра ЛЭТИ), нетрудно показать, что при лабораторной градуировке чувствительность пиранометра ЛЭТИ к солнечной радиации должна находиться из соотношения

$$K_{\Pi}^* = K_{\kappa} \frac{N_{\Pi}}{N_{\kappa}} \frac{R_2}{R_1}. \quad (3)$$

Сопоставляя выражения (1) и (3), получаем, что величины чувствительности, найденные с учетом (K_{Π}^*) и без учета (K_{Π}) различий в селективности поверяемого и контрольного пиранометров, отличаются множителем R_2/R_1 . Отсюда следует, что ошибки в определении чувствительности пиранометра ЛЭТИ при лабо-

раторной градуировке по пиранометру Янишевского определяются величиной отношения соответствующих спектральных поправочных множителей этих пиранометров.

Для выяснения возможных величин этих ошибок, а также характера их зависимости от вида спектра измеряемой радиации по формуле (2) были рассчитаны поправочные множители для пиранометров Янишевского и ЛЭТИ в предположении, что граду-

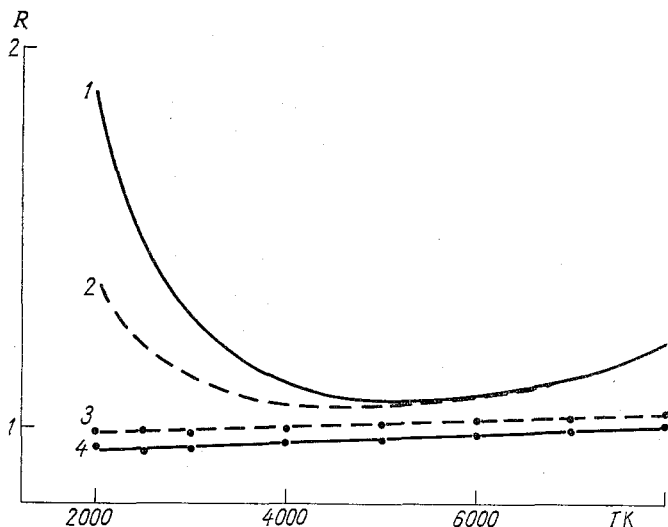


Рис. 1. Зависимость спектрального поправочного множителя пиранометров R от температуры абсолютного черного излучателя.

При измерении без водяного фильтра: 1— R для пиранометра Янишевского, 2— R для пиранометра ЛЭТИ; при измерении с водяным фильтром: 3— R для пиранометра ЛЭТИ, 4— R для пиранометра Янишевского.

ировка приборов выполнена по прямой солнечной радиации, а спектр измеряемой радиации F_λ соответствует спектру излучения абсолютно черного тела (а.ч.т.) при температурах от 2000 до 8000 К. При таком выборе спектра F_λ охватываются спектры практически всех источников, излучение которых измеряется пиранометрами (лампа, Солнце, небосвод) и, кроме того, облегчается графический анализ полученных результатов, поскольку спектр а.ч.т. однозначно связан с его температурой.

При расчете поправочных множителей использованы литературные данные о спектральной чувствительности пиранометров [3], модель Кастрова для спектра прямой солнечной радиации [2] и распределение энергии в спектре а.ч.т. при 2000—8000 К. Результаты расчетов представлены на рис. 1 в виде плавных кривых 1 и 2, характеризующих зависимость поправочных множителей R_i

R_2 от температуры излучателя $T(K)$, т. е. от вида спектра измеряемой радиации.

Следует отметить, что при использовании для спектра S_λ модели Шифрина — Авасте — Молдау [1] для поправочных множителей получены практически те же значения (расхождение не превышает 1%).

Из рисунка видно, что спектральные поправочные множители боих пиранометров минимальны для спектра, соответствующего температуре а.ч.т. около 5000К, и возрастают в сторону более высоких и низких температур. Такое поведение поправочных множителей нетрудно объяснить, если учесть, то при температуре излучателя порядка 5000К максимум излучения совпадает с максимумом спектральной чувствительности пиранометров (около 0,6 мкм), при более низких температурах максимум излучения смещается в длинноволновую область спектра, где спектральные чувствительности пиранометров заметно падают.

Из рисунка видно также, что при измерении рассеянной радиации, спектр которой близок к спектру а.ч.т. при температуре около 3000К, различия в спектральных чувствительностях практически не сказываются на показаниях пиранометров, так как отношение R_2/R_1 в этом случае близко к единице.

Поскольку при лабораторных градуировках в качестве источника радиации обычно используют лампы накаливания, цветовой температуры которых колеблется в пределах от 2500 до 3100К (в зависимости от типа лампы, режима работы и т. п.), то чувствительность пиранометра ЛЭТИ, найденная при такой градуировке по формуле (2), будет завышена на величину

$$\delta(\%) = 100 \cdot \frac{K_\pi - K_\pi^*}{K_\pi} = \left(1 - \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot 100. \quad (4)$$

Значения δ , вычисленные по формуле (4) с использованием кривых 1 и 2 для диапазона температур 2500÷3100К, представлены в табл. 1.

Как видно из таблицы, завышение может быть от 12 до 22%. Примерно такое же расхождение (15—20%) было обнаружено при

Таблица 1

(К)	2500	2600	2700	2800	2900	3000	3100
(%)	22	19	17	16	14	12	12

при поставлении паспортной чувствительности пиранометров ЛЭТИ, измеренной в естественных условиях, а также при выполнении специальных градуировок с использованием водяного фильтра (подробнее об этом будет сказано ниже). Это позволяет в принципе использовать расчетные значения спектральных поправочных множителей для внесения соответствующих поправок в результаты

лабораторных градуировок. Действительно, если известна цветовая температура лампы, применяемой при градуировке в качестве источника радиации, то, пользуясь кривыми 1 и 2 (рис. 1), нетрудно найти соответствующие значения R_1 и R_2 и исправить результаты градуировок в соответствии с соотношением (3). Очевидно, что такой способ учета селективности приемников при лабораторной градуировке может быть использован и для других типов пиранометров, если только известна их спектральная чувствительность, необходимая для расчета поправочных множителей. Однако величина определяемой таким образом поправки (т. е. отношение R_2/R_1) существенно зависит, как это видно из табл. 1, от цветовой температуры лампы. Поскольку последняя бывает известна как правило, лишь приблизительно, предложенный способ может дать лишь ориентировочные значения поправок.

Таблица 2

λ мкм	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
P_λ %	84,5	87,5	88,5	88,4	87,0	78,5
λ мкм	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5
P_λ %	41,0	26,0	15,0	6,5	2,0	0

Другим более точным способом учета различий в селективности приемников при лабораторной градуировке является исключение влияния этих различий с помощью дополнительного корректирующего фильтра, помещаемого между лампой и приемником радиации. В идеале такой фильтр должен отсекал ту часть спектра излучения лампы, где различия в селективности поверяемого и контрольного пиранометров становятся существенными, и быть достаточно прозрачным в остальной области спектральной чувствительности. Указанным требованиям в значительной мере удовлетворяет водяной фильтр, который в простейшем случае представляет собой притертое стеклянное кольцо, закрытое с двух сторон плоскими стеклами и заполненное дистиллированной водой. Диаметр фильтра должен быть не меньше диаметра колпака пиранометра.

Как видно из табл. 2, где представлено пропускание P водяного фильтра толщиной 20 мм, такой фильтр оказывается практически непрозрачным уже для длин волн $\lambda > 1,3$ мкм.

Для теоретической оценки расхождений, возникающих при лабораторной градуировке с применением водяного фильтра и градуировке по Солнцу, были рассчитаны спектральные поправочные множители пиранометров ЛЭТИ и Янишевского подобно тому, как это было изложено выше, но в данном случае в качестве спектра измеряемой радиации был взят спектр а.ч.т. с учетом поглощения радиации водяным фильтром.

Результаты этих расчетов представлены в виде прямых 3 (для пиранометра ЛЭТИ) и 4 (для пиранометра Янишевского) на рис. 1. Сравнение этих прямых с кривыми 1 и 2 того же

рисунка показывает, что применение фильтра не только снижает величину поправочных множителей, но и в значительной мере снижает их зависимость от вида спектра источника.

При этом отношение R_3/R_4 в диапазоне температур $2500 \div 3100\text{K}$ оказывается почти постоянным и равным 1,04. Следовательно, в этом случае при любой реальной цветовой температуре лампы измеренная чувствительность будет лишь на 4% ниже чувствительности к солнечной радиации. Следует отметить, что аналогичные расчеты, выполненные в случае применения водяного фильтра толщиной 10 мм, дали практически те же результаты.

Для проверки полученных теоретических оценок были выполнены сравнительные измерения чувствительности трех пиранометров ЛЭТИ (№ А756, А761, А763) в лабораторных и естественных условиях.

Т а б л и ц а 3

Условия градуировки		Измеренная чувствительность, мВ/(кал·см ⁻² ·мин ⁻¹)		
источник радиации	облученность, кал/(см ² ·мин)	А756	А761	А763
солнце	1	97	85	84
лампа+фильтр	1	95	79	78
лампа+фильтр	0,2	100	86	85
лампа	1	110	93	91

Градуировка в естественных условиях по солнечной радиации производилась с использованием стандартной поверочной трубы и контрольного актинометра.

Градуировка в лабораторных условиях осуществлялась также по стандартной методике с той лишь разницей, что установка позволяла создавать примерно такой же уровень облученности приемников, что и при градуировке в естественных условиях (около кал/(см²·мин)), а применение нейтрального вращающегося плотителя позволяло регулировать уровень облученности в нужных пределах. Это дало возможность исключить влияние возможной нелинейности пиранометров ЛЭТИ по сравнению с пиранометрами Днищевского. Осредненные результаты измерений приведены в табл. 3.

Из табл. 3 видно, что значение чувствительности, полученное при градуировке по лампе без фильтра в среднем на 16% выше значений, получаемых при градуировке по лампе с фильтром (при той же облученности), а последние на 2—6% ниже чувствительности к солнечной радиации. Эти результаты находятся в полном согласии с результатами теоретических оценок, приведенных выше.

Сравнение 2-й и 3-й строк табл. 3 показывает, что при изменении облученности от 0,2 до 1 кал/(см²·мин) чувствительность уменьшается на 6—7%. Это говорит о некоторой нелинейности пиранометров ЛЭТИ и приводит к тому, что их чувствительность к солнечной радиации трудно измерить с точностью, превышающей 2—3%, поскольку облученность при градуировке в естественных условиях колеблется примерно от 0,8 до 1,2 кал/(см²·мин) и подробных сведений о нелинейности в литературе нет.

Поэтому чувствительность, полученную при лабораторной градуировке по лампе с фильтром при небольшой облученности (0,2 кал/(см²·мин)), можно считать практически совпадающей с чувствительностью к солнечной радиации.

Таким образом, несмотря на существенные различия в спектральной чувствительности пиранометров ЛЭТИ и Янишевского применение водяного фильтра позволяет проводить лабораторную градуировку пиранометров ЛЭТИ с удовлетворительной точностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С. Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации.— В кн.: Исследования по физике атмосферы (ИФА АН ЭССР). Вып. 3, 1962, Таллин, с. 23—71.
2. Кастров В. Г. К вопросу об основной актиметрической формуле.— «Метеорологический вестник», 1928, т. 38, № 7, с. 173—175.
3. Козырев Б. П., Бученков В. А. Измерение спектральной чувствительности пиранометров и балансометров.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 5, с. 540—544.
4. Козырев Б. П. Основные конструкции радиационных термоэлементов ЛЭТИ и их параметры.— «Изв. ЛЭТИ», 1972, вып. 99, с. 3—11.
5. Лебедева К. Д. Результаты испытаний пиранометра системы ЛЭТИ.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 106—112.
6. Москаленко Т. М., Абашина Е. В. Опыт применения пиранометров и фитопиранометров Козырева для регистрации потоков солнечной радиации.— «Тр. ИЭМ», 1972, вып. 28, с. 142—146.
7. Руководство по поверке метеорологических приборов. Под ред. И. А. Покровской. Л., Гидрометеиздат, 1967. 419 с.
8. Янишевский Ю. Д. Вопросы методики измерений пиранометрами и рассеянная радиация в Павловске.— «Тр. ГГО», 1951, вып. 26(88), с. 5—45.

Г. К. ГУЩИН

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА НАД АКВАТОРИЯМИ ОКЕАНОВ

Регулярные наблюдения за общим содержанием атмосферного озона на океанах были начаты в 1961 г. на нис «Ю. М. Шокальский» и с тех пор проводятся во всех рейсах судов ДВНИГМИ. В дальнейшем озонметрические наблюдения стали осуществлять также на судах ААНИИ и Украинского УГМС. И в настоящее время почти вся озонметрическая информация по океанам поступает с судов Гидрометеослужбы СССР.

Специализированные озонметрические исследования на океанах сейчас не выполняются, а измерения общего содержания озона проводятся по маршрутам рейсов научно-исследовательских судов. Но маршруты судов, как правило, не совпадают, и поэтому озонметрические данные не концентрируются в определенных районах, а распыляются по большим акваториям океанов. И хотя количество научно-исследовательских судов непрерывно возрастает, полученный материал наблюдений еще далеко не полно освещает акватории океанов озонметрическими данными. Тем не менее основные закономерности распределения и колебаний во времени величин общего содержания озона над океанами уже можно проследить. В какой-то мере обобщение озонметрического материала было сделано автором в работах [8—11].

К настоящему времени появился дополнительный материал наблюдений, позволивший внести некоторые коррективы в полученные ранее выводы. В данной статье обобщаются все данные по зоне на океанах, проводится сравнительная характеристика распределения величин общего содержания озона над Атлантическим, Индийским и Тихим океанами и указывается на отличие этих распределений от закономерностей, полученных из наблюдений на континентальных станциях. Для этой цели используются средние годовые значения общего содержания озона (Ω), опубликованные в работах [5, 8, 10, 11, 21, 24] и приведенные в Приложении.

Измерения общего содержания озона на океанах проводились в течение 1300 дней. Около 60% всей информации по озону приходится на Тихий океан и примерно по 20% — на Атлантический и Индийский. Более подробная сводка о количестве дней наблюдений на разных широтах и в разные сезоны года дана в табл.

До 1973 г. измерения озона на судах осуществлялись с помощью фильтровых озонметров, на показания которых существенно влиял атмосферный аэрозоль. В эти данные введена аэрозольная поправка. Как показали расчеты автора, произведенные по методике

Т а б л и ц а

Количество дней измерений общего содержания атмосферного озона над акваториями океанов в разные сезоны года

Широтная зона	Зима (XII—II)			Весна (III—V)			Лето (VI—VIII)			Осень (IX—XI)			Всего за год	
	Т	А	И	Т	А	И	Т	А	И	Т	А	И	Т	А
50—60° с.ш.	1	—	—	—	1	—	—	6	—	—	—	—	1	7
45—50	1	—	—	10	—	—	7	1	—	3	—	—	21	1
40—45	14	—	—	19	—	—	11	1	—	11	2	—	55	3
35—40	42	8	—	20	—	—	15	26	—	2	27	—	79	61
30—35	25	1	—	23	—	—	7	3	—	11	5	—	66	9
25—30	7	—	—	13	—	—	5	6	—	7	7	—	32	13
20—25	20	1	1	18	2	—	6	3	1	9	4	—	53	10
15—20	21	—	2	14	1	—	2	9	4	21	4	—	58	14
10—15	11	1	—	17	2	—	1	7	—	24	6	—	53	16
5—10	16	16	2	11	1	2	—	8	6	7	4	2	34	29
0—5	18	8	8	15	—	6	26	3	6	3	5	5	62	16
0—5° ю.ш.	21	3	5	13	1	5	5	7	4	5	4	3	44	15
5—10	9	2	4	2	1	2	—	3	2	2	3	5	13	9
10—15	9	2	4	1	—	2	—	2	4	4	1	3	14	5
15—20	6	—	8	9	1	2	41	4	7	27	1	9	83	6
20—25	9	2	15	3	—	7	24	1	15	9	1	13	45	4
25—30	6	2	8	2	1	7	1	2	14	2	—	20	11	5
30—35	9	2	5	2	1	5	—	4	8	—	—	12	11	7
35—40	15	1	6	3	—	—	—	—	—	1	—	1	19	1
40—45	9	—	—	—	—	—	1	—	2	7	—	—	17	—
45—50	2	1	2	—	—	—	—	—	—	2	—	1	4	1
50—60	5	1	3	3	1	—	1	—	—	2	—	—	11	2
60—70	2	—	11	3	—	—	—	—	—	2	—	—	7	—

Примечание. Т — Тихий океан, А — Атлантический океан, И — Индийский океан.

П. Гушина [7], для районов океанов, удаленных более 500 км от берега, можно принять постоянную аэрозольную поправку, которая увеличивает средние дневные значения $\bar{\Omega}$ на 11%. В настоящее время в озонометрах используются новые светофильтры [19], максимум спектральной чувствительности которых сдвинут в более коротковолновую часть спектра. При этом аэрозольная погрешность резко уменьшилась, и в средние дневные значения общего содержания озона ее не имеет смысла вводить.

1. Пространственно-временные вариации общего содержания озона над акваторией Мирового океана

Основной отличительной чертой солнечной радиации, которая способствует образованию и разрушению озона, является зональность распределения. Поэтому многие исследователи при изучении закономерностей распределения озона рассматривают значения $\bar{\Omega}$,несенные к середине той или иной широтной зоны [6, 16, 17, 20, 3]. Полученные таким образом схемы характеризуют в первом приближении географическое распределение общего содержания озона, но все долготные различия при этом нивелируются. Мы также начнем исследование с рассмотрения таких идеализированных кривых.

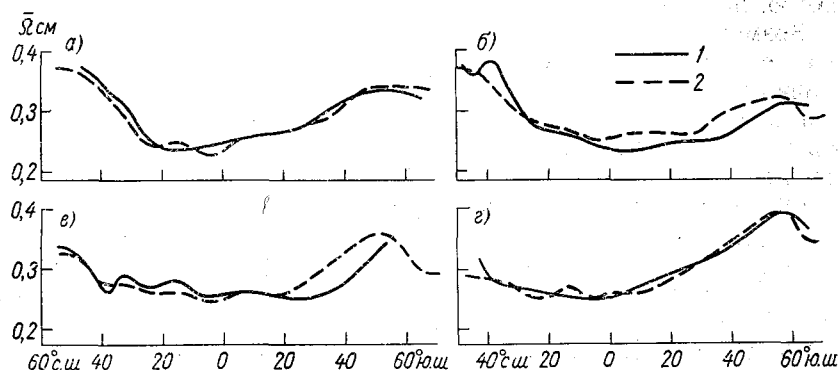


Рис. 1. Широтный ход средних месячных значений общего содержания озона ($\bar{\Omega}$) на океанах (1) и суше (2) в разные сезоны года.

а — зима (XII—II), б — весна (III—V), в — лето (VI—VIII), г — осень (IX—XI).

На рис. 1 показаны кривые широтного хода общего содержания озона, построенные по наблюдениям на океанах и континентальных станциях и относящиеся к разным сезонам года. Средние месячные значения общего содержания озона ($\bar{\Omega}$) на суше взяты из [20]. На рис. 1 нанесены значения $\bar{\Omega}$, осредненные в пределах десятиградусных широтных зон. Поэтому многие изгибы на кривых сглажены. Такое осреднение произведено для сопоставления

мости данных судовых и континентальных станций в соответствии с широтными интервалами, принятыми для осреднения в монографии [20].

Как видно из рис. 1, кривые для декабря — февраля и сентября — ноября очень близки друг к другу. Причем над океаном наблюдается простой ход значений $\bar{Q}$: количество озона более или менее равномерно уменьшается от 50° с. ш. по направлению к низким широтам, достигает минимума в районе экватора (озонный экватор) и затем возрастает вплоть до 55° ю. ш. Для кривых же широтного хода значений $\bar{Q}$ на континентах характерны максимумы, расположенные на расстоянии $8-10^{\circ}$ к северу и югу от озонного экватора. Значения $\bar{Q}$ там на $0,020-0,025$ см больше, чем на озонном экваторе.

Кривые для марта — мая и июня — августа уже меньше согласуются между собой. В эти сезоны, наоборот, больше деталей на кривых, относящихся к океанам. В то же время кривые, характеризующие режим озона над сушей, более сглажены. В рассматриваемые месяцы отчетливо видно, что в южном полушарии значения $\bar{Q}$ над сушей заметно выше, чем над океанами (в среднем на $0,030$ см). В основном за счет этого различия среднее годовое значение общего содержания озона для области между 60° с. ш. и 60° ю. ш. над сушей получается на 3% больше, чем над океанами. Возможно этот разрыв несколько сократится при увеличении числа судовых наблюдений. Однако равенства рассматриваемых величин может и не наступить для земного шара в целом, так как из-за неоднородности подстилающей поверхности могут происходить изменения общей циркуляции атмосферы, приводящие к некоторым различиям в распределениях общего содержания озона над океанами и сушей. Ниже мы еще вернемся к этому вопросу.

Отличительными особенностями распределения значений $\bar{Q}$ над океанах в весенне-летний период являются резкое изменение знака меридионального градиента общего содержания озона между 35 и 45° с. ш. и появление отчетливого максимума на кривых в районе $30-40^{\circ}$ с. ш. Вероятнее всего характерный изгиб на кривых широтного хода значений $\bar{Q}$ связан с субтропическими струйными течениями, которые приводят к нарушению плавного хода общего содержания озона. Поскольку струйные течения располагаются на разных широтах в Тихом и Атлантическом океанах, при осреднении изгиб получается лишь в двух сезонах. В то же время для Атлантического океана рассматриваемая особенность, вероятно, характерна для всех сезонов года (рис. 2). В Тихом же океане этот изгиб зимой едва намечается.

Для построения графиков на рис. 2 использовались значения $\bar{Q}$ осредненные по пятиградусным широтным зонам. Поэтому кривые на рис. 2 более подробно характеризуют распределение общего содержания озона, чем кривые на рис. 1.

К северу от 40° с. ш. общее содержание озона увеличивается

о 50—55° с. ш. В более высоких широтах судовые наблюдения отсутствуют.

В южном полушарии на экваториальной периферии субтропических струйных течений количество озона понижено и около 20—30° ю. ш. на кривых широтного хода значений $\bar{Q}$ отчетливо заметны минимумы (рис. 2).

К югу от субтропических струйных течений общее содержание озона увеличивается, достигая максимума около 50° ю. ш. и уменьшаясь далее по направлению к Антарктиде. Такое распределение

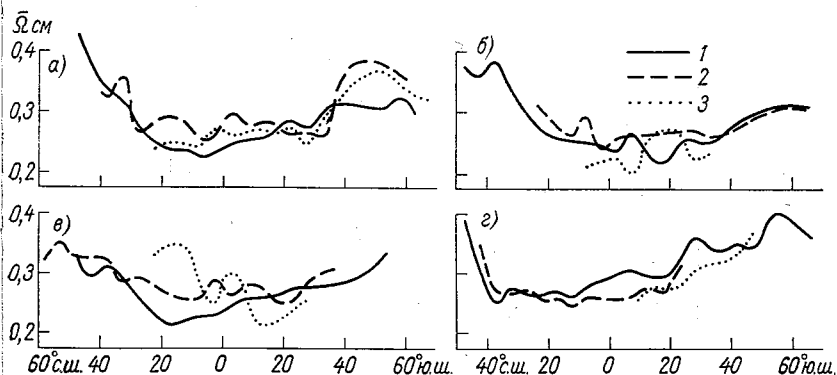


Рис. 2. Широтный ход средних месячных значений общего содержания озона ($\bar{Q}$) над акваториями Тихого (1), Атлантического (2) и Индийского (3) океанов в разные сезоны года.

Уел. обозначения см. рис. 1.

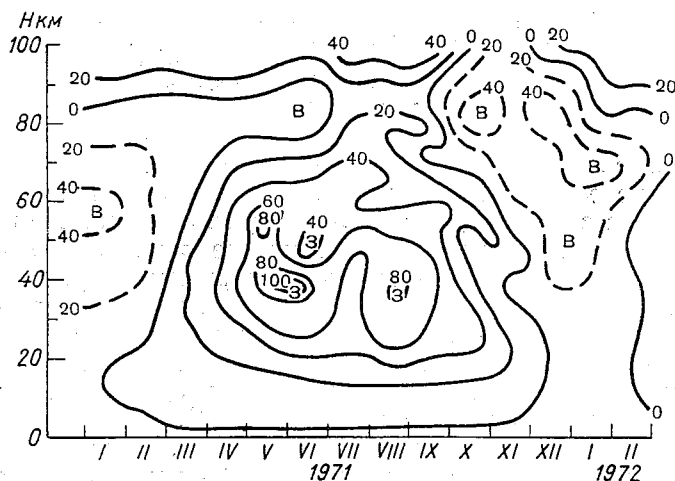


Рис. 3. Средние месячные значения зональной составляющей скорости ветра на ст. Молодежная (1971 и 1972 гг.) [3].

характерно для всех сезонов года. Существование кольцеобразной области повышенного содержания озона между 40 и 60° ю. ш. и ее пониженного содержания над Антарктидой в течение почти всего года свидетельствует о наличии мощного барьера, препятствующего переносу озона в полярные районы южного полушария. Таким барьером служит циркумполярный антарктический вихрь, являющийся, как и циркумполярный арктический вихрь, стратосферным образованием [3]. В течение почти всего года ве

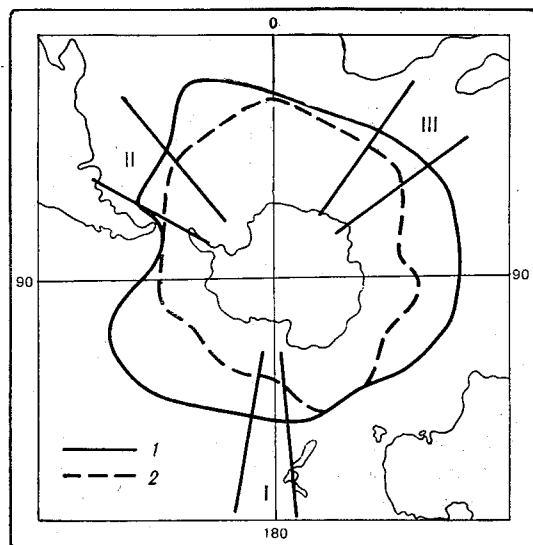


Рис. 4. Среднее положение зоны максимальных западных ветров в южном полушарии [1].
1 — северная граница зоны максимальных ветров.
2 — южная граница. I, II, III — секторы блокирующих максимумов.

ры там имеют западное направление. Для примера на рис. 3 показаны средние месячные значения зональной составляющей скорости ветра на ст. Молодежная [3]. На рис. 3 видно, что в октябре начинается нарушение западного потока в мезосфере, которое в декабре — январе распространяется в верхнюю и среднюю стратосферу. В результате происходящей перестройки страто-мезосферного вихря в эти месяцы появляется возможность проникновения озона в район Антарктиды. Адвекция озона к югу приводит к тому, что в декабре, единственном месяце в году, максимум общего содержания озона смещается к полюсу [23].

У поверхности океанов среднее положение зоны максимальных западных ветров показано на рис. 4 [1]. В Индийском океане эта зона постоянна, и северная ее граница расположена на 43° ю. ш. В Атлантическом океане маршруты судов проходили к западу от

Гринвичского меридиана и, следовательно, там граница западных ветров встречалась около 40° ю. ш. В Тихом океане все рейсы в субполярные районы Антарктики проходили преимущественно в восточном полушарии, и только на судне «Croatan» — около побережья Южной Америки [24]. В обоих районах, как видно на рис. 4, западные ветры почти пропадают. Связано это с блокированием западного потока квазистационарными антициклонами, смещенными в секторах I, II и III (рис. 4) примерно на 10° южнее от нормального положения субтропического пояса высокого давления [1].

Таким образом, при осреднении имеющихся данных наблюдений за общим содержанием озона максимум в широтном ходе значений $\bar{Q}$ должен наблюдаться ближе всего к экватору в Атлантическом океане, несколько южнее — в Индийском океане, и еще южнее — в Тихом океане. Для декабря эта закономерность видна отчетливо. В другие же сезоны года такого сопоставления произвести не удастся из-за отсутствия наблюдений в эти месяцы.

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что среднее для всех океанов распределение общего содержания озона может существенно отличаться в отдельные сезоны года от распределений значений $\bar{Q}$ на акваториях того или иного океана. Таким образом, рис. 2 дает наглядное представление о долготных различиях в распределении общего содержания озона над акваторией Мирового океана.

Сравнительно небольшое количество наблюдений и неравномерное их распределение по широтам и долготам могут отчасти обусловить различия между кривыми на рис. 2. По этой же причине на кривых широтного хода значений $\bar{Q}$ появляется слишком много деталей (максимумов и минимумов), которые обычно не характерны для средних кривых и связаны с метеорологическими условиями отдельных рейсов. В связи с этим строгое количественное сопоставление значений $\bar{Q}$ в настоящее время произвести невозможно. Однако удастся выделить основные особенности в распределении общего содержания озона над акваториями того или иного океана.

Как видно на рис. 2, в тропических широтах с января по сентябрь общее содержание озона над Атлантическим океаном выше, чем над Тихим в среднем на 0,030 см. В сентябре — ноябре над Атлантикой по сравнению с Тихим океаном, наоборот, отмечается дефицит озона, равный в среднем 0,020 см. В тропиках Индийского океана общее содержание озона также больше, чем в Тихом океане, во все месяцы кроме сентября — ноября.

Между $30-40^\circ$ с. и ю. ш. кривые сливаются или проходят очень близко одна от другой. Эти широты соответствуют среднему положению центров субтропических максимумов давления. Эти антициклоны на океанах являются квазипостоянными барическими образованиями, и аэросиноптические условия в них более однородны, чем в каких-либо других областях земного шара.

2. Характерные черты в распределении и колебаниях во времени общего содержания озона в тропической зоне

Тропическая зона, расположенная между 30° с. ш. и 30° ю. ш. занимает половину площади земного шара. Сравнительно равномерное поступление в течение года энергии солнечного излучения в том числе и ответственного за образование озона ультрафиолетового излучения, и однородность подстилающей поверхности, казалось, должны были бы способствовать тому, что общее содержание озона в тропиках примерно одинаково над всеми океанами. Однако огромное количество тепла, аккумулирующееся в тропических районах океанов, перераспределяется затем в системах морских и воздушных течений по всему земному шару. В результате тропическая зона не остается изолированной, а активно влияет на динамические процессы более высоких широт, участвуя таким образом в формировании многих важнейших черт общей циркуляции атмосферы и океана [4, 12, 14]. Неравномерность же в распределении суши и воды приводит к разнообразию форм атмосферной циркуляции на разных долготах. Это находит свое отражение и в широтном распределении общего содержания озона над акваториями океанов (рис. 2).

Наибольшим своеобразием отличаются колебания значений $\bar{\Omega}$ в Индийском океане. Здесь все наблюдения к северу от экватора проводились в Аравийском море. Аравийское море и Индия представляют собой область с типичным муссонным климатом. С современной точки зрения развитие муссона связано не только с температурными контрастами между морем и сушей, но и с сезонными изменениями циркуляции атмосферы, например, в данном случае — с перемещениями полярной ложбины [4]. Ось полярной ложбины расположена зимой на 85—90° в. д. а летом — на 75° в. д. Перемещения высотной ложбины должны сказываться и на значениях общего содержания озона. Действительно, в период муссонов (июнь — сентябрь) над Индией происходит изменение знака широтного градиента величин общего содержания озона, связанное с увеличением количества озона, в южных районах и уменьшением общего содержания озона в северных районах. Одновременно происходит перестройка циркуляции в тропосфере и нижней стратосфере, отражающаяся, например, на высотах тропопаузы: на севере тропопауза поднимается, а на юге — опускается [22].

Смещение высотной ложбины к западу от Индии сопровождается также значительным возрастанием общего содержания озона над Аравийским морем. Значения $\bar{\Omega}$ на 15° с. ш. достигают 0,350 см и сравнимы в это время со значениями $\bar{\Omega}$ в умеренных широтах океана. К северу и югу от 15° с. ш. общее содержание озона уменьшается. Причем к югу происходит резкое уменьшение значений $\bar{\Omega}$, и междуширотный градиент общего содержания озона на участке от 15 до 2° с. ш., равный $7 \cdot 10^{-5}$ см O_3 /км, является

наибольшим для всех районов Мирового океана в июне — августе.

Пожалуй, наиболее отличительной особенностью распределения озона в тропиках является существование там планетарного

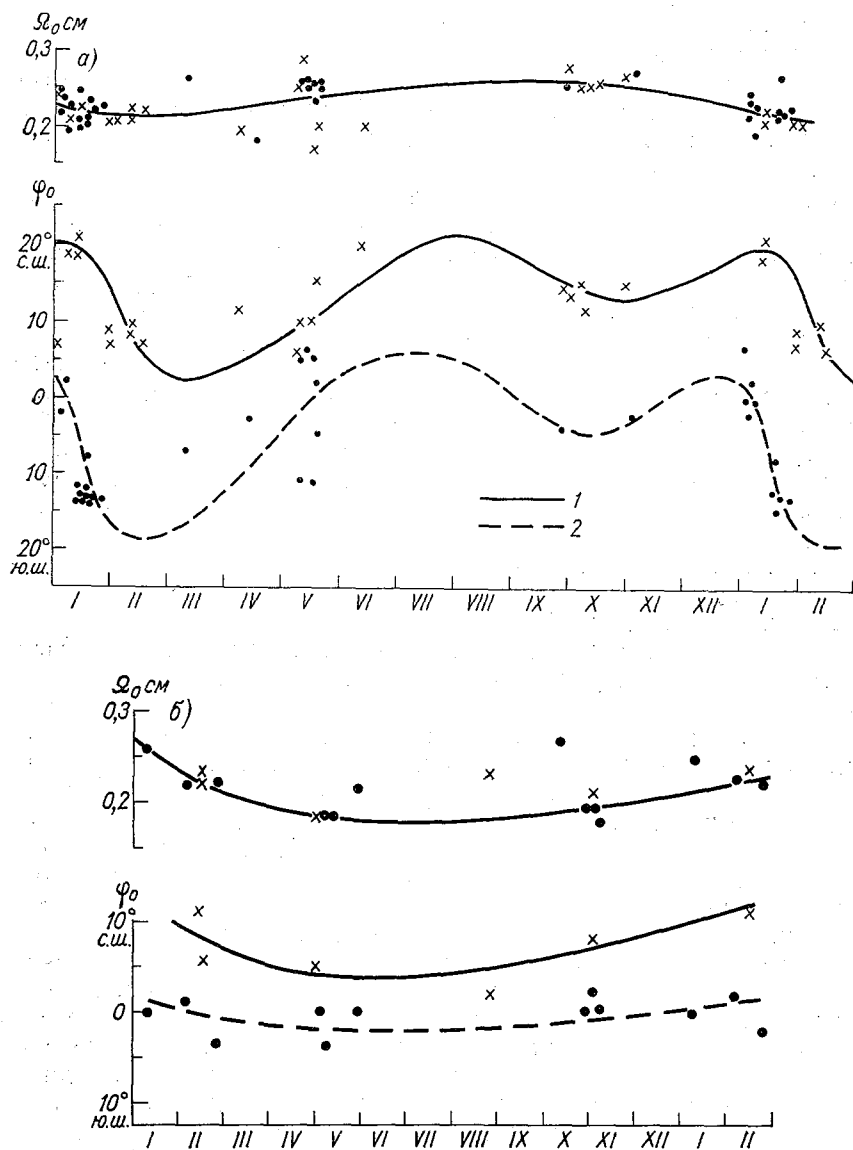


Рис. 5. Положение северного (1) и южного (2) приэкваториальных минимумов общего содержания озона (φ_0) и значение общего содержания озона Ω_0 на широтах φ_0 в Тихом (а) и Индийском (б) океанах.

минимума общего содержания озона. В работах [10, 11] отмечалось, что минимальные значения Ω во всех рейсах наблюдались при пересечении внутритропической зоны конвергенции ветров (ВТЗК).

Представление о ВТЗК как о зоне сходимости северо-восточного и юго-восточного пассатов является неполным. Подобная ситуация в общем-то встречается довольно редко. Динамика этой зоны сходимости значительно сложнее. Для примера рассмотрим эволюцию ВТЗК в западной части Тихого океана между 140° и 160° в. д., наблюдавшуюся в третьем рейсе нис «Прилив» летом 1970 г.

В данном случае ВТЗК образовалась в результате конвергенции восточно-северо-восточного пассата северного полушария и юго-западного муссона. Во второй половине июня ВТЗК находилась в среднем на $5-6^\circ$ с. ш., отклоняясь на $2-3^\circ$ к северу и югу от среднего положения. В первой декаде июля, оставаясь в среднем на тех же широтах, ось ВТЗК смещалась в пределах 15° по широте. В этот период в отдельные дни отмечались две ветви ВТЗК: одна ветвь в северном полушарии, другая — в южном. Во второй декаде июля амплитуда колебаний оси ВТЗК возросла до 18° по широте, а среднее положение оси сместилось к северу на $8-10^\circ$ с. ш. В эти дни ВТЗК наблюдалась только в северном полушарии. В третьей декаде июля — первой декаде августа колебания ВТЗК были максимальны, и ее ось смещалась от 5° ю. ш. до 23° с. ш. В этот период на $17-20^\circ$ с. ш. образовалась самостоятельная активная ось ВТЗК.

Как видно из приведенного описания, ВТЗК может образовывать две ветви. Могут существовать даже две самостоятельные оси ВТЗК. Такая ситуация встречается довольно часто на океанах и находит свое отражение в данных по общему содержанию озона.

На рис. 5 а показано положение озонного экватора (ϕ_0) и колебания значений общего содержания озона на оси (Ω_0) в течение года в Тихом океане. Для построения графиков использовались значения ϕ_0 и Ω_0 , определяемые по данным каждого рейса научно-исследовательского судна, пересекавшего тропические широты.

Как видно на рис. 5 а, значения ϕ_0 порой значительно отличаются друг от друга даже в течение очень коротких промежутков времени. Этот разброс значений ϕ_0 представляет естественное явление и связан с большей динамичностью ВТЗК, проявляющейся в частности в быстрых перемещениях зоны конвергенции к северу или югу. Кроме того, ВТЗК почти никогда не располагается на одной широте. Поэтому разброс значений ϕ_0 возникает еще и потому, что наблюдения выполнены на разных долготах. Однако, несмотря на разброс значений ϕ_0 , на рис. 5 а можно выделить две группы точек, тяготеющие к средним кривым. Такое же разделение можно провести и для значений ϕ_0 , полученных в Индийском океане (рис. 5 б). Правда, здесь количество наблюдений значительно меньше, и средние кривые получаются более схематичными. По обеим группам точек на рис. 5 а и б проведены средние

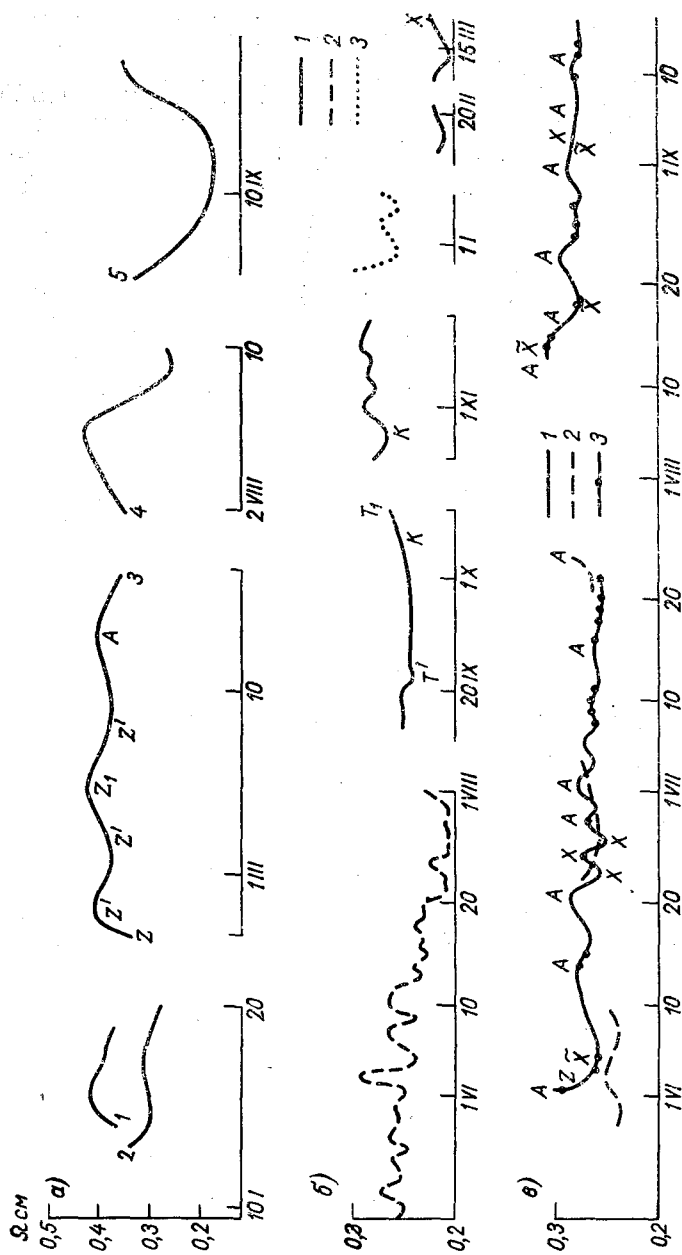


Рис. 6. Колебания средних дневных значений общего содержания атмосферного озона (Ω) от дня ко дню в некоторых точках умеренных и приэкваториальных широт Тихого океана.

а: 1 — 38°18' с. ш., 131°17' з. д. (1965 г.); 2 — 33°48' с. ш., 130°20' з. д. (1965 г.); 3 — 40°00' с. ш., 160°00' в. д. (1973 г.); 4 — 42°28' с. ш., 148°17' в. д. (1971 г.); 5 — 42°58' с. ш., 149°36' в. д. (1966 г.); 6: 1 — 15°00' с. ш., 135°00' з. д. (1973 г.); 2 — район 2° с. ш. — 3° ю. ш., 156° — 164° в. д. (1962 г.); 3 — 0°11' ю. ш., 179°16' в. д. (1970 г.); 4: 1 — 19°30' ю. ш., 140°00' з. д. (1973 г.); 2 — 20°00' ю. ш., 133°00' з. д. (1973 г.); 3 — струйное течение. А — антициклон; Z , Z_1 и Z_1' — центр, передняя и тыловая части циклона соответственно; T_1 — перед тайфуном; T — тыловая часть тайфуна; X — холодный фронт; K — волна на холодном фронте; K — внутритропическая зона конвергенции ветров.

кривые, характеризующие средние положения северной и южной ветвей ВТЗК.

Таким образом, на океанах в течение всего года могут отмечаться два озонных экватора, или два приэкваториальных минимума общего содержания озона: северный приэкваториальный минимум (СПМ) и южный приэкваториальный минимум (ЮПМ). В Тихом океане СПМ и ЮПМ располагаются друг от друга на расстоянии $7-23^\circ$ по широте. В Индийском океане, по немногим численным имеющимся данным, СПМ и ЮПМ располагаются примерно на одном и том же расстоянии друг от друга (около 6° по широте) в течение всего года.

Значения общего содержания озона в СПМ и ЮПМ разграничить не удастся из-за малого количества наблюдений, поэтому на рис. 5 а и б проведено по одной кривой. В годовом ходе величин Ω_0 максимумы наблюдаются осенью в Тихом океане и зимой в Индийском, а минимумы — зимой и летом в Тихом и Индийском океанах соответственно.

В Атлантическом океане наблюдений еще меньше, чем в Индийском океане. Поэтому проследить раздвоение приэкваториального минимума общего содержания озона не представляется возможным. Соответствующее обобщение было сделано в работе [11] и к этому пока добавить нечего. Вероятно, отмеченные в [11] колебания озонного экватора связаны с северной ветвью ВТЗК.

Представляет интерес рассмотреть колебания значений Ω в тропиках при нахождении судна в одной точке. Все случаи подобных измерений в Тихом океане представлены на рис. 6.

На рис. 6 видно, что значения Ω не остаются постоянными и изменяются ото дня ко дню с периодами в несколько дней и около месяца. Амплитуды же колебаний общего содержания озона здесь невелики и не превышают $0,050$ см.

Если в умеренных широтах (около 40° с. ш.) колебания общего содержания озона обуславливаются прохождением циклонов (рис. 6 а, кривая 3) и положением оси струйного течения (рис. 6 а, кривые 4 и 5), то в тропиках краткопериодные вариации значений Ω связаны в основном с изменениями положения субтропических антициклонов и связанной с ними системы циркуляции в тропосфере и стратосфере.

Кроме того, вне зоны ВТЗК на общее содержание озона оказывает влияние прохождение холодных фронтов и тайфунов. Но в тропиках фронты выражены слабо, а тайфуны там только оформляются, поэтому значительных возмущений в атмосфере (особенно в стратосфере) они не производят. Отсюда и колебания значений Ω , связанные с этими атмосферными образованиями, невелики.

Как уже отмечалось выше, тропосферные струйные течения существенно влияют на горизонтальное распределение общего содержания озона в умеренных широтах. Однако в тропиках не наблюдается зависимости величин Ω от появления над судном струйного течения. Примером тому могут служить наблюдения

точке $19^{\circ}30'$ с. ш. и $140^{\circ}00'$ з. д. (рис. 6 в). Очевидно, отсутствие колебаний общего содержания озона при миграциях оси струйного течения связано с тем, что на 19° ю. ш. струйные течения, отмечавшиеся на высотах 11—14 км, располагались ниже тропопаузы и не оказывали влияния на динамические процессы в стратосфере.

3. Влияние материков и островов на горизонтальное распределение общего содержания озона над океанами

Океаны и моря занимают 71% поверхности нашей планеты. Поэтому атмосферные процессы на Земле развиваются и протекают в большинстве случаев над однородной подстилающей поверхностью. Однако континенты и острова создают неоднородности на поверхности земного шара и оказывают большое влияние на общую циркуляцию атмосферы.

Различия в циркуляционных процессах над сушей и водной поверхностью должны сказываться и на распределении общего содержания озона. Эти различия отчетливо выступают уже при сравнении данных наземных озонотрических станций (табл. 2). Для сравнений выбраны станции, расположенные на одной широте. Средние годовые значения общего содержания озона (Ω_r) для каждой пары станций, расположенных на близких широтах, вычислялись по возможности для одного и того же временного интервала.

Из табл. 2 видно, что в большинстве случаев общее содержание озона над островами и прибрежными станциями повышено и уменьшается в глубь континентов. Для районов Восточной Сибири подобная закономерность проявляется лишь в летние месяцы («континентальный эффект» [16]). Зимой же имеет место обратное соотношение значений Ω . В результате в среднем за год общее содержание озона над Северо-Восточной Азией оказывается на 3—5% выше, чем в прибрежных районах. Примерно на столько же среднее годовое значение общего содержания озона над северо-востоком Канады превосходит значение общего содержания озона над прибрежными районами и островами, но в отличие от Сибири эта закономерность здесь проявляется в течение всего года.

Несмотря на то что соотношения между значениями общего содержания озона в прибрежных и внутриконтинентальных районах различны для разных географических мест, значения Ω_r на прибрежных станциях, расположенных на одной широте, почти не отличаются между собой. Над островами же подобное равенство значений Ω_r наблюдается не всегда, потому что общее содержание озона в данном случае зависит от высоты острова (табл. 3).

Для составления табл. 3 из данных судовых наблюдений выбирались значения Ω для тех дней, когда судно находилось на одной широте с тем или иным островом. Затем находились отношения средних дневных значений общего содержания озона, измеренных на судне (Ω_c) и на острове (Ω_o).

Т а б л и ц а

**Средние годовые значения общего содержания атмосферного озона
на озонметрических станциях**

Станция	Координаты		Характеристики станции	Период осреднения	Общее содержание озона, 10^{-3} см
	широта	долгота			
Уэллингтон	41°17' ю. ш.	174°46' в. д.	П	1965	326
Пуэрто-Монт	41 27	72 50 з. д.	П	1965	319
Дарвин	12 28	130 50 в. д.	П	1967	265
Уанкайо	12 02	75 13 з. д.	П	1967	265
Мирный	66 33	93 00 в. д.	П	1961—1962	339
о. Аргентина	65 15	64 16 з. д.	П	1961—1962	342
Тромсё	69 30 с. ш.	18 57 в. д.	П	1962—1965	342
Мурманск	68 58	33 03	П	1962—1965	334
Терисима	30 29	140 13	О	1964—1965	288
Кагосима	31 38	130 36	О	1964—1965	291
Тайбэй	25 02	121 31	О	1966—1967	286
Маркус	24 17	153 58	О	1958—1963	267
Варанаси	25 27	82 52	ВК	1966—1967	272
Мауна-Лоа	19 32	155 35 з. д.	О	1967—1970	285
Черильо	19 18	99 03	ВК	1967—1970	260
Ган	0 41 ю. ш.	73 09 в. д.	О	1964—1966	260
Киншаса	4 30	15 00	ВК	1958	248
Калькутта	22 39 с. ш.	88 27	П	1964—1967	267
Ахмадабад	23 01	72 39	ВК	1964—1967	250
Брисбен	27 28 ю. ш.	153 02	П	1965—1967	294
Претория	25 45	28 14	ВК	1965—1967	262
Рейкьявик	64 08 с. ш.	21 54 з. д.	О	1965—1968	351
Фэрбенкс	64 49	147 52	ВК	1965—1968	371
Уоллонс-Айленд	37 51	75 29	П	1970	332
Нашвилл	36 07	86 41	ВК	1965—1968	331
Нагаева, бух.	59 35	150 47 в. д.	П	1969	381
Якутск	62 05	129 45	ВК	1969	394

Примечание. П — прибрежная станция, О — островная, ВК — внутриконтинентальная станция.

Из табл. 3 видно, что с увеличением высоты острова разрыв между значениями общего содержания озона на суше и в океане возрастает. Это соотношение проявляется в среднем для всех наблюдений. А поскольку при сравнениях использовались значения $\bar{\Omega}_c$, полученные порой на значительном расстоянии от острова, то в каждом конкретном случае отношение $\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ отличалось от среднего. Эти различия в основном укладывались в интервал от

Таблица 3

Средние значения отношений $\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ и максимальные высоты островов $H_{\max}$

Остров (станция)	$H_{\max}$ м	Количество наблюдений	Расстояние между судном и островом, км	$\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$
Гавайи (Мауна-Лоа)	4199	13	Более 2000	0,90
Тайбэй	3931	7	280—3000	0,90
Фергелен (Порт-о-Франс)	1865	3	20—2800	0,91
Кюсю (Кагосима)	Около 500	3	130—240	0,93
Уанчжоу	108	5	Более 1000	0,95
Маркус	18	8	680—1700	0,99
Терисима	Около 5	8	320—1900	1,01

Примечание. $\bar{\Omega}_c$ и $\bar{\Omega}_o$ — средние дневные значения общего содержания озона, измеренные на судне и острове соответственно.

от $0,8 \bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ до $1,2 \bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$. Таким образом, отдельные значения $\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ отличались друг от друга на 40%. Поэтому для получения надежных средних значений $\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ необходимо большое количество синхронных наблюдений на океанах и островах, выполненных, по возможности, при удалении судна не далее 500 км от островов. В настоящее время мы таким материалом не располагаем. Поэтому пока невозможно получить и статистически обоснованную зависимость между значениями $\bar{\Omega}_c/\bar{\Omega}_o$ и $H_{\max}$. Можно лишь формулировать следующую качественную зависимость: над островами общее содержание озона повышено по сравнению с окружающими их акваториями океанов, причем, чем выше остров поднимается над поверхностью воды, тем больше общее содержание озона над ним. Эта закономерность подтверждается и при сравнении средних годовых значений общего содержания озона на островных станциях. Из табл. 2 видно, что над о. Тайбэй озона в среднем на 7% больше, чем над о. Маркус. В то же время значения $\bar{\Omega}_T$ на островах Тайбэй и Гавайи (а также Терисима и Кюсю), имеющих примерно одинаковую высоту, почти не отличаются друг от друга. Такие же соотношения между значениями общего

содержания озона над этими же островами получаются и в табл. 3.

Повышенное содержание озона над островами может быть связано лишь с процессами, приводящими к переносу озона сверху в нижние слои стратосферы. Остров, выступающий над однородной водной поверхностью, представляет собой препятствие для воздушного потока. Влияние гор и возвышенностей на воздушные течения распространяется на несколько километров по вертикали и на сотни километров от гор по горизонтали. Помимо этого над горами возникают интенсивные волновые движения и происходят

Таблица

Отношение средних дневных значений общего содержания озона, измеренных одновременно на судне (Ω_c) и береговой станции (Ω_b), в зависимости от расстояния до берега

Расстояние до берега, км	155	245	485	860
Количество дней наблюдений	5	9	6	5
Ω_c/Ω_b	0,97	0,95	0,95	0,98

чередование слоев с восходящими и нисходящими потоками воздуха. При этом система волн распространяется на всю тропосферу и захватывает стратосферу [12, 18]. Вертикальные движения в волнах могут приводить к дополнительному притоку озона в нижние слои стратосферы. Восходящие потоки непосредственно над тропопаузой уносят вверх объемы воздуха с более низким содержанием озона, чем в средней стратосфере, а на их место опускается воздух, обогащенный озоном. В результате в нижних слоях стратосферы концентрация озона возрастает. Озон в верхних слоях восстанавливается за счет фотохимических процессов. Таким образом, общее содержание озона над горами увеличивается. Другим механизмом, приводящим к переносу озона в нижние слои стратосферы, может служить турбулентность, интенсивность которой в стратосфере над горами значительно выше, чем над равниной, за счет разрушающихся горных волн [2].

Все соображения по поводу повышения содержания озона над препятствием, изложенные выше, справедливы и по отношению к побережьям материков. Действительно, в прибрежной полосе где происходит резкий переход от однородной ровной поверхности моря к возвышающимся участкам суши, общее содержание озона повышено по сравнению со значениями Ω над океанами. В среднем отношение Ω_c/Ω_b (Ω_b — общее содержание озона на береговой станции) уменьшается по мере удаления от берега (табл. 4). В табл. 4 отражены результаты сравнений судовых измерений с наблюдениями в следующих пунктах: Стерлина, Таллахасси, Пуэрто-Монт, Кодайканал, Уэллингтон, Кагосима, Саппоро, Ка-сабланка, Лисабон и Владивосток.

Из табл. 4 видно, что над океанами озона в среднем на 4% меньше, чем над береговой зоной. Наблюдений, правда, еще недостаточно для уверенного суждения о числовых величинах, но общая тенденция выступает здесь довольно отчетливо.

В силу различий подстилающих поверхностей атмосферные процессы над океанами и сушей развиваются по-разному. Поэтому представляет интерес рассмотреть зависимость разности между значениями общего содержания озона над континентами и океанами от размера территории суши. Для этого сравним средние го-

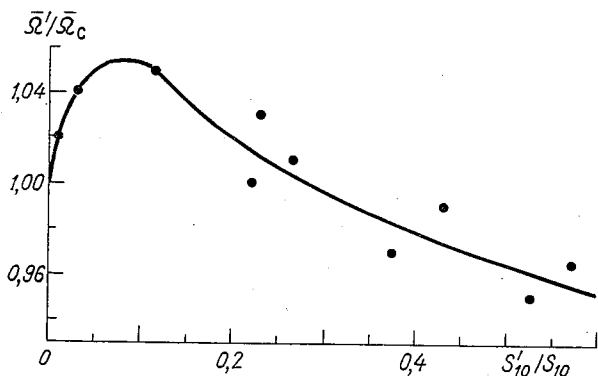


Рис. 7. Зависимость отношения $\bar{Q}'/\bar{Q}_c$ от величины S'_{10}/S_{10} .

довые значения общего содержания озона $\bar{Q}'$ и $\bar{Q}_c$, вычисленные в каждой десятиградусной широтной зоне для суши и океанов соответственно. Проследим, как меняется отношение $\bar{Q}'/\bar{Q}_c$ в зависимости от величины S'_{10}/S_{10} , где S_{10} — площадь десятиградусной широтной зоны, а S'_{10} — площадь суши в пределах этой зоны (рис. 7). Данные о площадях суши и моря взяты из работы [13] и приводятся в табл. 5.

Исходя из рис. 7 можно сделать следующие выводы. Пока относительная площадь суши велика (более 0,3), общее содержание озона над океанами выше, чем над континентами. Здесь, вероятно, выступают на первый план специфические особенности циркуляции атмосферы, характерные для больших участков суши (например, крупномасштабная конвекция).

При уменьшении относительной площади суши от 0,3 до 0,1 значения $\bar{Q}'/\bar{Q}_c$ продолжают расти и достигают максимума (1,05) при $S'_{10}/S_{10}=0,07$. Связано это с тем, что при сокращении площади суши все больший вес приобретают данные прибрежных станций, общее содержание озона над которыми повышено. При значениях $S'_{10}/S_{10}<0,07$ количество озона над сушей уменьшается. Эта ветвь кривой на рис. 7 соответствует наблюдениям в основном на островах. Значение $\bar{Q}'/\bar{Q}_c$ здесь лимитируется уже не площадью суши,

а высотой острова. В зоне 40—50° ю. ш. ($S'_{10}/S_{10}=0,03$) средняя высота островов (Новая Зеландия, Тасмания, Кергелен, южная часть Америки) выше, чем в зоне 50—60° ю. ш. ($S'_{10}/S_{10}=0,008$), где наблюдения проводились только на о. Макуори. В результате значения $\bar{\Omega}'/\bar{\Omega}_c$ на широтах 40—50° ю. ш. также выше, чем в зоне 50—60° ю. ш.

Таблица 5

Распределение суши и моря на разных широтах земного шара,
(в млн. км²) [13]

Широта, град.	Северное полушарие			Южное полушарие		
	общая площадь	суша	море	общая площадь	суша	море
90—80	3,9	0,4	3,5	3,9	12,1	3,4
80—70	11,6	3,4	8,2	11,6		
70—60	18,9	13,5	5,4	18,9	1,9	17,0
60—50	25,6	14,6	11,0	25,6	0,2	25,4
50—40	31,5	16,5	15,0	31,5	1,0	30,5
40—30	36,4	15,6	20,8	36,4	4,2	32,2
30—20	40,2	15,1	25,1	40,2	9,3	30,9
20—10	42,8	11,3	31,5	42,8	9,4	33,4
10—0	44,1	10,1	34,0	44,1	10,4	33,7

Из сопоставления значения $\bar{\Omega}'$ и $\bar{\Omega}_c$ следует: если суша занимает более 30% площади в какой-либо широтной зоне, то данную территорию по распределению озона можно условно считать континентом; если же суша занимает менее 10% площади, то это уже — с точки зрения распределения озона — остров. В интервале значений S'_{10}/S_{10} от 0,1 до 0,3 кривая на рис. 8 не подтверждена наблюдениями, но создается впечатление, что значения $\bar{\Omega}'/\bar{\Omega}_c$ здесь должны быть более характерными для островов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Векслер Х. Антарктическая конвергенция или дивергенция? — В кн.: Атмосфера и океан в движении. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963.
2. Винниченко Н. К., Тинус Н. З., Шур Г. Н. Исследования турбулентности ясного неба в стратосфере. — «Тр. ЦАО», 1970, вып. 100.
3. Гайгеров С. С. Исследование синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1973.
4. Гирс А. А. Основы долгосрочных прогнозов погоды. Л., Гидрометеониздат, 1960.
5. Географическое распределение общего содержания озона по измерениям на д/з «Обь» (ноябрь 1965 г. — январь 1966 г.). — «Метеорология и гидрология», 1967, № 3, с. 82—84. Авт.: В. Ф. Белов, А. М. Ерохин, А. П. Коптев, Р. Ф. Федоров.

6. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963. 267 с.
7. Гушин Г. П. Об аэрозольной погрешности данных общего содержания атмосферного озона на сети станций Гидрометслужбы. — «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 81—86.
8. Гушин Г. К. Общее содержание атмосферного озона в районе Тихого океана в 1961—1967 гг. — «Тр. ГГО», 1970, вып. 255.
9. Гушин Г. К. Результаты озонметрических измерений и связь общего содержания озона с метеорологическими факторами. — «Тр. ДВНИГМИ», 1970, вып. 30.
10. Гушин Г. К. Широтный ход и сезонные колебания общего содержания атмосферного озона в Индийском океане. — «Тр. ГГО», 1972, вып. 279, с. 85—93.
11. Гушин Г. К. Основные черты горизонтального распределения общего содержания озона в Атлантическом океане. — «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 76—82.
12. Зверев А. С. Синоптическая метеорология. Л., Гидрометеиздат, 1968.
13. Калесник С. В. Основы общего землеведения. М.—Л., Учпедгиз, 1947.
14. Кац А. Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере. Л., Гидрометеиздат, 1968.
15. Кузнецов Г. И. Атмосферный озон над тропическим поясом Атлантического океана. — «ДАН СССР», 1966, т. 171, № 3.
16. Кузнецов Г. И., Хргиан А. Х. Общие черты распределения озона в атмосфере в период МГГ до МГСС. — «Метеорология и гидрология», 1968, № 3.
17. Лондон Ю. Распределение общего содержания озона в северном полушарии. — В кн.: Озон в земной атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1966.
18. Матвеев А. Г. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1965.
19. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей. Л., Гидрометеиздат, 1972.
20. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1973. 291 с.
21. Шнееров В. Е. Наблюдения за общим содержанием озона в атмосфере в период третьей советской комплексной антарктической экспедиции (1957—1958 гг.). — «Тр. ГГО», 1960, вып. 105.
22. Rangarajan S. Seasonal variations of atmospheric ozone in India and some ozone-weather relationships. — *Indian J. Meteorol. Geophys.*, 1963, vol. 14, N 1.
23. Shimizu M. Global distribution and seasonal change of total ozone amount in the Atmosphere. — *"Geophys. Magazine"*, 1971, vol. 35, N 4.
24. White W. C., Krueger A. J. Shipboard observations of total ozone from 38° N to 60° S. — *"J. Atmos. Terr. Phys."*, 1968, vol. 30, N 9.

Средние за день значения общего содержания атмосферного озона по измерениям на НИС „Академик Ширшов“, „Океан“ и „Волна“, 1973 г (озонотомы с новыми светофильтрами)

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см	Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота				широта	долгота		
1 I	14°00' С	165°00' В	10	234	11 II	39°06' С	156°06' В	3	409
3	7 00	165 00	9	244	26 II	40 00	160 00	3	332
5	2 00 Ю	165 00	10	238	27	40 00	160 00	9	406
7	10 00	165 00	15	256	3 III	40 00	160 00	3	386
18	8 00	165 00	10	234	5	40 00	160 00	6	422
20	1 00 С	165 00	7	230	11	40 00	160 00	9	387
28	16 00 Ю	165 00	8	241	13	40 00	160 00	9	405
29	20 00	165 00	8	252	16	40 00	160 00	9	361
30	23 00	167 00	11	248	23	30 00	158 00	15	274
31	28 00	165 00	8	258	24	32 20	157 30	15	306
1 II	31 00	165 00	10	262	25	36 00	157 30	6	309
3	39 00	164 00	10	274	29	42 07	147 40	18	407
4	36 00	160 00	7	253					
10	6 00 С	165 00	7	236	10 II	25 39 С	130 00 В	17	235
11 III	11 00 С	165 00	10	232	11 II	20 53	130 00	21	222
12	15 00	165 00	10	226	12	17 02	130 00	9	215
13	21 00	165 00	16	229	13	14 50	132 26	14	208
14	25 00	165 00	10	238	16	15 00	135 00	9	217
16	34 00	165 00	4	283	17	15 00	135 00	18	213
18	43 00	165 00	10	391	18	15 00	135 00	12	212
20	47 00	165 00	6	429	19	15 00	135 00	27	212
					20	15 00	135 00	27	220
					21	15 00	135 00	18	220
23 II	11 30	127 40	18	220	27 VII	26 00	124 12	13	262
24 II	8 52	121 58	22	235					
25	7 14	115 52	24	236	10 V	30 00	129 00	—	320
27	2 50	108 06	12	242	12	22 00	140 00	—	291
4 III	2 38	107 34	6	241	13	18 00	144 00	—	284
6	7 44	116 39	24	246	14	14 00	148 00	—	290
10	14 11	133 09	12	227	15	10 00	151 00	—	291
12	15 00	135 00	9	218	16	6 00	156 00	—	254
13	15 00	135 00	6	217					

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см	Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота				широта	долгота		
14 III	15°00' C	135°00' B	15	205	6 V	41°00' C	136°00' B	—	404
16	15 00	135 00	9	208	7	39 00	141 00	—	386
17	15 00	135 00	18	214	8	33 00	147 00	—	332
18	15 00	135 00	3	225	9	28 00	151 00	—	299
24	17 52	134 58	19	219	10	22 00	154 00	—	282
25	21 28	134 52	6	235	11	17 00	156 00	—	270
26	26 00	135 00	21	256	12	11 00	160 00	—	262
27	29 30	135 00	15	317	13	6 00	163 00	—	250
					14	1 00	166 00	—	248
28 IV	38 59 C	131 26 Ю	15	382	15	5 00 Ю	169 00	—	242
29	34 00	129 20	21	319	16	11 00	172 00	—	232
30	29 15	126 12	3	283	27	19 00	147 00 3	—	239
2 V	19 03	119 42	15	254	29	20 00	133 00	—	240
3	14 34	115 34	10	253	31	20 00	133 00	—	236
20	8 30	67 00	5	235	3 VI	20 00	133 00	—	252
26	0 00	65 04	9	242	8	20 00	133 00	—	240
27	0 00	60 10	15	239	10	20 00	133 00	—	248
29	0 04	59 46	9	227	22	20 00	133 00	—	277
30	0 06	59 46	27	235	25	20 00	133 00	—	259
1 VI	0 06	59 46	10	233	3 VII	20 00	133 00	—	272
6	9 46 Ю	58 20	12	241	13	20 00	133 00	—	262
13	11 39	49 52	15	244	21	20 00	133 00	—	265
24	0 05	61 38	8	243	23	20 00	133 00	—	268
29	0 00	59 56	6	246	24 VIII	20 00	133 00	—	287
30	0 00	59 55	9	264	26	25 00	141 00	—	275
14 VII	6 00 C	86 20	5	255	4 IX	19 00	142 00	—	277
26	20 11	120 55	3	262	7	21 00	135 00	—	303
10 IX	21 00 Ю	135 00 3	—	312	1 XI	15 00 C	135 00 B	20	288
11	21 00	135 00	—	309	2	15 00	135 00	19	292
12	21 00	135 00	—	300	3	15 00	135 00	12	277
13	21 00	135 00	—	294	4	15 00	135 00	14	285
14	21 00	135 00	—	287	5	15 00	135 00	21	287
15	18 00	142 00	—	282	6	15 04	134 55	14	285
16	18 00	148 00	—	292	7	15 07	134 49	23	293
20	18 00	171 00	—	285	8	15 06	134 44	25	292
22	18 00	178 00	—	286	9	15 06	134 47	24	289

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см	Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота				широта	долгота		
27 IX	12 00 Ю	172°00' В	—	266	10 XI	16°54' С	135°00' В	24	286
28	4 00	169 00	—	259	11	20 14	135 00	20	283
29	2 00 С	165 00	—	275	12	23 29	135 00	23	275
30	8 00	162 00	—	274	13	26 33	135 00	4	282
1 X	14 00	159 00	—	264	14	30 03	135 00	15	287
2	20 00	155 00	—	290	15	33 00	135 00	3	303
3	25 00	152 00	—	288	16	31 09	131 00	21	298
4	30 00	149 00	—	286					
					10 V	30 24 С	130 06 В	21	315
11 IX	22 39 С	130 00 В	15	262	12	21 58	139 00	30	291
16	14 59	135 00	14	252	13	18 05	143 28	24	286
19	15 00	135 00	17	251	14	13 55	147 50	24	290
20	15 00	135 00	11	255	15	9 44	151 54	24	291
21	14 56	135 03	12	241	16	5 19	156 14	15	256
22	14 08	131 42	15	246	17	1 34	159 53	24	264
23	13 36	131 41	6	245	18	2 02 Ю	163 32	12	274
1 X	15 00	135 00	20	245	19	5 10	167 46	12	262
6	15 03	134 57	7	256	2 VI	20 00	140 32 3	12	297
7	15 00	135 00	21	260	3	19 41	139 43	12	266
8	13 48	132 57	16	266	4	19 33	139 25	6	256
9	11 39	128 18	9	259	14	19 35	139 30	9	278
10	9 22	124 24	9	281	15	19 38	140 05	6	270
11	8 33	119 39	12	258	20	19 07	142 06	9	283
21	7 26	116 20	8	266	21	19 37	140 30	9	286
27	12 57	130 45	6	278	24	19 38	139 41	6	260
30	15 00	135 00	11	268	25	19 37	139 49	6	270
31	15 00	135 00	19	282	26	19 39	140 10	3	250
27 VI	19 36 Ю	139 50 3	15	254	12 IX	19 40 Ю	140 15 3	18	277
28	19 37	139 46	9	268	13	19 52	140 37	15	278
29	19 33	139 58	21	262	14	19 55	140 39	24	280
2 VII	19 34	139 59	6	280	15	19 08	143 41	24	280
3	19 36	139 56	21	270	16	18 35	146 58	21	289
4	19 37	140 02	15	259	17	18 46	148 00	3	282
6	19 20	141 00	3	273	18	81 44	148 05	6	264
8	17 30	149 36	6	258	19	17 49	150 10	6	300
9	18 10	146 14	18	263	20	17 27	151 40	9	292

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10-3 см	Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10-3 см
	широта	долгота				широта	долгота		
0 VII	19°10' Ю	142°14' 3	21	264	21 IX	17°27' Ю	157°55' 3	6	310
1	19 36	139 33	18	258	22	17 29	161 30	9	303
2	19 41	139 50	15	253	23	17 42	173 35	3	298
3	19 38	139 53	21	258	24	17 41	173 56	15	295
4	19 36	139 51	21	262	30	11 28	172 42 В	9	252
6	19 38	139 37	6	260	2 X	1 56	167 28	12	265
7	19 36	139 53	21	252	3	1 31 С	165 16	9	271
8	19 35	139 58	3	258	8	26 58	149 51	18	272
9	19 37	139 44	15	256					
20	19 40	140 00	3	251					
22	20 30	138 31	12	256					
13 VIII	20 15	135 33	3	307					
14	20 23	135 11	12	309					
15	20 30	135 00	9	304					
17	20 30	135 00	9	286					
18	20 31	135 00	9	277					
23	20 08	140 08	9	298					
24	20 17	140 17	12	286					
25	22 55	141 00	15	281					
26	21 29	140 43	24	277					
27	20 12	140 24	24	281					
28	20 09	140 15	24	281					
31	19 30	140 07	24	292					
3 IX	19 50	140 13	3	283					
4	20 01	140 25	12	285					
5	19 52	140 21	15	280					
6	19 47	140 14	21	281					
7	19 45	140 23	21	280					
8	19 24	143 30	24	286					
9	17 40	148 18	15	283					
10	17 52	147 22	18	285					
11	19 05	142 15	21	287					

Г. П. ГУЩИН, К. И. РОМАШКИНА
А. М. ШАЛАМЯНСКИЙ

ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА МОДЕРНИЗИРОВАННЫМ ОЗОНОМЕТРОМ М-83 В ВОЕЙКОВО В 1971—1974 гг.

Многолетние измерения общего содержания озона на сети советских озонометрических станций, оснащенных фильтровыми озонометрами М-83, позволили получить ценные сведения о закономерностях широтного и сезонного хода озона над территорией СССР, а также обнаружить некоторые существенные связи озона с аэросиноптическими условиями.

Простота эксплуатации, портативность, сравнительно малая стоимость озонометра М-83 позволили в короткий срок создать обширную сеть станций.

Однако длительная эксплуатация озонометров выявила также их некоторые недостатки, которые при определении содержания озона были источником случайных и систематических погрешностей, в отдельных случаях довольно значительных.

Поэтому некоторые авторы [6, 9] выразили сомнение в возможности использования светофильтров с широкими полосами пропускания для измерения содержания озона.

Расчеты показали, что при правильно выбранных параметрах фильтров возможно существенное повышение точности измерения содержания озона.

В озонометрической группе Главной геофизической обсерватории после многократных испытаний различных комбинаций цветных стекол, определяющих полосы пропускания светофильтров, в 1971 г. была выбрана для дальнейшего использования в озонометре М-83 пара фильтров, от которой можно было ожидать существенного увеличения точности озонометра.

Характеристики модернизированного озонометра М-83

К 1974 г. модернизированные озонометры были установлены на всех советских озонометрических станциях. Для модернизации озонометра М-83, кроме нового набора светофильтров, было изго-

овлено новое контрольное устройство с корректирующим свето-
 ильтром, отсекающим длинноволновую часть спектра излучения
 контрольной лампы, заменены отсчетные приборы, поставлен па-
 рон с силикагелем и т. д., что позволило улучшить эксплуата-
 ционные качества и надежность озонметра М-83.

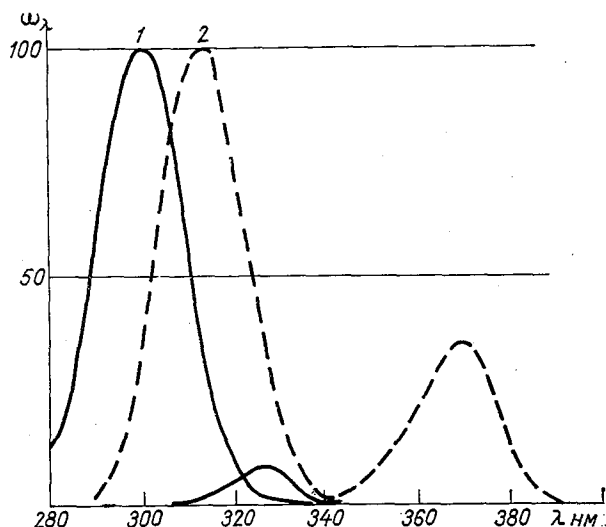


Рис. 1. Относительная спектральная чувствитель-
 ность озонметра М-83 с парой ОФ-5 (1) и ОФ-2
 (2), приведенная к фильтру I.

Таблица 1

Параметры светофильтров озонметра М-83

Номер фильтра	Длина волны максимума спектральной чувствитель- ности озонो- метра, λ нм	Интервал изменения эффектив- ной длины волны, λэфф нм	Интервал изменения коэффициента поглощения озона αλэфф см ⁻¹	Полуширина кривой спек- тральной чувст- вительности озонметра, нм	Набор цветных стекол
Озонные фильтры ОФ-2 (1960 г.)					
I	314	318—328	0,33—0,09	22	ЖС-3 (2 мм) УФС-2 (5,0 мм)
II	369	369	—	22	СЗС-9 (2 мм) УФС-2 (3,5 мм)
Озонные фильтры ОФ-5 (1971 г.)					
I	298	310—318	1,02—0,33	21	ЖС-20 (9 мм) УФС-2 (3,5 мм)
II	326	328—330	0,09—0,06	21	СЗС-21 (1 мм)

Спектральная чувствительность озонометра с фильтрами, установленными в 1960 и 1971 гг., показана на рис. 1, а основные параметры фильтров — в табл. 1, где пары фильтров для краткости соответственно названы ОФ-2 и ОФ-5 (ОФ — озонные фильтры).

Задачей настоящей статьи является рассмотреть возможность озонометра с парой ОФ-5 и оценить, как они реализуются в процессе сравнительно длительной эксплуатации.

Как видно из табл. 1, озонометр с парой ОФ-2 при длине волны максимума спектральной чувствительности в области фильтра $\lambda_{\text{max}, 1} = 314$ нм работает в интервале длин волн 318—328 нм, где весьма малы коэффициенты поглощения озона. Понятие об эффективной длине волны и эффективном коэффициенте поглощения озона здесь приведено только для наглядности.

Напомним, что согласно действующей методике [2, 5], содержание озона по номограмме определяется по координатам: при наблюдениях по Солнцу

$$x = \theta, \quad y = \frac{I_1}{I_2} P_{\tau} K_{\text{п}}. \quad (1)$$

или при наблюдениях по зениту неба

$$x = \theta, \quad y = \frac{I_1}{I_2} P_{\tau} K_{\text{п}} K_{\text{з}}, \quad (2)$$

где θ — высота Солнца; I_1 и I_2 — отсчеты по первому и второму светофильтрам; P_{τ} — температурный коэффициент прибора; $K_{\text{п}}$ — коэффициент привязки М-83 к эталону; $K_{\text{з}}$ — коэффициент градуировки прибора по зениту неба.

При малой чувствительности к озону прибора с парой ОФ- погрешность определения координаты y в выражениях (1) и (2) на 1% приводила к погрешности в значении озона $2 \div 2,5\%$ [4].

Влияние селективности аэрозольного ослабления

Низкая чувствительность к озону особенно сказывалась при наличии постоянно действующего источника искажений в показаниях озонометра — селективности аэрозольного ослабления. При использовании пары ОФ-2, где спектральный интервал между фильтрами I и II велик ($\Delta\lambda = \lambda_{\text{эфф}2} - \lambda_{\text{эфф}1} \simeq 45$ нм), это влияние было особенно заметным.

Как видно из рис. 1 и табл. 1, в паре ОФ-5 полосы пропускания фильтров, во-первых, сдвинуты в сторону более коротких длин волн и, во-вторых, значительно сокращен спектральный интервал между фильтрами ($\Delta\lambda = 14$ нм).

Смещение в область больших коэффициентов поглощения озона повысило чувствительность прибора к озону вдвое, и поэтому ошибка в определении координаты y в (1) и (2) на 1% приводит к ошибке в значении озона $1 \div 1,2\%$.

Согласно теории погрешностей, при использовании многочленной формулы, когда пренебрегают отдельными ее членами из-за малости, возникает методическая систематическая погрешность [1].

При определении общего содержания озона в формулах для расчета пренебрегают членом, характеризующим селективное ослабление радиации атмосферным аэрозолем, за счет чего в определении значений озона появляется методическая систематическая погрешность. Из-за изменчивости параметров аэрозоля в определенных пределах эта погрешность также может изменяться в определенных пределах. Как было показано в работе [4], эта погрешность для озонметра с парой ОФ-2 могла изменяться в больших пределах и достигать 50% для единичных значений озона.ценим эту систематическую погрешность для озонметра с парой Ф-5. Теоретическую оценку этой погрешности сделаем по методике, изложенной в [3]. Для ясности дальнейшего изложения напомним вкратце эту методику.

Количественную оценку аэрозольной погрешности можно дать помощью так называемой аэрозольной поправки

$$a = 10^{m(\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2})}, \quad (3)$$

где m — воздушная масса; δ_{λ} — показатель аэрозольного ослабления, соответствующий эффективным длинам волн λ_1 и λ_2 фильтров I и II. Для ультрафиолетовой области δ_{λ_1} и δ_{λ_2} определяются путем экстраполяции δ_{λ} , определенных для близкой области по известной формуле Онгстрема

$$\delta_{\lambda} = c \lambda^{-b}, \quad (4)$$

где c и b — параметры Онгстрема.

Во всех приборах М-83 установлены фильтры, с помощью которых можно определить показатель аэрозольного ослабления для длин волн 369 и 530 нм, а по ним и параметры c и b в формуле (4).

Поправку a можно внести в определяемое значение озона, изменив исходное выражение (1)

$$x = \theta, \quad y = \frac{I_1}{I_2} P_{\tau} K_{\pi} \frac{a}{a'}, \quad (5)$$

где a' — среднее значение аэрозольной поправки за время градуировки озонметра; a — значение поправки в момент измерения озона. Тогда относительную аэрозольную погрешность значения озона можно определить по формуле

$$f = 2 \div 2,5 \left(\frac{a}{a'} - 1 \right) \cdot 100\% \quad (\text{для пары ОФ-2}), \quad (6)$$

$$f = 1 \div 1,2 \left(\frac{a}{a'} - 1 \right) \cdot 100\% \quad (\text{для пары ОФ-5}). \quad (7)$$

Длительные регулярные наблюдения за атмосферным аэрозолем показали, что δ_{λ_2} для $\lambda_2=369$ нм изменяется в пределах $0,000 \div 0,400$, а b — от 0 до 2, но крайние значения δ_{λ_2} и b встречаются очень редко. Поэтому расчеты a и f для пары ОФ-5 проводились по формулам (3) и (7) для значений $\delta_{\lambda_2}=0,100; 0,200; 0,300$ и $b=0,5; 1,0; 1,5; 2,0$.

Таблица

Значения аэрозольной поправки $a=10^{m(\delta_{\lambda_1}, \text{эф}-\delta_{\lambda_2}, \text{эф})}$
и относительной погрешности озона $f(\%)$, обусловленной значением a
в зависимости от δ_{λ_2} и b

	δ_{λ_s}	0,300			0,200			0,100		
	θ°	20	30	50	20	30	50	20	30	50
$b=0,5$										
ОФ-5	a	1,046	1,036	1,025	1,028	1,022	1,015	1,016	1,014	1,009
	$f \%$	-1,5	-2,5	-4	-3	-3,5	-5,0	-4,5	-4,5	-5
$b=1,0$										
	a	1,094	1,078	1,054	1,068	1,052	1,038	1,033	1,026	1,020
	$f \%$	3,5	1,5	-0,5	0,5	-0,5	-2,5	-2,5	-3,5	-4,5
$b=1,5$										
	a	1,163	1,132	1,095	1,110	1,087	1,062	1,047	1,040	1,031
	$f \%$	10	7	4	5	2,5	0	-1	-2	-3,5
$b=2,0$										
	a	1,247	1,197	1,145	1,151	1,109	1,082	1,065	1,053	1,040
	$f \%$	18	13	9,5	9	5	2,5	0,5	-0,5	-2,5
$b=0,5$										
ОФ-2	a	1,136	1,102	1,068	1,091	1,064	1,045	1,004	1,003	1,002
	$f \%$	6	0	-8	-3	-7	-14	-18	-18	-22
$b=1,0$										
	a	1,263	1,208	1,141	1,190	1,138	1,094	1,091	1,067	1,046
	$f \%$	29	18	7,5	15	6	-2,5	-3	-7	-11
$b=1,5$										
	a	1,503	1,343	1,230	1,306	1,219	1,152	1,143	1,104	1,072
	$f \%$	72	43	29	36	20	10	7	0	-7,5

Результаты вычислений представлены в табл. 2. Поскольку разность ($\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}$) в выражении (3) в значительной степени определяется положением эффективной длины волны, которая в свою очередь определяется высотой Солнца θ и значением озона Ω , то $\lambda_{\text{эфф}}$ для обоих фильтров с большей точностью была рассчитана ЭВМ.

Если принять, что градуировка озонметра происходит при средних значениях $\theta = 30 \div 50^\circ$, $\Omega = 0,350$ атм. см и средних параметрах аэрозоля $\delta_{\lambda_s} \approx 0,200$ и $b \approx 1,2$, то значение a' в (5) будет в среднем составлять 1,06. Тогда значения a/a' для интервалов изменения δ_{λ_s} и b , указанных в табл 2, будут изменяться в пределах 0,94—1,18, что приведет к относительной погрешности f единичных значений озона от 6 до 18%; а для средних, наиболее часто встречающихся значений δ_{λ_s} и b , погрешность f практически составит $\pm 5\%$. Кроме того, из табл. 2 видно, что при использовании пары ОФ-5 при средних условиях наблюдений практически не будет проявляться ложный ход озона в течение дня, а при крайних значениях δ_{λ_s} и b он будет слабо выражен.

Для сравнения в табл. 2 помещены значения a и f для пары ОФ-2, взятые из работы [4], и дополнительно рассчитанные для некоторых δ_{λ_s} и b . Из таблицы видно, что при работе озонметра парой ОФ-2 даже при средних условиях аэрозольного ослабления появлялась большая систематическая ошибка, к тому же сильно зависящая от высоты Солнца, что и приводило к ложному ходу озона в течение дня. Таким образом, расчет показывает, что использование в озонометрах пары ОФ-5 приводит к значительному уменьшению погрешности, обусловленной селективностью аэрозольного ослабления.

Оценка погрешности озонметра М-83

Из табл. 1 видно, что в набор стекол пары ОФ-5, так же как пары ОФ-2, входит цветное стекло УФС-2, из-за неустойчивости которого пропускание фильтров со временем может измениться, что также может привести к появлению инструментальной систематической погрешности. Поэтому окончательно судить о преимуществах пары ОФ-5 можно только после установленного инструкцией [5] двухгодичного срока эксплуатации прибора. Если с помощью расчетов, приведенных выше, можно оценить погрешность озонметра М-83 с парой ОФ-5 за счет лишь какого-нибудь одного источника ошибок (чувствительность к озону, аэрозольная погрешность), то суммарную погрешность можно найти путем сравнения данных озонметра М-83 и эталонного прибора.

Для оценки погрешности озонметра М-83 с парой фильтров ОФ-5 был выбран озонметр № 94, поскольку по нему имеется почти четырехлетний материал ежедневных наблюдений, проводимых параллельно наблюдениям по спектрофотометру Добсона № 108. С помощью озонметра М-83 № 94 одновременно проводились также систематические измерения показателя аэрозольного ослабления δ_{λ} в шести участках ультрафиолетового и видимого спектров и вычисление параметра Онгстрема b . Значения δ_{λ} и b использовались для качественного анализа данных наблюдений по спектрофотометру Добсона и озонметру М-83 № 94. Согласно принятой методике [5], озонметр № 94 в мае — октябре 1971 г.

был отградуирован по спектрофотометру Добсона № 108, далее в течение всего рассматриваемого периода солнечный и зенитный коэффициенты градуировки не изменялись. Для анализа были взяты данные наблюдений с февраля 1972 г. по октябрь 1974 г (рис. 2).

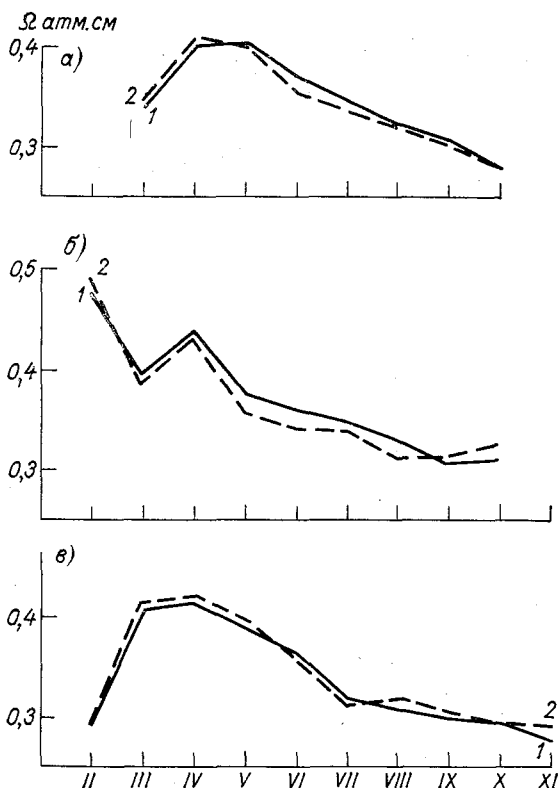


Рис. 2. Средние месячные значения озона по спектрофотометру Добсона № 108 и озонometру М-83 № 94 в 1972—1974 гг.

а — 1974 г., б — 1973 г., в — 1972 г. 1 — спектрофотометр Добсона № 108, 2 — озонметр М-83 № 94.

Для озонметра № 94 в первую очередь необходимо было оценить погрешность основной определяемой величины — среднего дневного значения озона. Также определялась погрешность среднего месячного и единичных значений. За меру указанной погрешности средних месячных и средних дневных значений озона была принята разность между соответствующими значениями для М-83 № 94 ($\Omega_{\text{М-83}}$) и спектрофотометра Добсона № 108 ($\Omega_{\text{с/ф}}$)

$$\Delta \Omega_{\text{М-83}} = \Omega_{\text{М-83}} - \Omega_{\text{с/ф}}. \quad (8)$$

При этом значение озона, измеренное по спектрофотометру Добона, условно принимается за истинное. Для статистической оценки погрешности Ω_{M-83} определялось среднее квадратическое отклонение

$$\sigma_{\Omega_{M-83}} = \sqrt{\frac{\sum_i^n (\Omega_{M-83, i} - \Omega_{с/ф, i})^2}{n-1}}, \quad (9)$$

где n — число месяцев или дней с параллельными наблюдениями о двум приборам.

Для сравнимости данных в табл. 3 даны средние месячные значения Ω_{M-83} и $\Omega_{с/ф}$, вычисленные только по дням с параллельными наблюдениями по Солнцу по обоим приборам. Как видно из представленного материала, $\Delta\Omega_{M-83}$ по абсолютной величине не превышает 0,018 атм. см, или 5,4%. Расхождения в данных определяются в основном действием двух погрешностей озонметра: временной систематической погрешностью, вызванной изменчивостью аэрозоля от месяца к месяцу, и возможным изменением характеристик прибора — его спектральной чувствительности, температурных коэффициентов и т. д.

Данные трехлетних наблюдений показывают, что хотя $\Delta\Omega_{M-83}$ меняется по абсолютной величине случайно, знак $\Delta\Omega_{M-83}$ изменяется периодически, оставаясь постоянным иногда до шести месяцев. Это свидетельствует о систематическом характере погрешности, источники которой указаны выше. Ввиду того что нельзя полностью учесть влияние изменений условий наблюдений или изменения спектральных или других характеристик прибора, а характер этих изменений случаен, для оценки численной величины погрешности рассчитано среднее квадратическое отклонение среднего месячного значения озона по М-83 — $\sigma_{\Omega_{M-83}}$. Для рассматриваемого периода $\sigma_{\Omega_{M-83}} = 0,010$ атм. см.

Для оценки погрешности средних суточных значений озона Ω_{M-83} выберем месяцы, для которых $\Delta\Omega_{M-83}$ было наименьшим, т. е. исключим по возможности действия систематической погрешности (табл. 3). В табл. 4 представлены средние дневные значения озона по двум приборам отдельно по наблюдениям по солнцу и зениту неба для июня 1972 г. и сентября 1973 г. Характер изменения Ω_{M-83} различен для этих двух месяцев. В июне, когда наблюдается большая изменчивость аэрозоля (средние месячные значения $\lambda_a = 0,215$, $\delta_{\lambda_a, \max} = 0,480$ и $\delta_{\lambda_a, \min} = 0,130$ и соответственно $b_{ср} = 1$, $b_{\max} = 1,3$ и $b_{\min} = 0,5$) и, следовательно, аэрозольная погрешность колеблется в более широком диапазоне, отмечается и большее расхождение данных по М-83 с данными по спектрофотометру Добона; $\Delta\Omega_{M-83}$ колеблется в пределах $-0,027 \div 0,021$ атм. см, или $-8 \div 6\%$. Как видим, эти значения совпадают с оценкой погрешности за счет аэрозоля среднедневного значения озона по М-83, представленной в табл. 2. В сентябре изменчивость аэрозоля умень-

шается (среднемесячные значения $\delta_{\lambda_s} = 0,063$, а $\delta_{\lambda_s, \max} = 0,07$ и $\delta_{\lambda_s, \min} = 0,046$, соответственно $b_{\text{ср}} = 2$, $b_{\text{max}} = 2,4$ и $b_{\text{min}} = 1,2$ и данные по двум приборам сближаются, $\Delta \Omega_{\text{M-83}}$ колеблется в пределах $\pm 0,008$ атм. см, что составляет примерно $\pm 3\%$.

Т а б л и ц а

Средние месячные значения общего содержания озона по спектрофотометру Добсона № 108 ($\Omega_{\text{с/ф}}$) и озонометру М-83 № 94

($\Omega_{\text{M-83}}$), отклонение $\Delta \Omega_{\text{M-83}} = \Omega_{\text{M-83}} - \Omega_{\text{с/ф}}$ и $\Delta \Omega_{\text{M-83}}(\%) = \frac{\Omega_{\text{M-83}} - \Omega_{\text{с/ф}}}{\Omega_{\text{с/ф}}} \cdot 100$

Месяц и год	Число дней с наблюдениями	$\Omega_{\text{с/ф}} \cdot 10^{-3}$ атм. см	$\Omega_{\text{M-83}} \cdot 10^{-3}$ атм. см	$\Delta \Omega_{\text{M-83}} \cdot 10^{-3}$ атм. см	$\Delta \Omega_{\text{M-83}} \%$
II 1972	4	294	294	0	0
III	23	407	410	3	0,7
IV	10	413	420	7	1,7
V	21	387	395	8	2,0
VI	27	362	359	-3	-0,8
VII	25	316	312	-4	-1,3
VIII	19	309	319	10	3,3
IX	12	298	303	5	1,7
X	7	293	294	1	0,3
XI	2	277	292	15	5,4
II 1973	1	475	489	14	3,0
III	10	394	386	-8	-2,0
IV	12	437	431	-6	-1,4
V	20	376	358	-18	-4,8
VI	17	358	341	-17	-4,8
VII	25	349	338	-11	-3,1
VIII	23	330	313	-17	-5,1
IX	13	309	310	2	0,6
X	9	312	325	13	4,2
III 1974	13	339	344	5	1,5
IV	21	402	409	7	1,7
V	15	404	398	-6	-1,5
VI	7	368	353	-15	-4,1
VII	С/ф Добсона № 108 находился на международных сравнениях в Польше				
VIII	11	324	319	-5	-1,5
IX	10	308	305	-3	-1,0
X	2	282	286	4	1,4
$\sigma_{\Omega_{\text{M-83}}}$			10		

Таблица 4

Средние дневные значения общего содержания озона
по спектрофотометру Добсона № 1С8 ($Q_{с/ф}$) и озонметру М-83 № 94

$$(Q_{М-83}), \text{отклонения } \Delta Q_{М-83} = \frac{Q_{М-83} - Q_{с/ф}}{Q_{с/ф}} \text{ и } \Delta Q_{М-83} \cdot \%$$

Дата	Наблюдения по Солнцу, атм. см				Наблюдения по зениту, атм. см			
	$Q_{с/ф} \cdot 10^{-3}$	$Q_{М-83} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{М-83} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{М-83} \cdot \%$	$Q_{с/ф} \cdot 10^{-3}$	$Q_{М-83} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{М-83} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{М-83} \cdot \%$
Июнь 1972 г.								
1	389	410	+21	+5,4	396	384	-12	-3,0
2	392	394	+2	+0,5	387	401	+14	+3,6
3	398	401	+3	+0,8	395	395	0	—
4	393	392	-1	-0,3	—	—	—	—
5	367	378	+11	+3,0	—	—	—	—
6	366	380	+14	+3,8	—	—	—	—
7	364	369	+5	+1,3	—	—	—	—
8	357	375	+18	+5,0	368	372	+4	+1,1
9	—	—	—	—	384	389	+5	+1,3
10	—	—	—	—	391	400	+9	+2,3
11	373	378	+5	+1,3	371	368	-3	-0,8
12	365	362	-3	-0,8	354	347	-7	-2,0
13	363	361	-2	-0,6	—	—	—	—
14	352	328	-24	-6,8	350	326	-24	-6,9
15	338	334	-4	-1,2	—	—	—	—
17	360	356	-4	-1,1	382	352	-30	-7,9
18	371	358	-13	-3,4	372	360	-12	-3,2
19	377	364	-13	-3,4	376	357	-19	-5,0
20	345	348	+3	+0,0	—	—	—	—
21	363	338	-25	-6,9	354	334	-20	-5,7
22	375	376	+1	+0,3	366	365	-1	-0,3
23	351	346	-5	-1,4	352	342	-10	-2,8
24	340	344	+4	+1,2	337	320	-17	-5,0
25	343	316	-27	-7,9	337	311	-26	-7,7
26	335	329	-6	-1,8	—	—	—	—
27	352	342	-10	-2,6	—	—	—	—
28	346	340	-6	-1,7	333	320	-13	-3,9

Дата	Наблюдения по Солнцу				Наблюдения по зениту			
	$Q_{\text{с/ф}} \cdot 10^{-3}$	$Q_{\text{М-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{\text{М-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{\text{М-83}} \%$	$Q_{\text{с/ф}} \cdot 10^{-3}$	$Q_{\text{М-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{\text{М-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta Q_{\text{М-83}} \%$
29	346	340	-6	-1,7	—	—	—	—
30	350	337	-13	-3,7	345	336	-9	-2,6
$\bar{Q}$	362	359			365	359		
$\sigma_{Q_{\text{М-83}}}$		12				15		

Сентябрь 1973 г.

1	—	—	—	—	342	357	+15	+4,4
2	—	—	—	—	336	340	+4	+1,2
3	—	—	—	—	328	339	+11	+3,4
5	—	—	—	—	305	304	-1	-0,3
6	308	308	0	—	—	—	—	—
7	—	—	—	—	333	337	+4	+1,2
8	317	313	-4	-1,3	320	328	+8	+2,5
9	—	—	—	—	319	315	-4	-1,3
10	—	—	—	—	348	364	+16	+4,6
11	338	330	-8	-2,4	332	331	-1	-0,3
12	—	—	—	—	337	343	+6	+1,8
13	—	—	—	—	337	340	+3	+0,9
14	372	366	-6	-1,6	390	393	+3	+0,8
15	319	324	+5	+1,6	310	318	+8	+2,6
16	304	303	-1	-0,3	—	—	—	—
17	293	294	+1	+0,3	303	283	-20	-6,6
18	281	279	-2	-0,7	—	—	—	—
19	273	281	+8	+2,9	262	256	-6	-2,3
20	—	—	—	—	272	252	-20	-7,4
22	315	319	+4	+1,3	308	308	0	—
23	299	299	0	—	—	—	—	—
24	304	308	+4	+1,3	305	288	-17	-5,6
25	294	300	+6	+2,0	—	—	—	—
26	—	—	—	—	310	313	+3	+1,0
27	—	—	—	—	317	328	+11	+3,5
28	—	—	—	—	294	310	+16	+5,4
29	—	—	—	—	312	318	+6	+1,9
30	—	—	—	—	285	279	-6	-2,1
$\bar{Q}$	309	310			318	319		
$\sigma_{Q_{\text{М-83}}}$		05				11		

Для нескольких дней в июне, когда наблюдались наибольшие по абсолютной величине $\Delta\Omega_{M-83}$ и проводились аэрозольные наблюдения, были определены значения аэрозольной поправки a , позволяющие качественно оценить наблюдаемые различия в данных по двум приборам. Так, 5 и 6 июня аэрозольная поправка составляла $1,08 \div 1,13$, тогда $a/a' > 1$, что приводило к ложному завышению среднего дневного значения озона по М-83. Поправка a 18, 21 и 27 июня была $1,0 \div 1,03$, т. е. $a/a' < 1$, что приводило к ложному занижению значения озона.

Однако было замечено, что при значениях $b_{\lambda_0} > 0,300$ и $b > 1,5$ не всегда наблюдается ложное завышение озона по М-83. Вопрос этот надлежит еще исследовать. Вероятно, при таких значениях показателя аэрозольного ослабления b_{λ} его нельзя экстраполировать в ультрафиолетовую область спектра по формуле Онгстрема.

Таким образом, проведенный анализ показал, что при условии стабильности спектральной чувствительности озонметра М-83 погрешность среднего дневного значения озона, определенного по нему, в основном зависит от условий наблюдений, т. е. параметров аэрозоля.

Поскольку закономерности изменения условий не известны, будем считать, что они носят случайный характер, что позволяет оценить среднюю квадратическую ошибку среднего дневного значения озона, которая для июня 1972 г. составляет 0,012 атм. см, а для сентября 1973 г. — 0,005 атм. см.

Представляло также интерес оценить погрешность зенитных наблюдений по озонметру с парой ОФ-5.

Оценка погрешности данных зенитных наблюдений

Зенитные наблюдения по озонметру с парой ОФ-2 имели большую погрешность из-за сильной зависимости K_3 в (2) от вида облачности [7]. Градуировка же озонметра М-83 № 94 по зениту неба показала, что зависимость K_3 от вида облачности для пары ОФ-5 намного слабее, что дало возможность использовать значения $K_3 = f(\theta)$, одинаковые для всех видов облачности и ясного зенита. Благодаря этому упростилась процедура градуировки прибора по зениту, а качество зенитных наблюдений существенно улучшилось.

Как видно из табл. 4, для средних дневных значений озона $\Delta\Omega_{M-83}$ для зенитных наблюдений сравнимы с таковыми для солнечных наблюдений и не превышают $\pm 6 \div 8\%$.

Стоит еще раз подчеркнуть, что невозможно расчленить действие всех источников погрешностей для солнечных и зенитных наблюдений. Задача работы состояла в том, чтобы показать их совокупное действие. Хотя зависимость погрешности солнечных и зенитных наблюдений от условий наблюдения несколько различна по своей природе, по величине она составляет практически одно и то же значение.

Таблица 5

Единичные значения общего содержания озона Ω (в атм. см), отклонение
 единичного значения от среднедневного $\Delta \Omega = \frac{\Omega_i - \bar{\Omega}}{\bar{\Omega}}$ и $\Delta \Omega \%$
 по спектрофотометру Добсона № 108 и озонометру М-83 № 94

θ	$\Omega_i, \text{с/ф} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \Omega_{\text{с/ф}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \Omega_{\text{с/ф}} \%$	$\Omega_i, \text{М-83} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \Omega_{\text{М-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \Omega_{\text{М-83}} \%$
Наблюдения по Солнцу, 3 июня 1972 г.						
21,4	397	-1	-0,3	410	+9	+2,2
22,0	392	-6	-1,5	400	-1	-0,2
22,4	394	-4	-1,0	410	+9	+2,2
23,7	396	-2	-0,5	400	-1	-0,2
24,4	403	+5	+1,3	410	+9	+2,2
24,9	402	+4	+1,0	395	-6	-1,5
26,0	399	+1	+0,3	405	+4	+1
26,6	397	-1	-0,3	390	-11	-2,7
27,2	397	-1	-0,3	400	-1	-0,2
29,9	399	+1	+0,3	410	+9	+2,2
30,4	402	+4	+1	415	+14	+3,4
30,9	400	+2	+0,5	405	+4	+1
37,2	393	-5	-1,3	400	-1	-0,2
37,7	397	-1	-0,3	385	-16	-4,0
38,2	399	+1	+0,3	390	-11	-2,7
47,5	411	+13	+3,3	—	—	—
47,0	396	-2	+0,5	400	-1	-0,2
46,5	395	-3	-0,8	405	+4	+1
46,0	—	—	—	390	-11	-2,7
$\bar{\Omega}$	398			401		
σ_{Ω}	4			9		
$\sigma_{\bar{\Omega}}$	1			2		
W	1%			2,2%		

Наблюдения по зениту, 30 августа 1973 г.

22,3	329	0	—	345	+12	+3,6
22,9	325	-4	-1,2	335	+2	+0,6
23,5	325	-4	-1,2	345	+12	+3,6
29,2	332	+3	+0,9	345	+12	+3,6
29,8	333	+4	+1,2	330	-3	-0,9
30,4	333	+4	+1,2	325	-8	-2,4
34,2	—	—	—	330	-3	-0,9
34,6	—	—	—	335	+2	+0,6

θ	$\varrho_{\text{I, c/ф}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \varrho_{\text{c/ф}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \varrho_{\text{c/ф}} \%$	$\varrho_{\text{I, M-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \varrho_{\text{M-83}} \cdot 10^{-3}$	$\Delta \varrho_{\text{M-83}} \%$
35,0	—	—	—	335	+2	+0,6
39,0	319	-10	-3,0	310	-23	-6,9
39,0	310	-19	-5,8	315	-18	-5,4
39,0	312	-17	-5,2	310	-23	-6,9
38,2	—	—	—	330	-3	-0,9
37,8	—	—	—	315	-18	-5,4
37,4	—	—	—	320	-13	-3,9
34,4	332	+3	+0,9	345	+12	+3,6
34,0	338	+9	+2,7	330	-3	-0,9
33,6	335	+6	+1,8	325	-8	-2,4
29,6	340	+11	+3,3	355	+22	+6,6
29,0	341	+12	+3,6	350	+17	+5,1
28,4	339	+10	+3,0	355	+22	+6,6
$\bar{\varrho}$	329			333		
$\sigma_{\bar{\varrho}}$	10			14		
$\sigma_{\bar{\varrho}}$	2			3		
W	2,8%			4,2%		

Оценка погрешности единичных измерений

Интересно было также оценить погрешность единичного наблюдения по озонметру М-83, обусловленную действием только случайных ошибок (наводка прибора на Солнце, отсчеты по озонметру, термометру и теодолиту). Для этой цели были выбраны ни с практически одинаковыми средними дневными значениями зона по спектрофотометру Добсона и озонметру М-83, т. е. можно было считать, что систематическая погрешность мала.

В табл. 5 представлены наблюдения 3 июня 1972 г. по Солнцу 30 августа 1973 г. по зениту неба. Как видно из таблицы, средняя квадратическая ошибка среднего дневного значения озона для М-83 ($\sigma_{\bar{\varrho}_{\text{M-83}}} = 0,002$ атм. см) в 2 раза больше, чем для спектрофотометра Добсона для солнечных наблюдений и в 1,5 раза — для зенитных ($\sigma_{\bar{\varrho}_{\text{M-83}}} = 0,003$). Отсюда коэффициент вариации $W =$

$= \frac{\delta_{\bar{\varrho}}}{\bar{\varrho}} 100\%$ среднего дневного значения озона по спектрофотометру Добсона и озонметру М-83 соответственно составляет 1 2% для солнечных наблюдений и 3 и 4% для зенитных.

Выводы

1. Суммарная погрешность среднего дневного значения озона о озонметру М-83 относительно спектрофотометра Добсона для

солнечных наблюдений складывается из следующих параметров

а) случайной погрешности этой величины — $\pm 0,002$ атм. см (табл. 5);

б) систематической погрешности, определяемой условиями наблюдений данного дня — $\pm 0,012$ атм. см (табл. 4);

в) систематической погрешности, определяемой условиями данного месяца и изменением спектральной чувствительности озонометра — $\pm 0,010$ атм. см (табл. 3).

В целом суммарная погрешность составляет $\pm 0,024$ атм. см или $\pm 5-8\%$, в зависимости от значения озона.

Сравнивая это значение суммарной погрешности со значением теоретической погрешности (табл. 2), можно сделать вывод, что, по-видимому, погрешность среднего дневного значения озона измеренного озонометром М-83 с парой ОФ-5, в основном определяется погрешностью, обусловленной селективностью аэрозольного ослабления.

2. Как видно из проведенного выше анализа, точность зенитных наблюдений мало отличается от точности солнечных, что значительно повысило возможности зенитных наблюдений. Надежные наблюдения по зениту с парой ОФ-5 можно практически проводить при любых условиях, когда нет осадков, и до высот Солнца 10° . Все это значительно увеличило объем и период наблюдений в средних и высоких широтах, что чрезвычайно важно для исследований.

В заключение авторы благодарят всех сотрудников озонометрической группы ГГО, принимавших участие в подготовке приборов, их градуировке, длительных измерениях и обработке данных

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Видуев Н. Г., Кондра Г. С. Вероятностно-статистический анализ погрешностей измерений. Л., «Недра», 1969, с. 11—13.

2. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 71—74.

3. Гушин Г. П. К методике введения аэрозольной поправки в результаты измерений общего содержания атмосферного озона.— «Труды ГГО», 1969, вып. 237, с. 69—80.

4. Гушин Г. П. Об аэрозольной погрешности данных общего содержания атмосферного озона, полученных на озонометрических станциях СССР.— «Труды ГГО», 1969, вып. 237, с. 81—86.

5. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 22—28.

6. Ошерович А. Л., Розинский М. Л., Фурман Ш. А. О сравнении сетевого озонометра типа М-83 с озонометром, оснащенным интерференционными узкополосными фильтрами.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана» 1969, т. 5, № 10, с. 1030—1035.

7. Ромашкина К. И. Методика градуировки зенитной и лунной установки универсального озонометра.— В кн.: Атмосферный озон. Л., Гидрометеиздат, 1965, с. 93—98.

8. Шаламянский А. М. Особенности измерения общего содержания озона приборами с широкими полосами пропускания.— «Труды ГГО», 1970, вып. 255, с. 148—158.

9. Bojko V. D. Differences in Dobson spectrophotometer and filter ozonometer measurements of total ozone.— "J. Appl. Meteorol.", 1969, vol. 8(3) p. 362—368.

В. А. КОВАЛЕВ

АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ЛАЗЕРНЫХ ЛОКАТОРОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Одной из основных трудностей при лазерном зондировании атмосферы является интерпретация полученных данных. Как известно, основное уравнение лазерной локации в приближении однократного рассеяния имеет вид [27]

$$P(z) = AP_0 \frac{c\tau}{2} x(z) \sigma(z) \cdot \frac{q(z)}{z^2} e^{-2 \int_0^z \alpha dz}, \quad (1)$$

где $P(z)$ — средняя мощность эхо-сигнала в момент t соответственно условию $z=ct/2$; P_0 — излучаемая мощность в импульсе; A — постоянная, определяемая параметрами оптической системы; z — расстояние от источника до рассеивающего объема; τ — длительность импульса; $x(z)$ — функция обратного рассеяния (параметр индикатрисы при угле рассеяния 180°); $\sigma(z)$ — показатель рассеяния; α — показатель ослабления; $q(z)$ — функция геометрии системы, определяемая несовмещенностью оптических осей лазера и приемника, неоднородностью структуры пучка света в поперечном сечении и отступлением характера ослабления сигнала от закона квадратов расстояний в ближней зоне формирования пучка [20].

При решении уравнения лазерной локации обычно вводят следующие общие упрощающие допущения:

1) ослабление световой энергии на трассе зондирования обусловлено только рассеянием, поглощение пренебрежимо мало, т. е. $\alpha(z) = \sigma(z)$ (специфичные случаи работы лазеров в линиях и полосах поглощения здесь рассматриваться не будут);

2) импульс света лазера имеет прямоугольную форму, его пространственная протяженность $c(\tau)$ мала, и соответственно затухание внутри объема зондирующего импульса так же пренебрежимо мало;

3) наконец, как уже говорилось, предполагается, что выбранная геометрия оптической системы обеспечивает выполнение в зоне зондирования приближения однократного рассеяния. Это условие налагает определенные и довольно жесткие требования к геометрии лазерного лоатора и справедливо лишь в ограниченном диапазоне оптических толщин [3, 5, 6, 21].

Однако даже при таком количестве принимаемых допущений интерпретация результатов лазерных измерений остается трудной и до сих пор до конца не решенной задачей. Трудность количественной интерпретации данных лазерных измерений связана с тем, что сигнал $P(z)$ на приемнике в каждый момент времени зависит сразу от нескольких параметров, а именно: а) от показателя рассеяния $\sigma(z)$ внутри зондируемого в данный момент времени локального объема $\sigma\tau/2$, б) от параметра индикатрисы рассеяния в зондируемом объеме и в) от прозрачности атмосферы на участке от лазера до зондируемого слоя.

Наличие такой сложной зависимости приводит к тому, что любая количественная интерпретация данных лазерного зондирования требует либо дополнительного определения каких-либо из рассмотренных параметров, либо принятия каких-либо априорных допущений о характере их изменения в существующих условиях. Разнообразие исследуемых объектов, их оптических толщ, микроструктуры, рассеивающих свойств, масштаба неоднородностей и т. п. приводит соответственно и к большому разнообразию методов обработки, с помощью которых извлекается искомая информация.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением основных существующих методов обработки с точки зрения их пригодности для решения одной частной, но весьма важной для практики метеорологического обеспечения авиации задачи — определения наклонной дальности видимости в условиях сильно замутненной атмосферы. Решение этой задачи связано с необходимостью повышения безопасности посадки самолетов в сложных метеорологических условиях.

1. Методы определения прозрачности по общей деформации импульса

Наиболее простыми методами обработки осциллограмм лазерных лоаторов (лидаров) являются методы, основанные на использовании зависимости характера деформации принятого импульса от мутности рассеивающей среды на пути зондирующего луча [31—33]. Достоинством этих методов является независимость результатов измерения от колебаний амплитуды зондирующих импульсов и чувствительности приемной системы.

Параметрами деформированного средой импульса, связанными с прозрачностью, являются.

а) время между моментом посылки импульса и моментом по-

вления пика амплитуды деформированного импульса (или соответствующее ему расстояние $z_{\max} = \frac{ct_{\max}}{2}$);

б) ширина деформированного импульса на некотором фиксированном уровне;

в) крутизна спада заднего фронта сигнала.

Зависимость указанных характеристик от прозрачности может быть получена из приведенного выше уравнения светолокации (1). Беря производную логарифма сигнала $d/dz[\ln P(z)]$ и приравняв ее к нулю, получаем связь между временем появления пика деформированного импульса (или соответствующим этому времени расстоянием $z_{\max}$) и прозрачностью в виде

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} [\ln q(z)] - \frac{2}{z_{\max}}. \quad (2)$$

Формула (2) справедлива при условии однородности атмосферы на трассе зондирования ($\sigma(z) = \text{const}$) и при наличии устойчивой корреляции между полным и обратным рассеянием ($x(z) = \text{const}$). Из формулы видно, что существенное влияние на положение максимума сигнала оказывает геометрия измерительной системы, а именно — параметр $q(z)$, причем выражение (2) имеет решение при условии $d/dz[\ln q(z)] \geq 4/z$. Заметим также, что это решение справедливо лишь для достаточно коротких импульсов, когда $z_{\max} \gg ct/2$. Если атмосфера неоднородна, то величина α зависит не только от геометрии системы, но и от стратификации турбулентности и параметра индикатрисы

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} [\ln q(z) + \ln x(z) + \ln \sigma(z)] - \frac{2}{z}. \quad (3)$$

Таким образом, указанный принцип обработки можно применять лишь для однородной атмосферы; в условиях неоднородной атмосферы однозначной связи между прозрачностью и моментом появления максимума сигнала нет. Аналогичное ограничение имеет и метод определения коэффициента ослабления по ширине импульса на некотором фиксированном уровне (например, по полуширине [28]). Расстояние между точками z_1 и z_2 , находящимися на одинаковом уровне относительно $P_{\max}$ на восходящей и нисходящей ветви осциллограммы, связано с коэффициентом ослабления соотношением

$$\alpha = \frac{1}{z_2 - z_1} \left\{ \ln \frac{z_1}{z_2} - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x(z_1) \sigma(z_1) q(z_1)}{x(z_2) \sigma(z_2) q(z_2)} \right] \right\}. \quad (4)$$

Таким образом, ширина деформированного импульса на заданном фиксированном уровне зависит не только от величины коэффициента ослабления, но и от геометрии системы, а также от параметров атмосферы (x , σ) внутри локальных объемов протяженностью $ct/2$ на расстояниях z_1 и z_2 от лазерного локатора соответственно. Следовательно, однозначное определение величины α

требует, чтобы абсолютные коэффициенты обратного рассеяния $\sigma_{180}(z) = x(z)\sigma(z)$ в локальных объемах $\sigma\tau/2$, удаленных друг от друга на расстояние $\Delta z = z_2 - z_1$, были бы одинаковы. Последнее требование, вообще говоря, является более жестким, чем поставленное выше условие однородной атмосферы на трассе зондирования. Погрешность определения α при этом может быть записана в виде

$$\delta\alpha = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = - \frac{1}{2\alpha(z_2 - z_1)} \delta\sigma_{180}^*,$$

где $\delta\sigma_{180}^*$ определяет различие в коэффициентах обратного рассеяния в слоях атмосферы на расстояниях z_1 и z_2 от излучателя (погрешность определения величин z и $q(z)$ здесь и далее мы не учитываем). Указанные выше ограничения делают невозможным использование этих методов обработки для определения прозрачности в неоднородной атмосфере, а следовательно, в наклонных направлениях. Использование связи между прозрачностью атмосферы и величиной максимального сигнала $P_{\max}$ [25] еще менее выгодно, поскольку в этом случае в общую погрешность измерения входят еще погрешности, обусловленные нестабильностью параметров приемно-передающего тракта. Более приемлемыми и соответственно более распространенными методами обработки являются методы, основанные на изучении крутизны спада кривой деформированного импульса после точки максимума сигнала [10, 23, 31—34]. Можно показать, что для однородной атмосферы ($x = \text{const}$, $\sigma = \text{const}$) наклон кривой логарифма сигнала, скорректированного на квадрат расстояния, однозначно определяет величину прозрачности (заметим, что, строго говоря, при коррекции нужно учитывать и ход функции $q(z)$). Эта зависимость [34] с учетом указанного замечания имеет вид

$$\frac{d}{dz} \left[\ln \frac{P(z) z^2}{q(z)} \right] = -2\alpha. \quad (5)$$

Достоинством такого метода является то, что в этом случае анализируется общий вид кривой, а не отдельные случайные точки, и, следовательно, влияние локальных неоднородностей, всегда имеющих место в реальной атмосфере, на результат измерения должно сказываться в меньшей степени.

В целом следует сделать вывод, что рассмотренные методы измерения могут быть использованы лишь для однородной атмосферы или в крайнем случае — для атмосферы с малым градиентом величины прозрачности. Существенной особенностью рассмотренных методов (кроме последнего) является то, что определение α производится по характеру изменения сигнала обратного рассеяния в ближней зоне, где влияние геометрии эксперимента играет весьма существенную и, пожалуй, даже определяющую роль.

2. Метод последовательных слоев ($\Delta z \gg \frac{c\tau}{2}$)

Основное распространение в практике лазерной локации при работе в неоднородной атмосфере получил так называемый метод последовательных слоев. Общий принцип подхода к решению задачи в данном случае заключается в том, что любой неоднородный слой атмосферы с определенной степенью точности может рассматриваться как совокупность некоторого количества однородных слоев. При таком методе обработки весь исследуемый слой однородной атмосферы разбивается на ряд слоев протяженностью Δz , в пределах каждого из которых атмосфера принимается однородной. Далее по осциллограмме принятого сигнала определяются параметры каждого слоя Δz и соответственно общий профиль прозрачности на пути зондирующего луча.

Несмотря на принципиальную общность этих методов, техника обработки осциллограмм имеет определенные различия в зависимости от атмосферно-оптических характеристик изучаемых объектов, степени неоднородности зондируемой трассы и т. д.

Рассмотрим основной принцип обработки сигналов при использовании метода последовательных слоев. Отношение сигналов на приемнике для двух моментов времени t_1 и t_2 , соответствующих приходу сигналов с границ выбранного участка $\Delta z = z_2 - z_1$, имеет вид

$$\frac{P(z_1)}{P(z_2)} = \frac{x(z_1) \sigma(z_1) q(z_1) z_2^2}{x(z_2) \sigma(z_2) q(z_2) z_1^2} e^{2 \int_{z_1}^{z_2} \alpha dz} \quad (6)$$

Значение коэффициента ослабления в слое Δz может быть найдено, если масштаб дробления выбран таким, что на границах участка Δz параметры атмосферы одинаковы, т. е. $x(z_1) = x(z_2)$, $\sigma(z_1) = \sigma(z_2)$. В этом случае выражение (6) может быть решено относительно α в виде [19]

$$\alpha_{\Delta z} = \frac{\ln[P(z_1)/P(z_2)] - 2 \ln z_2/z_1}{2(z_2 - z_1)}, \quad (7)$$

где принято, что $q(z_1) = q(z_2) = 1$. Проведя последовательный расчет значений $\alpha_{\Delta z}$ для разных слоев, можно построить профиль прозрачности по трассе, а также найти общую прозрачность интересующего нас слоя атмосферы. Достоинством такого метода является независимость результатов измерения от нестабильности параметров приемно-передающей аппаратуры. Это связано с тем, что при расчетах используются не абсолютные значения, а отношение сигналов $P(z_1)/P(z_2)$. Из (7) видно, что точность определения искомой величины $\alpha_{\Delta z}$ существенно зависит от выбранного масштаба дробления. Если выбрать Δz малым, то ординаты сигналов $P(z_1)$ и $P(z_2)$ оказываются весьма близкими друг к другу по ве-

личине; поскольку искомая величина α определяется по разности чисел (точнее — разности их логарифмов), то точность определения ее оказывается невысокой. Если выбирать участки Δz так, чтобы выполнялось условие $P(z_i)/P(z_{i-1}) = c = \text{const}$, то получим простую связь между оптической толщиной участка Δz и его геометрической протяженностью

$$\xi(z_2 - z_1) = \alpha_{\Delta z} (z_2 - z_1) = \frac{1}{2} \ln C - \ln \frac{z_2}{z_1}, \quad (7)$$

где $\xi(z_2 - z_1)$ — оптическая толщина участка $\Delta z = z_2 - z_1$.

Погрешности измерения такого метода при $c = 2,7$ рассмотрены в работе [19]. Следует иметь в виду, однако, что при выполнении указанного условия ($c = \text{const}$) протяженность участков Δz на разных расстояниях от лазера оказывается разной, в результате чего условие однородности помутнения в пределах каждого такого участка может выполняться с разной степенью точности. Укажем также на одну часто встречающуюся неточность, допускаемую при использовании формулы (7). Обычно в этом случае в качестве ограничивающего условия принимают условие однородности атмосферы в пределах выбранного участка Δz . Между тем, как видно из формулы (6), здесь, как и ранее фактически используется другое условие, а именно — условие равенства параметров χ и σ в граничных точках z_1 и z_2 , т. е. не во всем объеме Δz , а лишь на его границах. Последнее условие является более жестким, чем условие однородности всего слоя Δz , поскольку при этом существенно возрастает влияние локальных неоднородностей. Действительно, любой протяженный слой с достаточной степенью точности может рассматриваться как однородно замутненный, если колебания $\sigma(z)$ (и соответственно параметра $\chi(z)$) относительно некоторого среднего уровня в пределах этого слоя не очень велики. Однако для отдельных локальных объемов внутри этого слоя разброс величин χ и σ может оказаться достаточно большим, что существенно скажется на точности измерения. Можно указать, что условие постоянства $\chi(z)$ и $\sigma(z)$ в пределах слоя Δz для методов последовательных слоев является достаточным лишь в тех случаях, когда протяженность участка Δz сопоставима с протяженностью объема $\sigma\tau$, где τ — длительность импульса. Считая, что погрешность определения α по формуле (7) возникает за счет неточного измерения $P(z)$, получаем формулу средней квадратической погрешности в виде

$$\delta \alpha = \frac{1}{2 \alpha \Delta z} [(\delta P_1)^2 + (\delta P_2)^2]^{1/2}, \quad (8)$$

а в более общем виде, учитывая еще погрешность за счет нестрогого выполнения условия $\chi(z_1) = \chi(z_2)$ и $\sigma(z_1) = \sigma(z_2)$,

$$\delta \alpha = \frac{1}{2 \alpha (z_2 - z_1)} [(\delta P_1)^2 + (\delta P_2)^2 + (\delta \chi^*)^2 + (\delta \sigma^*)^2]^{1/2}, \quad (9)$$

де δx^* и $\delta \sigma^*$ — погрешности, обусловленные отклонением от единицы отношений $\frac{x(z_1)}{x(z_2)}$ и $\frac{\sigma(z_1)}{\sigma(z_2)}$ соответственно; δP_1 и δP_2 — отно-

сительные погрешности определения величин P_1 и P_2 по осциллограмме. Из формулы (8) следует, что погрешность $\delta \alpha$ обратно пропорциональна оптической толщине слоя Δz , и уменьшение Δz приводит к увеличению погрешности $\delta \alpha$. При увеличении протяженности участка Δz значение множителя $1/(2\alpha(z_2 - z_1))$ уменьшается, но тогда при том же масштабе неоднородностей возрастают погрешности δx^* и $\delta \sigma^*$. Если считать, что в измеряемом диапазоне абсолютная погрешность измерения величины сигнала остается примерно постоянной [4], то относительная погрешность фотометрирования δP возрастает по мере увеличения дальности зондирования, или, точнее говоря, по мере увеличения оптической толщины участка от лазера до рассеивающего слоя. Таким образом, погрешность определения величины α_i локального слоя Δz_i зависит как от оптической толщины $\xi(\Delta z_i)$ этого участка, так и от оптической толщины $\xi(z_i)$ участка от лазера до зондируемого слоя. Здесь выявляется характерная особенность лазерных методов определения прозрачности, которая заключается в том, что точность определения профиля α по трассе с принципиальной точки зрения (техническую сторону вопроса мы здесь не рассматриваем) определяется не геометрической, а оптической толщиной слоев атмосферы Δz_i и слоя z_i . Можно сказать, что оптические толщины этих слоев играют роль своего рода весовых функций, с которыми погрешности отдельных составляющих входят в общую погрешность определяемой величины α .

При измерении в наклонных направлениях очень часто предлагается использовать те или иные разновидности рассмотренного метода, основанные, как правило, на допущении слоисто-однородной атмосферы [8, 26, 30, 36—38]. Обычно в этом случае предлагают определять величины сигналов $P(z)$ при двух различных углах наклона φ луча лазера к горизонту, выбирая расстояния z_1 и z_2 так, чтобы выполнялось условие $z_1 \sin \varphi_1 = z_2 \sin \varphi_2 = H_i$, где H_i — высота зондируемого слоя. При этом величина α_i слоя атмосферы на высоте H_i может быть определена по той же формуле (7). Погрешности δx^* и $\delta \sigma^*$ в этом случае будут зависеть от идентичности параметров локальных объемов, находящихся на одной и той же высоте H на разных расстояниях от локатора, т. е., другими словами, будут определяться масштабом неоднородностей помутнения атмосферы в горизонтальных направлениях и расстоянием между зондируемыми объемами.

Как показывают экспериментальные исследования, вариации коэффициента обратного рассеяния $\sigma_{180}(z) = x(z)\sigma(z)$ на одной и той же высоте H_i малы только в условиях стабильной атмосферы вдали от городов; для высот ниже 500 м и в неоднородных облаках, т. е. в случаях, представляющих наибольший интерес для запросов авиации, колебания σ_{180} в горизонтальных направлениях

достигают 50% [24]. Поэтому использование допущения слоистой однородной атмосферы в данном случае, особенно учитывая локальность зондируемых объемов, требует весьма большой осторожности.

3. Метод последовательных слоев ($\Delta z \approx c\tau$)

При большом градиенте прозрачности, т. е. в сильно неоднородной атмосфере, используют тот же метод последовательных слоев, однако масштаб дробления выбирают существенно иным, уменьшая протяженность Δz каждого зондируемого участка до минимального размера, при котором еще можно различить сигналы от двух соседних засвечиваемых слоев атмосферы. Основы такой методики, разработанные А. А. Будзой, В. Д. Степаненко и др. [22, 27], базируются на принципах измерения, предложенных в 1961 г. Хорманом [35]. Теория показывает, что коэффициент ослабления α_i в исследуемом локальном слое на расстоянии z_i может быть найден из основного уравнения светолокации (1) путем его логарифмирования и дифференцирования и записан в виде

$$\alpha_i = -\frac{1}{2P(z_i)} \left(\frac{dP(z)}{dz} \right)_{z=z_i} - \frac{1}{z_i}, \quad (10)$$

справедливым при условии $d/dz [\ln x(z)\sigma(z)] = 0$, т. е. при масштабе неоднородностей, существенно превышающем разрешающую способность лидача по дальности. Очевидно также, что такая обработка сигнала возможна лишь на участках, где выполняются условия

$\frac{dP(z)}{dz} \leq 0$ и $\left| \frac{dP(z)}{dz} \right| > \frac{2P_i}{z_i}$. Практически определение

профиля α по формуле (10) может быть реализовано стробированием сигнала $P(z)$ и последующим численным дифференцированием с шагом дифференцирования $h = \Delta z/2$, определяемым разрешающей способностью лидача по дальности. При этом относительная погрешность определения коэффициента ослабления в рассматриваемой точке z_i определяется по формуле

$$\frac{\Delta \alpha_i}{\alpha_i} = \frac{\Delta P_1 + \Delta P_2}{P_1 - P_2} + \frac{\Delta P_i}{P_i}. \quad (11)$$

Как и следовало ожидать, приведенная зависимость (11), по существу, аналогична выведенной ранее формуле (8). Здесь ΔP_1 и ΔP_2 есть абсолютные погрешности измерения ординат сигнала в точках $z_i - h$ и $z_i + h$ соответственно; разность ординат $P_1 - P_2$ в этих точках есть величина, пропорциональная оптической толщине участка. Вторая составляющая $\Delta P_i/P_i$ есть функция оптической толщины $\xi(z_i)$ слоя атмосферы от лазера до исследуемого объема, возрастающая по мере увеличения $\xi(z_i)$. Полученный результат не является неожиданным, поскольку сущность обоих методов одна и та же и выражение (10) может быть непосредствен-

но получено из (6), если $\exp \left[2 \int_{z_i}^{z_2} \alpha dz \right] \rightarrow 1$, что имеет место, когда

z_1 и z_2 близки друг к другу. Относительная погрешность величин α_i за счет неоднородности атмосферы в пределах участка Δz может быть определена по формуле

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha}(\sigma, x) = \frac{1}{c \alpha \tau} \left(\frac{\Delta x^*}{x^*} + \frac{\Delta \sigma^*}{\sigma^*} \right), \quad (12)$$

т.е. так же, как и в предыдущем случае погрешности $\Delta x^*/x^*$ и $\Delta \sigma^*/\sigma^*$ входят в общую погрешность $\Delta \alpha/\alpha$ с весом, определяемым оптической толщиной участка Δz . Поскольку Δz мало, можно ожидать, что условие постоянства $x(z)$ и $\sigma(z)$ в пределах этого участка, которое в данном случае является достаточным, будет вы-

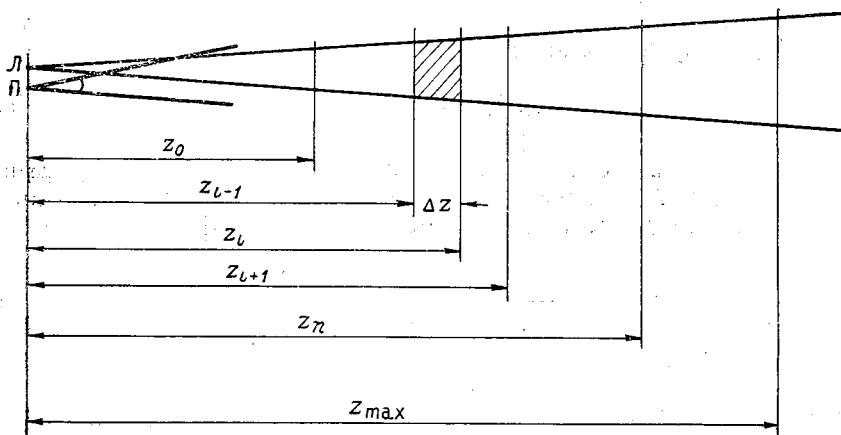


Рис. 1. К теории лазерного зондирования атмосферы.

Л — лазер, П — приемник.

полняться и значения погрешностей $\Delta x^*/x^*$ и $\Delta \sigma^*/\sigma^*$ будут малы; однако это уменьшение погрешностей будет сопровождаться возрастанием множителя $1/c\alpha\tau$. Отметим также, что формулы (11) и (12) являются приближенными, поскольку при малых Δz , сопоставимых с пространственной протяженностью импульса, необходимо, строго говоря, уже учитывать форму и длительность импульса посылки.

В последнее время чаще используется другой вариант метода последовательных слоев, в котором в качестве ограничивающего принимается условие постоянства параметра индикатрисы в пределах всего зондируемого слоя атмосферы. Такая методика удобна, в частности, при исследовании профиля прозрачности облаков, где, как показывают расчеты, обратное рассеяние в видимом и ближнем инфракрасном спектрах устойчиво коррелирует с полным рассеянием [9]. Рассмотрим исходные выражения, применяе-

мые при такой обработке. Уравнение светолокации (1) в этом случае решается относительно параметра $\sigma(z)$ и представляется в виде [7, 18, 29]

$$\sigma(z_i) = \frac{2P(z_i) z_i^2 \exp \left[2\alpha_0 z_0 + 2 \sum_0^{i-1} \sigma(z_j) \Delta z_j \right]}{AP_0 c \tau x(z_i)}, \quad (13)$$

где z_0 — начальная точка зондирования (обычно расстояние до облака) (рис. 1); α_0 — коэффициент ослабления на участке от лазера до облака; $\sigma(z_i)$ — показатель рассеяния для некоторого i -того слоя Δz внутри облака. Для расчета профиля прозрачности по формуле (13) необходимо либо определить ход функции $x(z)$ внутри облака, либо, как это делают обычно на практике, считать что $x(z_i)$ в пределах зондируемого слоя подчиняется условию

$$x(z_i) = \bar{x} = \text{const.} \quad (14)$$

Введение вместо меняющейся от слоя к слою индикатрисы $x(z_i)$ некоторой средней индикатрисы $\bar{x}$ позволяет записать выражение (13) и в другом виде, а именно [16, 38, 40]

$$\sigma(z_i) = \frac{P(z_i) z_i^2}{AP_0 \frac{c \tau}{2} T_0^2 \bar{x} - 2 \int_{z_0}^{z_i} P(z) z^2 dz}. \quad (15)$$

Здесь $T_0 = e^{-\alpha_0 z_0}$ — прозрачность атмосферы на участке от лазера до облака. Поскольку z_0 обычно достаточно велико, принято, что величина $q(z) = 1$.

Для определения искомого параметра $\sigma(z_i)$ по формулам (13) и (15) необходимо знать прозрачность T_0 (или α_0) и параметр индикатрисы $\bar{x}$. Первый параметр (T_0) может быть определен, например, по рассеянию в ближней зоне [18]. Более сложным вопросом здесь является вопрос о выборе величины параметра $\bar{x}$. Как показано в работе [16], от точного знания этого параметра существенно зависит профиль вычисляемого коэффициента рассеяния. Действительно, следуя работе [16], можно показать, что

$$\frac{d \sigma(z)}{dx} = - \frac{\sigma(z)}{x} e^{2 \int_{z_0}^{z_i} \sigma dz}. \quad (16)$$

и погрешность определения профиля возрастает по мере увеличения $\sigma(z)$ и оптической толщины слоя ($z_0 \div z_i$). При оптической толщине $\xi(z_0 \div z_i) \geq 1$ влияние неточного выбора параметра $\bar{x}$ становится весьма существенным. Заметим, что такое же положение имеет место и для метода последовательных слоев, рассмотрен-

ного в предыдущем разделе. Так, по данным работы [19], при $\Delta x/x=0,2$ и оптической толщине зондируемого слоя $\xi=0,8$ погрешность определения α достигает значения $\Delta\sigma/\sigma=0,5$. Вообще мнение о том, что с точки зрения обеспечения приемлемой точности измерения оптическая толщина $\xi \approx 1$ является в настоящее время предельным значением высказывается во многих работах [6, 15, 18, 26].

С точки зрения точности полученных результатов меньшую погрешность будет давать использование формулы (15). Погрешность определения $\sigma(z_i)$ по формуле (15) может быть записана в виде

$$\frac{\Delta \sigma_i}{\sigma_i} = \frac{\Delta P(z_i)}{P(z_i)} + \frac{\Delta x_i}{x_i} + \{\exp[2\bar{\alpha}(z_i - z_0)] - 1\} \times \\ \times \left(\frac{\Delta I}{I} + \exp[2\bar{\alpha}(z_i - z_0)] \left(\frac{\Delta P_0}{P_0} + \frac{\Delta \bar{x}}{\bar{x}} + 2 \frac{\Delta T_0}{T_0} \right) \right), \quad (17)$$

где $I = \int_{z_0}^{z_i} P(z) z^2 dz$; $\bar{\alpha}$ — среднее значение показателя ослабления в слое $z_0 \div z_i$; $\Delta x_i/x_i$ — погрешность, определяемая отклонением параметра индикатрисы $x(z_i)$ в рассматриваемой точке от выбранного значения $\bar{x}$. Из (16) видно, что погрешность определения $\sigma(z_i)$ возрастает по мере увеличения оптической толщины слоя $z_0 \rightarrow z_i$, причем наиболее существенную роль здесь играют погрешности $\Delta P_0/P_0$, $\Delta \bar{x}/\bar{x}$, $\Delta T_0/T_0$. Погрешность определения профиля по формуле (13) будет существенно больше, так как в этом случае происходит быстрое накопление ошибок, связанное с тем, что в результат каждого последующего определения локального коэффициента σ_i входят все ошибки предыдущих расчетов. Использование формулы (15) в этом смысле более выгодно, так как здесь уже погрешности определения параметров $\sigma(z_1)$, $\sigma(z_2)$, ..., $\sigma(z_{i-1})$ не сказываются на величине определяемого параметра $\sigma(z_i)$.

4. Определение среднего коэффициента ослабления $\bar{\alpha}$

Рассмотренные выше методы непосредственно позволяют определить лишь профиль прозрачности по трассе зондирования. Однако для определения наклонной дальности видимости необходимо знать среднее значение коэффициента ослабления по трассе $\bar{\alpha} = 1/z \int_0^z \alpha dz$, так как именно эта величина входит в формулу дальности видимости. Для ее измерения может быть использован прием, заключающийся в том, что вначале методом последовательных слоев определяют профиль прозрачности, а затем по найденному

профилю рассчитывают среднее значение прозрачности на трассе по формуле

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{z_n} \left(\alpha_0 z_0 + \sum_{i=0}^n \alpha_i \Delta z \right), \quad (18)$$

где $\alpha_0 z_0 = \xi(z_0)$ — оптическая толщина слоя атмосферы от лазера до начальной точки зондирования; z_n — расстояние от лазера до конечной точки зондирования; n — количество зондируемых участков Δz в пределах от z_0 до z_n .

Если измерения величин α_i независимы, то

$$\frac{\Delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} = \frac{1}{\alpha z_n} \left[\frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} \xi(z_0) + \sum_{i=0}^n \frac{\Delta \alpha_i}{\alpha_i} \xi(\Delta z_i) \right], \quad (19)$$

где $\xi(z_0)$ и $\xi(\Delta z_i)$ — оптические толщины слоев z_0 и Δz_i соответственно. Так, если α_i определены методом последовательных слоев по формуле (7) и погрешности δx^* и $\delta \sigma^*$ примерно одинаковы для всех участков Δz , то средняя квадратическая погрешность величины

$$\delta \bar{\alpha} = \left\{ \frac{\xi(z_0)^2}{\xi(z_n)^2} \delta \alpha_0^2 + \left[\frac{1}{2 \xi(z_n)} \right]^2 [\delta P_1^2 + 2 \delta P_2^2 + \dots + \right. \\ \left. + 2 \delta P_{n-1}^2 + \delta P_n^2 + n(\delta x^*)^2 + n(\delta \sigma^*)^2] \right\}^{1/2}. \quad (20)$$

Из (20) следует:

а) при определении среднего значения $\bar{\alpha}$ по результатам расчета профиля прозрачности методом последовательных слоев происходит накопление ошибок за счет суммирования погрешностей определения ординат сигналов $P(z_i)$; величина этих погрешностей возрастает по мере увеличения общей оптической толщины зондируемого слоя;

б) влияние погрешностей δx^* и $\delta \sigma^*$ на точность определения $\bar{\alpha}$ зависит от протяженности участков Δz . Если $\xi(\Delta z_1) = \xi(\Delta z_i) = \dots = \text{const}$, то весовая функция этих погрешностей оказывается равной $1/2 \xi(\Delta z)$, т. е. влияние δx^* и $\delta \sigma^*$ возрастает по мере уменьшения оптической толщины слоев Δz ;

в) влияние погрешности измерения ослабления α_0 в ближней зоне z_0 определяется соотношением оптических толщин ближней зоны $\xi(z_0)$ и общей оптической толщины $\xi(z_n)$. Если ослабление сигнала в ближней зоне мало, то влияние погрешности $\delta \alpha_0$ на общий результат измерения величины $\bar{\alpha}$ незначительно.

При расчете среднего значения коэффициента ослабления $\bar{\alpha}$ отдельной задачей является определение прозрачности атмосферы в ближней зоне z_0 . Здесь приходится сталкиваться с такой характерной особенностью лазерных систем, как наличие протяжен-

ной «теневого зоны», обусловленной несовместимостью оптических осей источника и приемника. Для лидаров теневая зона достигает в ряде случаев сотен метров; это объясняется тем, что для выполнения приближения однократного рассеяния угол поля зрения приемника приходится выбирать малым, имеющим порядок величины расхождения лазерного луча, т. е. порядка десятка угловых минут [3, 5]. Другая трудность — определение хода параметра $q(z)$ в зоне неполного захвата пучка света конусом поля зрения приемника. Удовлетворительных методов расчета этого параметра пока не существует. Определение $q(z)$ на основе расчетов геометрии области пересечения может дать лишь весьма приближенный к действительности ход функции, поскольку такие расчеты не учитывают распределение энергии в поперечном сечении светового пучка и отклонение от закона квадратов в ближней зоне свечения.

Практически удобно начальную точку зондирования выбирать в той области, где пучок света лазера целиком попадает внутрь конуса поля зрения приемника и $q(z) = 1$. Однако при этом приходится производить дополнительные измерения параметров атмосферы в ближней зоне, как это делается, например, в работах [8, 18] и др.

Таким образом, при использовании методов последовательных слоев определение общей прозрачности заданного протяженного слоя атмосферы сводится к трем операциям. Это, во-первых, определение параметров большого количества локальных объемов, которым мы априори вынуждены приписывать те или иные свойства; во-вторых, определение прозрачности в ближней зоне z_0 ; последняя операция — это расчет искомой величины $\bar{\alpha}$ по найденному профилю прозрачности и величине α_0 . Ниже мы рассмотрим интегральные способы определения прозрачности, обеспечивающие возможность непосредственного определения общей прозрачности протяженного слоя атмосферы без использования промежуточных операций.

5. Интегральный метод

Сущность интегрального метода измерения изложена в работах [13—15]. Если в рассмотренных выше методах исследуется характер изменения формы эхо-сигнала во времени, то в интегральном методе используется зависимость между прозрачностью исследуемого слоя атмосферы и общим интегралом от сигнала $P(z)$ в пределах зондируемого слоя. Можно показать [13], что при введении коррекции эхо-сигнала на квадрат расстояния

$$\int_{z_0}^{z_n} P(z) z^2 dz = \frac{AP_0}{2} \frac{c\tau}{2} \bar{\alpha} T_0^2 \left(1 - e^{-2 \int_{z_0}^{z_n} \alpha dz} \right), \quad (21)$$

где $T_0^2 = e^{-\alpha_0 z_0}$ — прозрачность слоя от лазера до начала зонди-

руемого слоя; $\bar{x}$ — среднее интегральное значение параметра индикатрисы в пределах $(z_0 - z_n)$. Величина коэффициента ослабления $\bar{\alpha}$ в слое $z_0 - z_n$ может быть определена по формуле

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{z_n - z_0} \int_{z_0}^{z_n} \alpha dz = \frac{1}{2(z_n - z_0)} \ln \left(1 - \frac{4I}{AP_0 c \tau \bar{x} T_0^2} \right), \quad (22)$$

где $I = \int_{z_0}^{z_n} P(z) z^2 dz$. При выводе формул (21) и (22) было принято, что в пределах области интегрирования $q(z) = 1$. Если это условие не выполняется, то коррекция сигнала должна производиться по закону $z^2/q(z)$.

Таким образом, величина $\bar{\alpha}$ может быть найдена, если известны параметр T_0 , т. е. прозрачность на участке z_0 , и параметр индикатрисы $\bar{x}$.

При выводе формул (21) и (22) условие постоянства параметра $x(z)$ не ставится. Как показывает рассмотрение этого вопроса, используемый при расчетах параметр $\bar{x}$, являясь средней интегральной величиной, слабо зависит от характера стратификации неоднородной атмосферы [15]. Это объясняется тем, что введение операции интегрирования сигнала ослабляет влияние локальных неоднородностей атмосферы на трассе зондирования; поэтому оно здесь сказывается слабее, чем в методах, основанных на определении параметров отдельных локальных объемов. В то же время точность измерения существенно зависит от колебаний параметра $\bar{x}$ [17], обусловленных, например, изменениями влажности [11]. Обнадеживающим здесь является то обстоятельство, что при больших влажностях изменения параметра $\bar{x}$ малы, следовательно, при малых видимостях колебания величины I будут также менее значительными.

Существует принципиальная возможность существенно повысить точность интегрального метода, исключив необходимость определения параметров T_0 и $\bar{x}$, а также влияние аппаратных погрешностей. Для этого при измерении необходимо дополнительно определить максимальный уровень накопленного сигнала. Искомая величина $\bar{\alpha}$ в этом случае может быть определена по формуле [14]

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{z_n - z_0} \ln \left(1 - \frac{I}{I_{\max}} \right), \quad (23)$$

где $I_{\max}$ — максимальный уровень накопленного сигнала. Достоинством такого способа измерения является, во-первых, абсолютный характер измерения; во-вторых, исключается необходимость измерения параметра α_0 в ближней зоне измерения. При этом соответственно уменьшается и динамический диапазон измеряемых сигналов. Здесь можно указать, что в отличие от формулы (22) формула (23) принципиально справедлива и при наличии погло-

щающих частиц в атмосфере. К недостаткам последнего способа следует отнести возможность появления ошибки за счет смещения значения максимального сигнала от расчетного асимптотического значения, что может иметь место в некоторых специфичных случаях (например, при наличии слоя сильной приземной дымки и «чистой» атмосферы над этим слоем). Однако наличие смещения максимального сигнала в этих случаях легко выявляется по изменению величины $I_{\max}$ при изменении углов зондирования. Заметим, что приведенный в работе [17] ход погрешностей данного метода в функции угла зондирования отражает не специфические свойства метода, а лишь характеризует выбранную модель атмосферы. Очевидно, что метод не следует использовать (без введения поправок) в условиях хорошей прозрачности, когда не выполняется исходное условие $\xi_{\max}(z_0 - z_{\max}) \geq 1,5 - 2$ [14], где $z_0, z_{\max}$ — есть пределы интегрирования сигнала $I_{\max}$.

С точки зрения решаемой нами задачи существенным является то обстоятельство, что случаи слабо замутненной атмосферы, когда указанная погрешность может быть велика, представляют для авиации наименьший интерес; здесь достаточно простой констатации факта, что прозрачность атмосферы выше некоторого заданного уровня. Весьма существенным здесь является и то, что смещение уровня максимального сигнала при всех условиях приводит к завышению измеренного значения α , т. е. к занижению величины дальности видимости. С точки зрения обеспечения безопасности посадки этот момент весьма важен.

Средняя квадратическая погрешность определения α по формуле (23) с учетом погрешности, вносимой относительным параметром индикатрисы x^* [14], может быть рассчитана по формуле

$$\delta \bar{\alpha} = Q[(\delta x^*)^2 + (\delta I)^2 + (\delta I_{\max})^2 + (\delta B)^2]^{1/2}, \quad (24)$$

где δI и $\delta I_{\max}$ — относительные погрешности определения интегралов I и $I_{\max}$; δB — погрешность, обусловленная тем, что величина $I_{\max}$ определяется на некотором конечном отрезке $z_0 \div z_{\max}$, где сигнал не достигает полного насыщения. Параметр Q определяется по формуле [14]

$$Q = \frac{e^{2\bar{\alpha}(z_n - z_0)} - 1}{2\bar{\alpha}(z_n - z_0)}. \quad (25)$$

Этот множитель резко возрастает по мере увеличения оптической толщины зондируемого слоя $\xi = \bar{\alpha}(z_n - z_0)$. Так, если при $\xi = 0,1$ величина Q мало отличается от единицы ($Q = 1,03$), то уже при $\xi = 1$ $Q = 3,2$, а при увеличении ξ до 2, множитель Q возрастает до 13,4. Поэтому и здесь предельная оптическая толщина зондируемого слоя лежит где-то в пределах около единицы. Принципиально дальность действия интегрального метода, по-видимому, можно увеличить, если сочетать интегральный способ с послой-

ным зондированием. При этом весь зондируемый слой $z_0 \div z_n$ нужно разбить на несколько участков Δz , выбирая последние, в отличие от ранее рассмотренных методов, достаточно большой протяженности, например из условия $\xi(\Delta z) = 0,2 \div 0,5$. Можно показать, что в этом случае накопление ошибок идет несколько медленнее, чем рост параметра Q при больших оптических толщах. Однако техническая реализация такого комбинированного способа наталкивается на весьма значительные трудности.

При расчете величины $\bar{\alpha}$ по формуле (22) погрешность $\delta \bar{\alpha}$ зависит от погрешности определения коэффициента ослабления в ближней зоне $\delta \alpha_0$, погрешности $\delta \bar{x}$ и нестабильности параметров аппаратуры,

$$\delta \bar{\alpha} = Q[(\delta \bar{x})^2 + (\delta I)^2 + (\delta P_0)^2 + (2 \xi_0 \delta \alpha_0)^2]^{1/2}, \quad (26)$$

где $\xi_0 = \alpha_0 z_0$.

В целом интегральный способ измерения в настоящее время представляется, на наш взгляд, одним из наиболее оптимальных вариантов определения общей прозрачности зондируемого слоя. Однако экспериментально данный метод исследован пока еще недостаточно полно [11].

С точки зрения технической реализации указанного метода наибольшие трудности вызывает необходимость введения коррекции сигнала на квадрат расстояния, а также необходимость использования коротких импульсов с весьма большой мощностью в импульсе. В связи с этим в последнее время появились работы, в которых исследуется возможность использования в качестве зондирующего сигнала импульса света большой длительности [1]. Реализация такой идеи требует компенсации приходящего сигнала пропорционально z^2 уже в оптическом тракте, т. е. осуществления в том или ином виде идеальной схемы измерения, рассмотренной нами в работе [12]. Решение этой задачи на сегодняшний день представляет большие трудности, и эффективность метода «длинного» импульса в сильной степени будет определяться прогрессом в решении этой задачи. Поэтому делать какие-либо выводы о его эффективности нам представляется пока преждевременным. Несомненно, что метод длинного импульса имеет определенные, потенциальные возможности; однако категоричный вывод авторов работы [12] о значительном преимуществе данного метода вызывает определенные сомнения.

В работе [39] рассматривается метод и аппаратура для реализации интегрального метода измерения. Однако автор работы [39] вообще не вводит коррекцию сигнала $P(z)$ до дальности, полагая, по-видимому, что параллельность лазерного пучка устраняет действие закона квадратов расстояний на величину эхосигнала. Ошибочность такого положения показана нами в работе [12]. В работе Г. М. Бурлова [2] предложен интегральный способ определения метеорологической дальности видимости S_m по расстоя-

нию, на котором величина накопленного сигнала I достигает значения

$$I = \int_0^{z=S_M} P(z) z^2 dz \simeq 1 - \epsilon^2.$$

Практически это означает, что накопленный сигнал должен достигать уровня 0,999 относительно максимального, достигаемого при $z \rightarrow \infty$. Такой метод в общем случае обладает большой погрешностью измерения; множитель Q в формуле погрешности (24) в этом случае становится чрезвычайно большим ($Q=68$). Это объясняется тем, что оптическая толщина зондируемого слоя выбрана слишком большой ($\xi=3$).

Выводы

1. Методы определения прозрачности по общей деформации импульса работоспособны только в однородной атмосфере. Зависимость между прозрачностью и параметрами деформированного импульса определяется в основном геометрией используемого лидара.

2. При определении профиля коэффициента ослабления по трассе методом последовательных слоев целесообразно использовать те варианты, при которых измерения величин α_i локальных объемов независимы.

3. Основными параметрами, определяющими точность метода последовательных слоев, является оптическая толщина разрешаемого участка Δz и общая оптическая толщина от лидара до зондируемого слоя.

4. Если протяженность участков Δz существенно превышает разрешающую способность лазерной системы по дальности, то погрешность определения величины $\alpha(\Delta z)$ сильно зависит от уровня локальных неоднородностей атмосферы на границах зондируемого участка.

5. При решении задач, связанных с определением наклонной дальности видимости, наиболее целесообразным представляется использование интегральных способов обработки.

6. Предельная дальность зондирования, обеспечиваемая существующими методами, соответствует величине оптической толщины зондируемого слоя порядка $\xi \approx 1$, что недостаточно для непосредственного определения дальности видимости объектов в условиях неоднородной атмосферы. Одной из важнейших задач в этом плане является разработка методов определения прозрачности атмосферы на участках, соответствующих оптическим толщинам порядка $\xi \approx 3 \div 4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аблавский Л. М., Круглов Р. А. Сравнительная оценка методов определения прозрачности атмосферы по интегральному значению сигнала обратного рассеяния.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 340, с. 25—29.
2. Бурлов Г. М. Способ непосредственного определения метеорологической дальности видимости по сигналу обратного рассеяния.— «Тр. НИИ ГМП» 1971, вып. 25, с. 30—40.
3. Голубицкий Б. М., Жадько Т. М., Танташев М. В. О влиянии геометрических параметров лида на применимость приближения однократного рассеяния.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 11.
4. Горышин В. И. Об оценке точности объективных измерений метеорологической дальности видимости.— «Тр. ГГО», 1965, вып. 169.
5. Донченко В. А., Матвиенко Г. Г., Самохвалов И. В. Экспериментальное исследование яркости и поляризации характеристик многократного рассеянного назад излучения.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана» 1971, т. 7, № 11, с. 1183—1189.
6. Донченко В. А., Кабанов М. В., Самохвалов И. В. Отражение и сравнение яркостей однократно и двукратно рассеянного излучения.— «Изв. вузов. Физика», 1974, № 4, с. 95—100.
7. Захаров В. М., Костко О. К. Лазеры и метеорология. Л., Гидрометеоиздат, 1972. 61 с.
8. Зуев В. Е., Самохвалов И. В., Балин Ю. С. Исследование приземного слоя атмосферы и облаков методом лазерной локации.— «Изв. вузов. Физика», 1972, № 5, с. 125—128.
9. Зуев В. Е., Креков Г. М., Попков А. И. Численные эксперименты по лазерному зондированию облаков.— «Изв. вузов. Физика», 1973, № 10, с. 126—132.
10. Иванов А. П., Скрепин А. Л. Определение показателей ослабления водных и воздушных бассейнов по измерению нестационарного рассеяния света.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, № 12, с. 1327—1330.
11. Измерение отношения между коэффициентами общего и обратного рассеяния в приземном слое атмосферы.— Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по лазерному зондированию атмосферы. Томск, 1974, с. 24—28. Авт. Ю. С. Балин, В. П. Галилейский, В. И. Горышин, И. В. Самохвалов.
12. Ковалев В. А. Теоретическая модель схемы измерения прозрачности атмосферы по интенсивности рассеянного назад света.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 255, с. 125—133.
13. Ковалев В. А. Измерение прозрачности атмосферы с помощью световых импульсов малой длительности.— «Тр. ГГО», 1971, вып. 279, с. 194—200.
14. Ковалев В. А. Об одном способе обработки сигналов лазерного локатора.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 128—133.
15. Ковалев В. А. Методы измерения наклонной прозрачности в нижнем слое атмосферы. Автореф. дисс. Л., ГГО, 1974. 20 с.
16. Костко О. К., Чаянова Э. А. Некоторые вопросы обработки экспериментальных осциллограмм при лазерном зондировании атмосферы.— «Тр. ЦАО», 1973, вып. 105, с. 26—31.
17. Креков Г. М., Наац И. Э., Попков А. И. Лазерное зондирование наклонной прозрачности атмосферы.— Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по лазерному зондированию атмосферы. Томск, 1974, с. 39—44.
18. Определение некоторых параметров нижней атмосферы с помощью наземного лазерного локатора.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана» 1971, т. 7, № 4, с. 404—409. Авт.: Е. Г. Швидковский.
19. Определение показателя ослабления и рассеяния водной среды и атмосферы по временному размытию отраженного импульсного сигнала.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 7, с. 750—757. Авт.: Э. П. Зеге.
20. О применимости закона обратных квадратов для ОКГ.— «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 2, с. 61—62. Авт.: В. М. Арпишкин.

21. Отражение узких световых пучков рассеивающей средой.— «Изв. вузов. Физика», 1973, № 11. Авт.: В. А. Донченко, М. В. Кабанов.
22. Применение оптических квантовых локаторов для измерения высот облаков и характеристик прозрачности атмосферы.— «Труды ЛГМИ», 1972, вып. 42, 87—95. Авт.: А. А. Вудза, В. Д. Степаненко.
23. Самохвалов И. В. Метод определения высотного распределения коэффициента рассеяния в облаке с помощью импульсного источника.— В кн.: «Рассеяние света в земной атмосфере. Л., «Наука», 1972, с. 194—199.
24. Самохвалов И. В., Шаманаев В. С. Пространственное распределение коэффициента обратного рассеяния по данным самолетного лидара.— Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по лазерному зондированию атмосферы. Томск, 1974, с. 32—34.
25. Скредин А. Л., Иванов А. П., Калинин И. И. Пространственно-временная структура световой дымки от импульсного излучателя в атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1970, т. 6, № 9, с. 889—899.
26. Скредин А. Л., Хутко И. С., Николаев Л. В. Изучение возможностей восстановления вертикального профиля показателя рассеяния чистой облачной атмосферы из данных лазерного зондирования.— Тезисы докладов 3-го Всесоюзного симпозиума по лазерному зондированию атмосферы. Томск, 1974, с. 112—116.
27. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1973, 342 с.
28. Тяботов А. Е., Шляхов В. И., Шуляцкий А. Б. Исследование структуры метеорологических объектов с помощью лидара.— «Метеорология и гидрология», 1972, № 2, с. 100—108.
29. Швидковский Е. Г., Костко О. К. Определение некоторых параметров облаков лазерным локатором.— «ДАН СССР», 1970, т. 194, № 6, 1316—1317.
30. Borchardt H., Rössler I. Erfahrungen und überlegungen mit LIDAR am Meteorologischen Observatorium Aachen.— Ber. des Deutsch. Wet., 1971, N 125, 16, 34 S.
31. Lang M. Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Sichtweite in der Atmosphäre. Dissert., Dokt.—Ing. Fak. Maschinenwes und Electrotechn. Univ., München, 1971, 18 S.
32. Brown R. T., Hazel R. F., Laudon H. Sistem for measuring extinction coefficients in the atmosphere utilizing backscatter signals.— Pat. USA N 3519354, 1970.
33. Brown R. T. Laser backscatter signatures and transmissivity over horizontal and slant paths.— 12th Conf. Radar. Meteorol., Norman, Okla., 1966. p. 105—111.
34. Collis R. T. H. Lidar: a new atmospheric probe.— "Journ. R. Meteorol. Soc.", 1966, vol. 29, N 392, p. 220.
35. Norman M. H. Measurement of Atmospheric Transmissivity using Back-scattered Light from a pulsed Light Beam.— J.O.S.A., 1961, vol. 51, N 6.
36. Hamilton P. M. Lidar measurement of backscatter and attenuation of atmospheric aerosol.— "Atmosph. Environ.", 1969, vol. 3, N 2, p. 221—223.
37. Muneyasu Kano. On the determination of backscattered and extinction coefficient of the atmosphere by using a laser radar.— Papers Meteorol. and Geophys., 1968, 19, N. 1, p. 121—129.
38. Davis P. A. The analysis of Lidar Signatures of Cirrus Clouds.— "Appl. Opt.", 1969, vol. 8, N 10, p. 2099—2102.
39. Noxon P. A. Measurement of visual range in fog.— English patent N 1286455, 1972.

А. С. ЛУШТАК, Г. Д. ГОРОБЬЕВ
А. М. БРОУНШТЕЙН, А. Д. ФРОЛО

ОБ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ИК СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Спектры солнечной радиации так же, как и спектры пропускания горизонтальных приземных слоев воздуха, регистрируемые на инфракрасной установке ИКАУ-1 [1] в области спектра 2–25 мкм, несут значительную информацию об оптических свойствах атмосферы, а также об ее газовом и аэрозольном составе. Извлечение этой информации связано с очень трудоемкой работой и может быть реально осуществлено в полном объеме только с помощью ЭВМ. Ручная подготовка материала для расчетов на ЭВМ также весьма трудоемка и обычно сопровождается заметным количеством ошибок, последующее исправление которых существенно осложняет работу.

Для быстрой и безошибочной обработки большого объема спектрограмм на спектрофотометре UR-20, входящем в состав установки, Одесским гидрометинститутом по техническому заданию ГГО было изготовлено специальное устройство, позволяющее одновременно с записью спектра на диаграммной бумаге регистрировать его на перфоленте в удобном для обработки на ЭВМ виде. Кроме основного канала для информации, поступающей от спектрофотометра, устройство имеет два дополнительных входных канала для периодической регистрации показаний еще двух датчиков, поставляющих дополнительную информацию, необходимую для обработки и анализа результатов измерений спектральных оптических характеристик атмосферы.

К описываемой здесь цифровой измерительно-регистрирующей системе (система «Спектр») был предъявлен ряд специфических технических требований, выполнение которых обеспечило синхронную перфорацию данных при любых режимах работы установки, а также позволило вместе с основной аналоговой информацией, поступающей от спектрофотометра и дополнительных датчиков, вводить вспомогательную (служебную) информацию, необходимую для контроля работы установки и последующего анализа материала.

В состав системы «Спектр» входят коммутатор датчиков, быстродействующий цифровой вольтметр (Ф706), ленточный перфоратор (ПЛ-80), телетайп (СТ-35) и программно-управляющее устройство.

Коммутатор датчиков обеспечивает подключение к цифровому вольтметру любого из четырех измерительных каналов: UR-20, двух дополнительных датчиков и образцового источника напряжения.

Быстродействующий цифровой вольтметр преобразует напряжение в подключаемом к нему измерительном канале в восьмиразрядный двоичный код, поступающий через программно-управляющее устройство на перфоратор.

Перфоратор регистрирует на бумажной ленте 25,4 мм измерительную и служебную информацию в виде поперечных строк — комбинаций пробивок, каждая из которых содержит восемь позиций, соответствующих восьми разрядам регистрируемых кодовых комбинаций.

Телетайп используется для ручного ввода служебной (алфавитно-цифровой) информации с одновременным ее печатанием на телеграфной бумажной ленте.

Программно-управляющее устройство осуществляет управление работой установки в соответствии с заложенной в него программой с учетом выбранного режима работы и положения органов управления, находящихся на лицевой панели устройства.

Предусмотрены два основных режима работы установки: а) ручной ввод служебных данных с клавиатуры телетайпа с их одновременной регистрацией на перфоленте в международном телеграфном коде МТК-2, б) автоматические измерения в цикле по заданной программе с регистрацией на перфоленте значений измеряемых параметров и вспомогательной информации в виде восьмиразрядных двоичных чисел.

Предусмотрен также вспомогательный режим работы, предназначенный для проверки исправности перфоратора и некоторых узлов программно-управляющего устройства.

При установке переключателя режима работы в положение «ручной ввод» на перфоленте автоматически регистрируется комбинация «начало служебной зоны». Содержание, последовательность и объем служебной информации, вводимой с клавиатуры телетайпа, произвольны и определяются последующей обработкой данных на ЭВМ.

Измерительная информация отделяется на ленте от служебной различными комбинациями начала и конца измерительной зоны, также регистрируемых автоматически.

Перед началом автоматических измерений с помощью переключателей в программно-управляющее устройство должны быть введены исходные данные: участок спектра, в котором будут производиться измерения спектрофотометром UR-20, шаг измерений по частоте, наличие или отсутствие каждого из двух дополнительных датчиков.

Последовательность работы устройств при выполнении автоматических измерений следующая: после комбинаций «начало измерительной зоны» на перфоленте регистрируются значение начальной абсциссы и шаг по частоте в обратных сантиметрах, затем измеряется и регистрируется образцовое напряжение.

Дальнейшая информация отделяется на ленте групповой разделительной комбинацией, после которой следуют результаты измерения двух дополнительных датчиков, сто последовательных отсчетов по UR-20, вновь групповая разделительная комбинация и цикл, содержащий два отсчета по дополнительным датчикам и сто отсчетов по UR-20, который повторяется заданное число раз. При отсутствии или неисправности дополнительного датчика вместо значения его выходного параметра на ленте регистрируется специальная комбинация. Отсчеты по UR-20 синхронизированы со сканированием по спектру, для чего в спектрофотометр вмонтирован бесконтактный датчик синхроимпульсов, вырабатываемых им через $0,1 \text{ см}^{-1}$. Максимальный темп измерений выходного напряжения UR-20 не превышает 10 отсчетов в секунду. При этом измерение и регистрация значений выходных параметров обоих дополнительных датчиков производится в промежутке между двумя последовательными отсчетами по UR-20 (без потери основной информации).

Последний цикл измерений сопровождается измерением образцового источника, после чего регистрируется комбинация «конец измерительной зоны» и работа установки прекращается.

Все устройства, входящие в состав системы «Спектр», имеют настольную конструкцию и рассчитаны на работу в закрытых отапливаемых помещениях с питанием от сети переменного тока напряжением $220 \pm 22 \text{ В}$ и частотой $50 \pm 1 \text{ Гц}$. При этом обеспечивается непрерывная работа установки в течение восьми часов.

В качестве элементной базы при разработке программно-управляющего устройства использованы потенциальные логические и функциональные элементы собственного изготовления и импульсные ферритовые элементы Рижского опытного завода гидрометеорологических приборов, работающие на принципе распределения тока. Коммутатор датчиков собран на реле типа РЭС-09.

Система «Спектр» за полтора года интенсивной эксплуатации показала достаточную надежность, а разработанный макет регистрации на перфоленту оказался удобным для ввода и обработки перфоленты на ЭВМ. Программное обеспечение системы «Спектр» выполнено для ЭВМ М-222 на Алголе-60 в рамках транслятора ТА-1М.

Полный контроль работы системы и программ обработки на ЭВМ был осуществлен с помощью графопостроителя. Зарегистрированные системой на перфоленту спектрограммы вводились в ЭВМ и затем по ним графопостроитель рисовал спектрограммы в масштабе записи на самописце UR-20, которые сравнивались с оригинальными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аппаратура и методика измерений спектральной прозрачности атмосферы в инфракрасной области спектра.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 1, с. 47—53. Авт.: С. С. Богданов, А. М. Броунштейн, В. В. Демидов, И. Л. Сакин.

МУТНОСТЬ АТМОСФЕРЫ НАД ЕТС ЛЕТОМ 1972 г.

Последнее время в прессе довольно часто встречались заметки как об особенностях погоды, так и о связанных с ними явлениях, например, о лесных пожарах в США и Канаде в августе 1973 г. (самых крупных за десятки лет), о декабрьском наводнении в Ленинграде в 1973 г. (втором по величине для этого месяца за 270 лет), о теплом феврале 1974 г. (когда средняя температура воздуха была самой высокой за весь период наблюдений в Ленинграде, т. е. с 1743 г.) и т. д. Однако экстремальные свойства лета 1972 г., непривычного по своей жаре для многих миллионов старожилов на ЕТС, продолжают выделять его среди других периодов аномальной погоды нашего времени. Особенности этого лета уже рассматривались в ряде статей и даже в специальных брошюрах [3, 10], но тем не менее в одном из выступлений на Первом все-союзном совещании по солнечно-атмосферным связям подчеркивалось, что условия формирования летней аномалии 1972 г. заслуживают еще большего внимания со стороны метеорологов и гелиогеофизиков [8]. Высказывалось также предположение, что в связи с наступившей эпохой низкой солнечной активности вероятно появление аномалий, не наблюдававшихся в течение десятков и даже сотен лет с переходом к климату пушкинских времен [4]. Наличие летней аномалии 1972 г. снова привлекло внимание к оценкам межсезонных связей, подтвердивших их неустойчивость [1, 3].

При комплексном и всестороннем изучении метеорологических условий лета 1972 г. нельзя обойтись без рассмотрения актинометрических данных. Резкие колебания мутности атмосферы, вызванные такими редкими явлениями, как сильнейшие извержения вулканов, в прошлом приходилось изучать по материалам наблюдений одиночных обсерваторий, где актинометрические измерения проводились, например, во время извержения вулкана Катмай в 1912 г. Даже значительно позднее для характеристики отдельных периодов с аномальной мутностью атмосферы привлекались обычно данные сравнительно небольшого числа станций. В настоящее время имеется возможность использовать наблюдения большой

ети актинометрических станций. В данной работе с целью получения характеристик пространственно-временных изменений мутности атмосферы над ЕТС и анализа актинометрических особенностей необычного лета 1972 г. были использованы результаты наблюдений за интенсивностью прямой солнечной радиации, проведенных в течение летних месяцев этого года (с июля по август) на 27 актинометрических станциях, расположенных более или менее равномерно на ЕТС.

Первичная обработка данных сводилась к определению чисел N по каждому из измеренных значений интенсивности прямой солнечной радиации S (приведенных к среднему расстоянию до Солнца) и по соответствующей высоте Солнца массе m . Из материалов, относящихся к рассматриваемому периоду, были выбраны все случаи, когда имелась отметка $\odot^2$. Причины, требующие перехода к рациональной характеристике мутности атмосферы числом N , уже были указаны в литературе, в том числе в одном из докладов на Седьмом межведомственном совещании по актинометрии и оптике атмосферы [7].

Значения N , полученные после обработки исходных данных для каждого пункта, наносились сначала на ежедневные рабочие карты, на которых проводились изолинии, характеризующие распределение мутности атмосферы или, в соответствии с известным распределением N , эквивалентную актинометрическую топографию атмосферы. При наличии нескольких измерений N , сделанных в одном пункте в течение данного дня, для соответствующей точки бралось, как это было рекомендовано в статье [6], наименьшее из значений N , полученных в этот день. Несмотря на использование такого приема, несколько сглаживающего случайные колебания, вызванные кратковременными локальными факторами, систематизация данных и получение общих выводов о динамике изменения мутности день за днем на всей рассматриваемой территории затруднялись наличием ряда частных особенностей на отдельных ежедневных картах.

Для выделения основных особенностей распределения мутности атмосферы потребовалось дать сначала самую общую оценку отдельных дней на каждом пункте. Такая оценка сводится к указанию знака разности между числом N для данного пункта и медианным значением N в этот же день для всего рассматриваемого района, т. е. является преимущественно альтернативной с грациями — мутность повышена или понижена. На сборных декадных картах для каждого пункта отмечались дни с повышенной и пониженной мутностью. Это позволило выделить, с одной стороны, те участки, где располагались пункты с явно выраженным преобладанием дней с повышенной мутностью, а с другой — участки с пунктами, в которых для большинства дней мутность была понижена. При сопоставлении последовательных сборных карт за отдельные декады выяснилось, что основные особенности пространственного распределения мутности атмосферы в отдельные периоды лета 1972 г. сохранялись в течение нескольких декад.

На основании проведенного сопоставления данных о мутности атмосферы было выделено пять относительно однотипных периодов: I — весь июнь, II — первая и вторая декады июля, III — третья декада июля, IV — первая и вторая декады августа, V — третья декада августа. После этого для получения количественно характеристики распределения мутности атмосферы нужно было обобщить совокупность найденных значений N для каждой станции. Одновременно с определением медианных значений N графи-

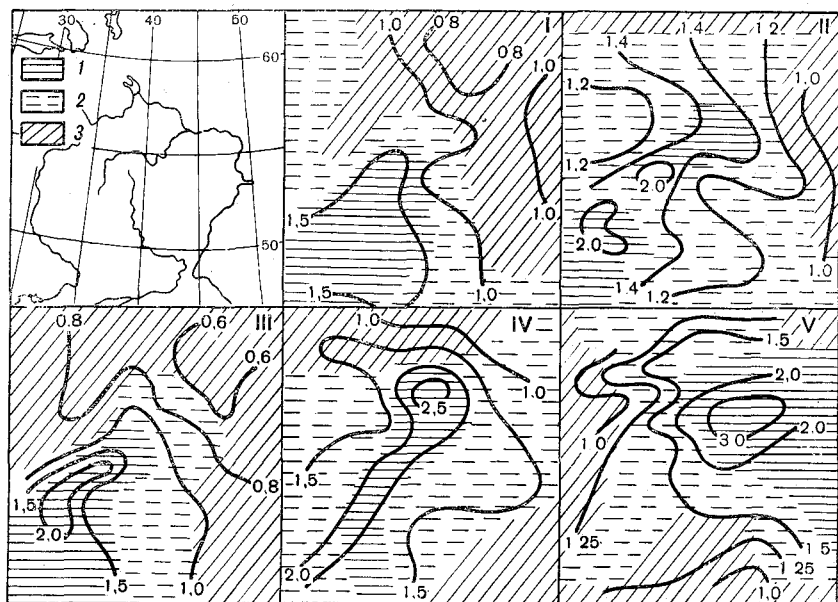


Рис. 1. Схематическая карта района ЕТС и распределение мутности атмосферы (числа N) по периодам.

I — с 1 по 30 июня, II — с 1 по 20 июля, III — с 21 по 31 июля, IV — с 1 по 20 августа, V — с 21 по 31 августа. 1 — области повышенной мутности, 2 — промежуточные области, 3 — области пониженной мутности.

ческим способом оценивались значения стандартного отклонения σ , характеризующего естественную изменчивость N летом 1972 г. Для большинства станций получались значения σ , лежащие в пределах от 0,2 до 0,6 с определенно выраженной тенденцией к росту их величины с увеличением мутности атмосферы (числа N). Медианные значения σ (полученные по совокупности их величин) были равны 0,35 в течение периодов I, II и V и повышались лишь в периодах III и IV (соответственно до 0,45 и 0,50).

С учетом указанной тенденции к росту значений σ при увеличении N выбиралась градация, с которыми проводились изолинии значений N на представленных ниже картах.

Достаточно полную и наглядную характеристику распределения мутности атмосферы над ЕТС в течение отдельных периодов лета 1972 г. дает рис. 1. Прежде чем перейти к описанию особенностей каждого периода, можно указать на разумную согласованность расположения областей повышенной и пониженной мутности выделенных двумя различными методами, — сначала в самых общих чертах по повторяемости в течение большинства дней относительно высоких или относительно низких значений N , а потом по изолиниям с вполне определенными медианными значениями N .

Наиболее заметной особенностью распределения мутности (или, другими словами, эквивалентной актинометрической топографии) атмосферы в течение всего лета 1972 г. является преимущественно меридиональное направление выделенных областей и изолиний N вместо ожидаемого по средним многолетним данным более или менее зонального распределения с постепенным изменением мутности в зависимости от географической широты [13]. Рассматривая отдельные периоды, выделенные на рис. 1, можно отметить, что в первом периоде (июнь) на большей части ЕТС мутность атмосферы была близка к средней величине, характерной для летнего времени в умеренных широтах, когда $N \sim 1$ [5, 6]. Относительно замутненный район, характеризующийся значениями N , близкими к 1,5, располагался на юго-западе ЕТС (в бассейне Днестра и Дона). При переходе ко второму периоду (первая и вторая декады июля) произошло увеличение мутности на юго-западе ЕТС и в районе Верхнего Поволжья, где появился очаг повышенной мутности со значениями $N \geq 2$. Район пониженной мутности оказался вытянутым меридионально на восток ЕТС. В третьей декаде июля (третий период) произошло слияние двух очагов большой мутности и существенное увеличение области пониженной мутности, охватывающей Север и Восток ЕТС. Изолинии были направлены преимущественно с северо-запада на юго-восток. Максимальные значения N отмечались на Украине. Первая и вторая декады августа (четвертый период) характеризуются формированием меридионально вытянутой области повышенной мутности, очерчиваемой более определенно изолинией $N=2$ и проходящей через центральную часть ЕТС. Очаг с максимальной мутностью локализуется в районе Рыбинска и Костромы. Области сравнительно низкой мутности расположены севернее параллели 60° и в Нижнем Поволжье. Картина, характерная для третьей декады августа (пятый период), совершенно непохожа на все предыдущие. Области пониженной мутности перемещаются на запад ЕТС, в бассейн Днестра и в низовье Волги. В Среднем Поволжье и в Приуралье мутность атмосферы сильно повышена. Это говорит о том, что при переходе к последнему периоду произошла коренная перестройка поля эквивалентной актинометрической топографии.

Изменения мутности атмосферы определяются в большинстве случаев погодными условиями и связанными с ними процессами, но в свою очередь могут в какой-то степени влиять на них. Осо-

бенности погоды, наблюдавшейся летом 1972 г. на ЕТС, объясняются в литературе совершенно исключительной и необычной повторяемостью меридиональных форм макроциркуляционных процессов. По данным А. Л. Каца, меридиональные процессы Ц и В в течение летних месяцев 1972 г. (с июля по август) наблюдались 72 дня, т. е. с повторяемостью, превышающей 80% [3]. Можно заметить, что особенно высокой была повторяемость меридиональных процессов формы Ц, тогда как в целом за сезон повторяемость процессов В оказалась несколько ниже нормы. Меридиональная форма циркуляции Е по классификации А. А. Гирса — Г. Я. Вангенгейма (несколько отличной от классификации А. Л. Каца) наблюдалась летом 1972 г. еще чаще, в течение 88 дней, или около 95% их общего числа. По многолетним данным (за 1891—1968 гг.) общее число дней с формой Е за летний сезон n_E значительно колебалось в отдельные годы [2], с вероятностью $P \approx 13\%$ не превышая 10 и соответственно $P \approx 37\%$ для $n_E \leq 20$, 55% для $n_E \leq 30$, 72% для $n_E \leq 40$, 88% для $n_E \leq 50$, 99% для $n_E \leq 60$, но, следовательно, даже не приближалась к указанному выше значению 88. В самых общих чертах меридиональный характер господствовавших в течение рассматриваемого сезона форм циркуляционных процессов в какой-то степени ассоциируется с отмеченным выше меридиональным характером распределения мутности атмосферы. Такое соответствие, вероятно, может проявляться по актинометрическим данным только при достаточно большой устойчивости форм атмосферной циркуляции. Поэтому интересно детализировать это сопоставление и посмотреть, чему соответствуют отдельные периоды изучаемого лета, выделенные выше в процессе анализа актинометрических данных без привлечения каких-либо других материалов.

Как указывает А. Л. Кац [3], в июне распределение основных характеристик погоды определялось подавляющим преобладанием процессов только одной формы Ц (здесь весь июнь был отнесен к первому периоду). Июль делится между двумя формами (Ц и В), занимающими почти равноправное положение (этот месяц был подразделен здесь на две части, отнесенные ко второму и третьему периодам). В августе до 23 числа наблюдались процессы только одной формы Ц, сменившейся 24 числа формой С (здесь первая и вторая декады были отнесены к четвертому периоду, а третья декада — к пятому). Определенно выраженная согласованность периодов, выделенных по совершенно различным признакам, указывает на то, что при устойчивости циркуляционного процесса в течение одной — двух декад последующее изменение его формы может приводить к существенному изменению пространственного распределения мутности атмосферы, превышающему случайные фоновые колебания, вызванные локальными факторами.

С формами атмосферной циркуляции могут быть связаны только пространственные особенности распределения мутности атмосферы, а не общий уровень мутности на большой территории. Действительно, по ходу средних суточных значений N , представ-

ленному на рис. 2, невозможно выделить указанные выше сравнительно однородные периоды. Для построения этого графика были использованы найденные ранее значения N , которые осреднялись теперь для каждого дня по всем станциям.

Среди сравнительно нерегулярных колебаний средних значений N , наблюдавшихся летом 1972 г., сразу же выделяется в ка-

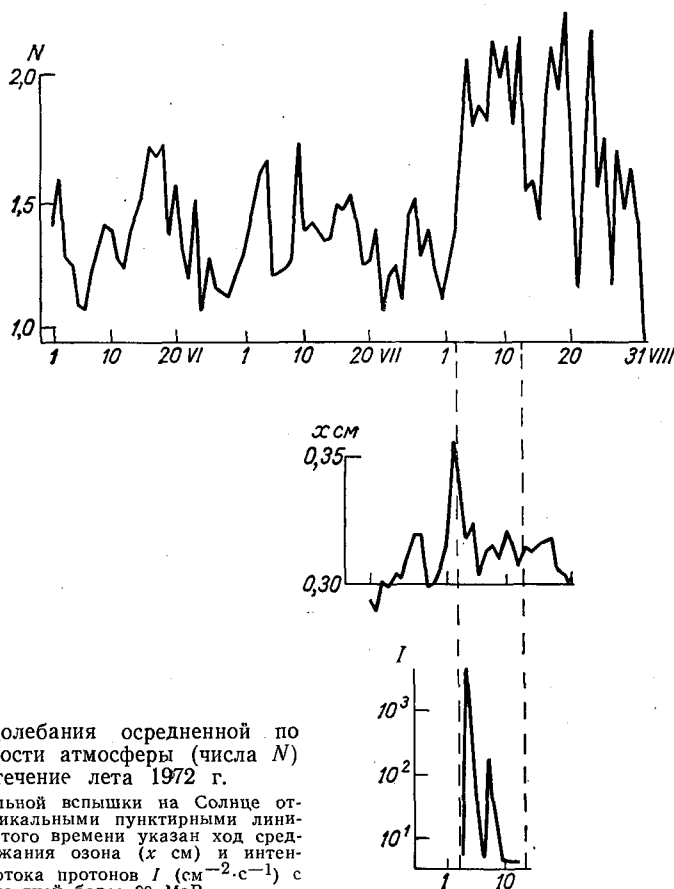


Рис. 2. Колебания осредненной по ЕТС мутности атмосферы (числа N) в течение лета 1972 г.

Период сильной вспышки на Солнце отмечен вертикальными пунктирными линиями. Для этого времени указан ход среднего содержания озона (x см) и интенсивность потока протонов I ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) с энергией более 90 МэВ.

честве главной особенности этой характеристики резкий подъем значений N в начале августа (рис. 2). Этот подъем мог быть вызван разными причинами, в частности распространением дыма от лесных пожаров, которые обычно упоминаются при описании особенностей лета 1972 г. [3, 15]. Однако эти пожары имели более локальное значение по сравнению, например, с лесными пожарами в Канаде осенью 1952 г., когда дым был перенесен через Атлантический океан и вызвал появление своеобразного оптического явле-

ния («голубое Солнце»), наблюдавшееся в Европе [6, 16]. Кроме того, трудно указать дату резкого усиления дыма и распространения его на большую площадь. Появление в центральных районах ЕТС и Верхнем Поволжье области со значениями $N \sim 2-3$ говорит о сильном помутнении атмосферы в этих местах, но такие же значения N отмечались и в различные периоды рассматриваемого лета и в других местах. По воздействию на мутность атмосферы пожары 1972 г. существенно слабее лесных пожаров в Сибири в 1915 г., когда из-за дыма значительно уменьшилась продолжительность солнечного сияния [17]. Летом 1972 г. зарегистрированная продолжительность солнечного сияния на большинстве актинометрических станций, расположенных на ЕТС, оказалась больше средних многолетних величин.

Причины, вызывающие аномальную устойчивость форм атмосферной циркуляции, как это было летом 1972 г., до сих пор окончательно не выяснены. В поисках причин возникновения аномалий часто обращаются к сопоставлению различных явлений по времени. Э. Р. Мустель ограничивается в своем докладе замечанием о наличии в 1972 г. таких особенностей проявления солнечной активности, которые способствуют сохранению «застойных» процессов в погоде [9]. Т. В. Покровская и Д. Г. Мандель, обратив внимание на редкостную особенность текущего солнечного цикла — появление вторичного максимума на ветви спада, что было замечено за всю историю наблюдений только три раза (в 1752, 1774, 1864 гг.) и всегда сопровождалось положительными аномалиями летних температур на ЕТС, пришли к выводу о «солнечной» обусловленности засухи 1972 г. на ЕТС [12]. Наконец, Н. К. Переяслова подошла к сопоставлению солнечно-земных эффектов по календарным датам, но упомянула с метеорологических процессах лишь в самых общих чертах [11].

Полученные материалы дают возможность провести в виде опыта частное сопоставление данных, относящихся к тропосфере, стратосфере и магнитосфере. На рис. 2 к основному графику хода средних значений числа N (для всей ЕТС) добавлены графики, характеризующие вариации содержания озона и интенсивность протонных потоков в высокоширотных зонах магнитосферы. Данные о протонных потоках взяты из статьи [1]. Содержание озона, относящегося к стратосферным параметрам, характеризуется средними величинами, полученными по данным шести станций, расположенных на ЕТС. В течение выбранного возмущенного периода на Солнце наблюдался ряд мощных хромосферных вспышек, появлявшихся со 2 по 11 августа. Мощные потоки протонов с энергией более 90 МэВ регистрировались с 3 по 13 августа.

Причины, вызвавшие почти синхронный скачок сравниваемых тропосферных, стратосферных и магнитосферных параметров (рис. 2), более или менее ясны только для двух последних величин, если принять во внимание литературные данные об увеличении содержания озона при солнечных вспышках [14]. Следует заметить, что при увеличении мутности могли увеличиться погреш-

ости озонметрических измерений, однако резкие колебания мутности в конце рассматриваемого интервала не вызвали появления второго пика. Механизм воздействия протонов, излучаемых активными областями Солнца, на мутность атмосферы, зависящую в основном от состояния нижних слоев тропосферы, совершенно неясен, но еще более загадочно допущение об усилении лесных пожаров при солнечных вспышках. Приведенный пример остается пока не расшифрованным, согласующимся с выводом, сделанным в статье [12].

В заключение можно сделать следующие краткие выводы. Систематизированные данные о мутности атмосферы над ЕТС могут быть использованы при комплексном анализе особенностей обычного лета 1972 г. Обнаружена определенная зависимость пространственного распределения мутности атмосферы от типа макрокруговоротных процессов и выяснены условия ее появления, связанные с продолжительностью однородных периодов. Указан случай почти синхронного изменения выбранных тропосферных, стратосферных и магнитосферных параметров при наличии на Солнце активной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вителъс Л. А. Учет солнечной активности в долгосрочных прогнозах аэрозольной загроможденности.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 314—326.
2. Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1971. 280 с.
3. Кац А. Л. Необычное лето 1972 года. Л., Гидрометеиздат, 1973. 59 с.
4. Купецкий В. Н. Использование солнечно-земных связей для долгосрочного предвидения гидрометеорологических явлений.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 452—462.
5. Махоткин Л. Г. Итоги работ по изучению вариаций прямой солнечной радиации.— «Тр. ГГО», 1959, вып. 80, с. 11—16.
6. Махоткин Л. Г. Нормальные и аномальные изменения мутности атмосферы.— «Тр. ГГО», 1965, вып. 169, с. 58—65.
7. Махоткин Л. Г. Характеристика мутности атмосферы как следствие общих статистических закономерностей.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 284—287.
8. Мещерская А. В. О прогнозе осадков на лето 1972 г.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 432—435.
9. Мустель Э. Р. Об одном механизме корпускулярно-атмосферных эффектов.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 222—228.
10. Особенности засухи 1972 г. на Украине. Под ред. К. Т. Логвинова. Л., Гидрометеиздат, 1973. 32 с.
11. Переяслова Н. К. Некоторые данные о проявлении в магнитосфере солнечной вспышки 4 августа 1972 г.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 400—402.
12. Покровская Т. В., Мандель Д. Г. О связи количества осадков на европейской территории СССР и в Северном Казахстане с гелиомагнитной активностью и возможности вероятностного прогноза осадков.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 347—352.

13. Радиационный режим территории СССР. Л., Гидрометеиздат, 1961. 528 с. Авт.: Е. П. Барашкова, В. Л. Гаевский.
14. Ракипова Л. Р. Влияние вариаций концентрации озона на термический режим атмосферы.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 359—361.
15. Снитковский А. И. Небывало жаркое лето 1972 г.— В кн.: Человек и стихия. Л., Гидрометеиздат, 1973, с. 71—75.
16. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1969. 647 с.
17. Шостакович В. Б. Лесные пожары в Сибири в 1915 году.— «Изв. Восточно-Сибирского отдела Русского геогр. о-ва», 1924, т. 47, с. 119—126.

ХАРАКТЕРИСТИКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗОНАЛЬНОЙ РАССЕЯННОЙ РАДИАЦИИ И ЕЕ СУММ

Выяснение наиболее простых закономерностей распределения зональной радиации может способствовать решению практических задач, связанных с учетом потерь рассеянной радиации вследствие закрытости горизонта, особенно существенных в городских условиях и в пересеченной местности. С методической точки зрения представляет интерес непосредственная оценка сумм зональной радиации, так как при использовании данных, представленных в ряде работ [1, 2, 4, 7], для крайних случаев (безоблачно, пасмурно) нужно искусственно комбинировать их между собой.

Теоретические расчеты зональной радиации обычно приводят к сравнительно сложным формулам, так что конечные результаты, даже при явных и не очень громоздких выражениях для D_z в случае релеевской атмосферы, были получены Гессом и Линке [3] численным методом. Основные результаты экспериментальных и теоретических работ, приводимые в графической или табличной форме, дают представление о том, какой вклад в общий итог вносит радиация отдельных зон при различных высотах Солнца в условиях ясного или пасмурного неба. Анализ результатов сводится обычно к описанию отдельных графиков и таблиц, причем отмечается наличие частных расхождений или согласованности различных данных.

После ознакомления с этими данными следует обратиться к общей характеристике особенностей распределения зональной радиации. Простейшие примеры распределения зональной радиации можно получить при рассмотрении двух крайних случаев, относящихся к очень прозрачной и очень замутненной атмосфере. Для анализа воспользуемся формулой для расчета зональной радиации, полученной Гессом и Линке [3], имеющей вид

$$D_{(z)}dz = \frac{3}{16\pi} \frac{m}{m_{\odot} - m} f(\varphi) \sin z \cos z dz \int_0^{\infty} S_{0\lambda} (p_{\lambda}^m - p_{\lambda}^{m_{\odot}}) d\lambda, \quad (1)$$

где m и $m_{\odot}$ — массы атмосферы в направлении визируемой точки и Солнца; $f(\varphi)$ — характеристика индикатрисы; p_{λ} — спектр

ральный коэффициент прозрачности. При спектральном коэффициенте прозрачности p_λ близком к 1, который обычно записывается в виде $p_\lambda = 1 - \epsilon_\lambda$, где ϵ_λ — малая величина, вместо p_λ^m и $p_\lambda^{m\oplus}$ в формулу (1) можно подставить соответственно $(1 - m\epsilon_\lambda)$ и $(1 - m_\oplus \epsilon_\lambda)$. Если при этом считать индикатрису сферической, то величина D_z , выраженная в относительных единицах по отношению к радиации всего неба, оказывается равной $1 - \cos z$. В случае равномерно яркого неба (который приводится часто для сравнения с данными, относящимися к пасмурному небу) относительная зональная радиация $D_z = (1 - \cos^2 z)$.

Сопоставив эти варианты, можно заметить, что в указанных крайних случаях D_z представляется выражением вида $(1 - \cos^q z)$ с различными значениями показателя q . Обобщая указанные элементарные зависимости, естественно использовать в качестве индекса неоднородности зональной радиации параметр $l \approx 2 - q$, который равен нулю при равномерно ярком небе, положителен при повышении яркости к горизонту и отрицателен при повышении яркости в сторону зенита.

Применение индекса l позволяет без существенного усложнения расчетов устранить некоторые частные допущения, связанные со сделанным выше выбором предельных типов изменения D_z . Устранение некоторых допущений необходимо для выяснения формы зависимости D_z от высоты Солнца при ясном небе и для обоснования оценки изменения D_z при пасмурном небе.

По простейшей оценке величины D_z при сферической индикатрисе и большой прозрачности отсутствует отмеченная по экспериментальным данным зависимость D_z от высоты Солнца. Для релеевской атмосферы такая зависимость имеется, но, как отмечалось выше, расчеты D_z в этом случае удастся провести только численным методом. Для вывода простой формулы, дающей непосредственную оценку изменения D_z , воспользуемся исходной формулой, полученной Гессом и Линке [3]

$$D_{(z)} dz = \frac{3}{16\pi} \frac{m}{m_\oplus - m} (2 + 2 \cos^2 z \cos^2 z_\oplus + \sin^2 z \sin^2 z_\oplus) \times \\ \times \sin z \cos z dz \int_0^\infty S_0 \lambda (p_\lambda^m - p_\lambda^{m\oplus}) d\lambda. \quad (2)$$

Допустив снова, что $\epsilon_\lambda = 1 - p_\lambda \ll 1$ и проведя несложные преобразования, формулу (2) можно переписать в виде

$$D_{(z)} dz \approx \frac{3 \epsilon S_0}{16\pi} [2(1 + \cos^2 z_\oplus) - (3 \cos^2 z_\oplus - 1) \sin^2 z] \sin z dz. \quad (3)$$

Выполняя интегрирование формулы (3) в пределах от $z=0$ до $z=z$ и переходя к нормированной величине D_z , получим

$$D_z \approx 1 + A_1 \cos z - B_1 \cos^3 z = A_2 + B_2 \cos^2 z_\oplus, \quad (4)$$

где коэффициенты имеют следующие значения: $A_1 = 0,375 \times$

$\times (\cos^2 z_{\odot} - 3)$, $B_1 = 0,375(\cos^2 z_{\odot} - \frac{1}{3})$, $A_2 = (1 - 1,125 \cos z + 0,125 \cos^3 z)$, $B_2 = 0,375 (\cos z - \cos^3 z)$.

Формула (4) позволяет легко получать распределения D_z при различных высотах Солнца.

При пасмурном небе D_z по экспериментальным данным не зависит от $z_{\odot}$, однако можно лишь весьма условно считать, что в этом случае небо имеет равномерную яркость.

Обоснованная оценка изменения D_z получается при использовании результатов расчета по методу В. В. Соболева [5], который вывел простую формулу для коэффициента яркости $\sigma(z, z_{\odot})$ облачного неба при большой оптической толщине облаков

$$\sigma(z, z_{\odot}) = c \left[2 + 3 \left(\frac{1-A}{1+A} \right) \cos z \right], \quad (5)$$

где A — альбеда подстилающей поверхности, а коэффициент c зависит от зенитного угла Солнца, характеристики индикатрисы x_1 , оптической толщины облаков τ_0 и альбеда A

$$c = \frac{(2 + 3 \cos z_{\odot})(1+A)}{16 + 4(3 - x_1)(1-A)\tau_0}. \quad (6)$$

Легко подсчитать, что для определения D_z в этом случае получается простая формула

$$\begin{aligned} D_z &= k \int_0^z \sigma(z, z_{\odot}) \sin z \cos z \, dz = \\ &= 1 - 0,5(1+A) \cos^2 z - 0,5(1-A) \cos^3 z, \end{aligned} \quad (7)$$

где k — нормирующий множитель, значение которого находится и учитывается в процессе расчета. Небо оказывается равномерно ярким при большой толщине облаков и максимальном значении альбеда $A=1$, тогда по формуле (7) относительная зональная радиация $D_z = 1 - \cos^2 z$.

Применение введенного выше индекса неоднородности l дает возможность систематизировать и расположить в определенном порядке результаты различных измерений и теоретических оценок величины зональной радиации D_z . По каждому значению D_z , найденному экспериментально или теоретически, может быть получено соответствующее значение индекса l , вычисленное в соответствии с его определением по формуле

$$l = 2 - \frac{\lg(1 - D_z)}{\lg \cos z}. \quad (8)$$

В свою очередь, при известном l по этой формуле может быть найдено значение D_z . Средние значения $\bar{l}$, относящиеся к определенным условиям, дают в таком случае общую характеристику

распределения зональной радиации в зависимости от границы зоны z .

Общее представление об ожидаемых и реально встречающихся значениях индекса l дает рис. 1, который построен на основании обработки литературных данных о величине зональной радиации D_z , а также о визуальной и спектральной яркости неба. Средние значения $\bar{l}$, относящиеся к фиксированным высотам Солнца, были

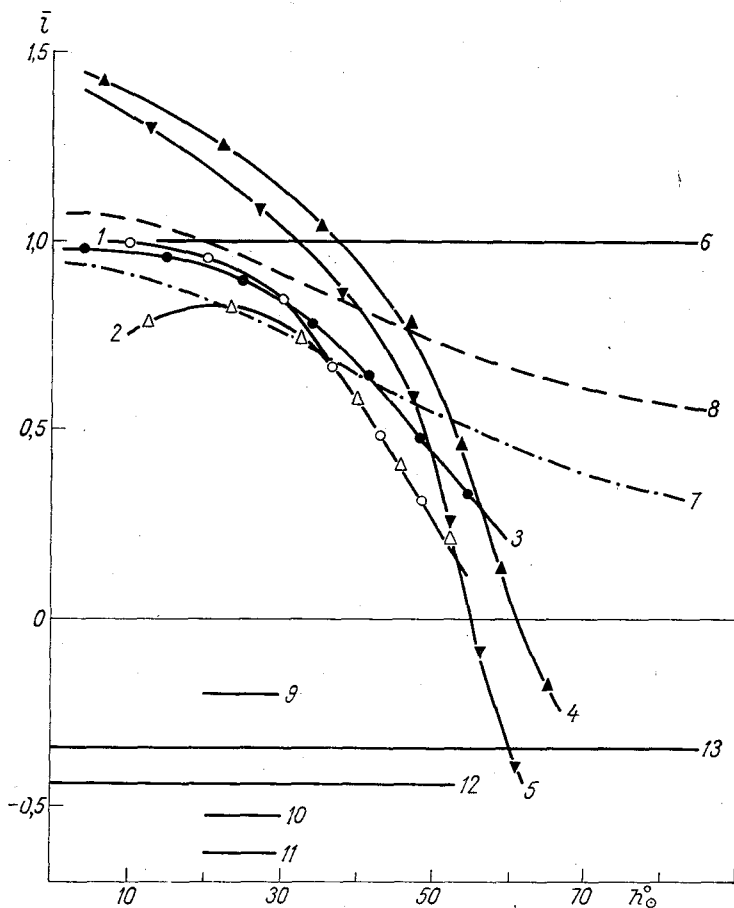


Рис. 1. Зависимость индекса неоднородности зональной радиации l от высоты Солнца $h_{\odot}$ для ясного (1—8) и пасмурного (9—13) неба по экспериментальным (1—5, 9—11) и расчетным (6—8, 12—13) данным.

Использованы материалы по рассеянной радиации (1—из статьи [1], 2, 9—из [4], 10—из [2], 11—из [7]) и яркости неба [3—в визуальной [6] и 4 ($\lambda=1,25$ мкм), 5 ($\lambda=1,40$ мкм) — в инфракрасной [8] области]. По расчетным данным: 6—для $p_{\lambda} \sim 1$ и сферической индикатрисы, 8— $p_{\lambda} \sim 1$, релеевская индикатриса [формула (4)], 7—релеевская индикатриса, по [5], 12 и 13—по методу В. В. Соболева (12—при $A=0$, 13—при $A=0,2$).

получены по отдельным значениям l , рассчитанным по формуле (8) при различных z (с шагом 10°). Следует отметить, что наибольшие отклонения отдельных значений l от соответствующего среднего значения $\bar{l}$, как правило, не превышали $\pm 0,3$.

Из рис. 1 видно, что зависимость $\bar{l}$ от высоты Солнца весьма существенна. При небольших высотах Солнца ($h_\odot < 20^\circ$) значения l близки к 1, причем нет значительных расхождений между l , полученными по данным измерений D_z и по оценкам, сделанным для очень прозрачной атмосферы при сферической и релеевской индикатрисах. При увеличении $h_\odot$ до 40° значения l убывают, удаляясь существенно по величине от оценки для релеевской индикатрисы, но уже не согласуясь с оценкой для сферической индикатрисы. При $h_\odot > 40^\circ$ значения l вычисленные по фактическим данным о D_z , продолжают резко убывать, расходясь и с оценками для релеевской индикатрисы. Еще более резкое изменение значений l в зависимости от $h_\odot$ получается по данным измерений яркости неба в инфракрасной области.

Для пасмурного неба получаются отрицательные значения l . Отметим, что значения l для ясного и пасмурного неба сближаются только при больших высотах Солнца. Экспериментальные данные о D_z в условиях пасмурного неба дали значения l , в среднем удовлетворительно согласующиеся со значениями l , найденными по данным теоретических расчетов В. В. Соболева.

На рис. 1 представлена зависимость индекса l от высоты Солнца, относящаяся к двум крайним случаям — безоблачному и пасмурному небу. Практически определенный интерес представляют отсутствовавшие до сих пор данные о суммах зональной радиации, которые могли бы быть получены на основании непрерывных измерений в течение достаточно длительного периода при наличии всевозможных изменений облачности. С этой целью на базе ГГО пос. Воейково в условиях открытого горизонта была организована регистрация радиации отдельных зон неба в период с июня по ноябрь 1973 г. Перерывы в наблюдениях возникали только при отсутствии наблюдателя, обслуживающего приборы, и по техническим причинам. Приемником радиации служил пиранометр Янишевского, помещенный в цилиндр, с помощью которого вырезалась нужная область неба, ограниченная снизу выбранным зенитным расстоянием z . Последовательный выбор определенных зон, радиация которых регистрировалась более или менее длительное время, производился с таким расчетом, чтобы в течение всех дней работы установки исключалась возможность засветки приемника яркой солнечной радиацией. Одновременно с зональной радиацией с помощью другого прибора регистрировалась рассеянная радиация всего небосвода. При первичной обработке полученных записей находились получасовые суммы радиации зоны и всего неба, по которым подсчитывались относительные величины зональной радиации. Эти исходные экспериментальные данные обобщались двумя способами. Во-первых, подсчитывались суточные суммы зональной радиации и радиации всего неба, после чего опре-

делялись относительные суточные величины зональной радиации независимо от количества и формы облаков, наблюдавшихся в течение дня. Во-вторых, по данным ежечасных наблюдений за облачностью производилась выборка из таблиц соответствующих относительных величин зональной радиации, группируемых в зависимости от формы и количества облаков, а также высоты Солнца. Следует добавить, что при обработке данных были учтены поправки на отражение от цилиндрического экрана, найденные на основании вспомогательных измерений. По обобщенным данным можно получить общее представление о степени зависимости средних значений и сумм зональной радиации от наблюдавшейся об-

Таблица

$h_{\odot}$ град.	Балл	Ясно	Cl	Ac	Cu	Cb	Sc	St	Среднее
0—20	1—3	0,7	0,8	0,7	0,7	—	0,4	—	0,6
	4—7	—	0,8	0,3	0,6	—	0,6	—	0,6
	10	—	0,7	—	0,5	0,1	0,3	0,1	0,3
30—50	1—3	—0,1	0,0	—0,1	—0,3	—	—0,3	—	—0,1
	4—7	—	—0,2	0,3	0,0	—	—0,5	—	—0,1
	10	—	—0,1	—	—0,3	—0,5	—0,6	0,1	—0,3

становки. Результаты регистрации зональной радиации представляют несомненный интерес, так как позволяют получить сведения о средних распределениях D_z при различных условиях облачности до сих пор отсутствовавшие. По материалам, собранным летом и осенью 1973 г., были вычислены значения индекса l , представленные в табл. 1.

Для упрощения значения l при ясном небе (0 баллов) помещены в строчку 1—3 балла.

Таблица 1 очень информативна, так как позволяет рассмотреть зависимость D_z от основных определяющих ее величин — высоты Солнца, количества и форм облаков. Оказывается, что при всех формах облаков (за исключением St) с ростом $h_{\odot}$ от 0—20 до 30—50° наблюдается значительное уменьшение средних значений индекса l , которое сопровождается переходом к отрицательным значениям. Следует заметить, что падение значений имеет неравномерный характер, при $h_{\odot} < 20^\circ$ значения в среднем почти не зависят от $h_{\odot}$. Зависимость средних значений l от формы облаков, приводящая к снижению l при переходе от облаков верхнего яруса к более плотным облакам нижнего яруса, оказалась выраженной более определенно по сравнению с зависимостью l от количества облаков (появляющейся по средним значениям только при

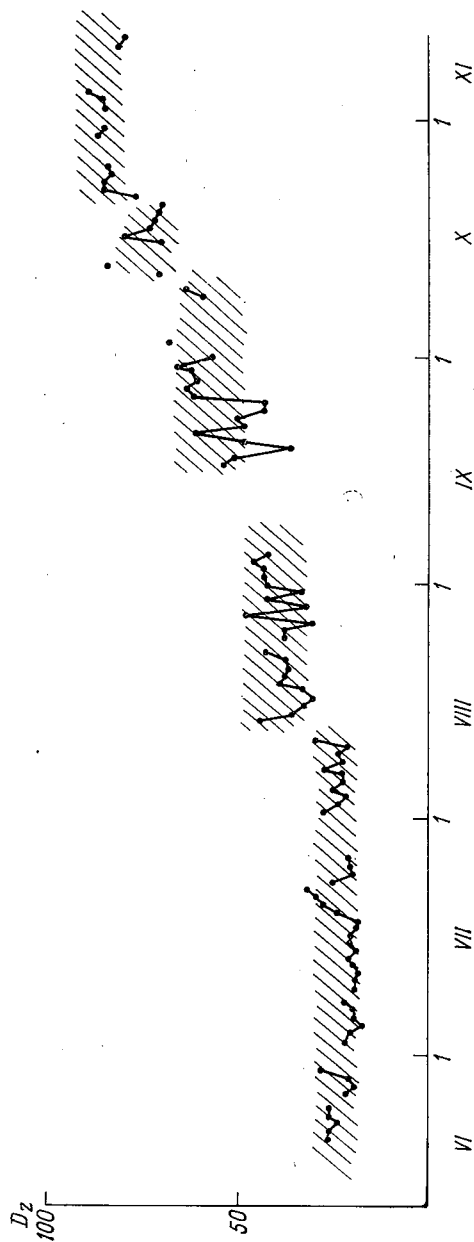


Рис. 2. Ход относительных среднесуточных сумм зональной радиации.

Штриховкой обозначена область с нижней границей при $I = 0.5$ и верхней границей при $I = -0.5$. Регистрация производилась по следующим зонам: $0-30^\circ$ (20 июня — 12 августа), $0-40^\circ$ (14 августа — 5 сентября), $0-50^\circ$ (17 сентября — 13 октября), $0-60^\circ$ (14 октября — 21 октября) и $0-70^\circ$ (22 октября — 11 ноября).

увеличении облачности до 10 баллов). Результаты, представленные в табл. 1, разумно согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 1.

Выше уже отмечалось, что значение индекса l значительно меняется в зависимости от высоты Солнца и облачности. В связи с этим встает вопрос о выборе некоторого среднего значения для подсчета сумм зональной радиации за период порядка месяца.

Достаточно определенное представление о вариациях искомых значений l , найденных непосредственно по зарегистрированным суммам зональной радиации, дает график, представленный на рис. 2. На графике дан ход относительных среднесуточных сумм D_z за весь период наблюдений для последовательно менявшихся зон: 0—30, 0—40, 0—50, 0—60, 0—70° (по z). Число отдельных значений относительных получасовых сумм D_z , использованных при составлении графика, превышает 2000. Границы заштрихованных полос, внутри которых в подавляющем большинстве случаев располагаются кривые относительных суточных сумм D_z , соответствуют значениям индекса $l=0,5$ (внизу) и $l=-0,5$ (вверху), т. е. эти границы оказываются достаточно широкими для охвата реально наблюдаемых условий. Значения индекса l , вычисленные по значениям D_z , осредненным для каждой зоны по всем дням наблюдений, равны 0,22; 0,18; 0,14; 0,04; 0,29 соответственно для зон от 0—30 до 0—70° с шагом через 10° по z . Эти значения можно считать достаточно определенными, так как они получены по результатам регистрации D_z . Анализируя их, можно сделать вывод, что суммы зональной радиации за период порядка месяца при реально наблюдавшейся облачности оказались только в первом приближении близкими к суммам, которые могут быть вычислены для равномерно ясного неба.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гараджа М. П., Евневич Т. В., Незваль Е. И. Распределение рассеянной солнечной радиации по зонам неба для различных участков спектра при отсутствии облачности.— «Метеорол. и гидрол.», 1972, № 11, с. 50—57.
2. Калитин Н. Н. Актинометрия. Л., Гидрометеиздат, 1938. 324 с.
3. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Л., Гидрометеиздат, 1954. 600 с.
4. Пылдмаа В. О распределении рассеянной радиации по небосводу.— В кн.: Исследования по физике атмосферы. Вып. 4. Тарту, 1963, с. 111—119.
5. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., Гостехтеоретиздат, 1956. 391 с.
6. Тверской П. П. Курс геофизики, ч. 2. Изд. 2-е. Л.—М., ОНТИ, 1934. 216 с.
7. Янишевский Ю. Д. Вопросы методики измерений пиранометрами и рассеянная радиация в Павловске.— «Тр. ГГО», 1951, вып. 26(88), с. 5—45.
8. Яркость дневного безоблачного неба (экспериментальные данные). Сост. и ред. В. И. Кушпиль. Л., 1971. 164 с.

*В. В. ОСЕЧКИН, Г. П. ГУЩИН, Л. Д. ПРИБЫТКОВ,
В. Г. САМОЙЛОВИЧ, М. Т. ДМИТРИЕВ*

САМОЛЕТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМ МЕТОДОМ

В последнее время в литературе большое внимание уделяется вопросам переноса озона в тропосфере. Исследования, выполненные в основном за рубежом, показали, что вариации тропосферного озона обуславливаются не только циркуляционными, но и фотохимическими факторами [11, 13, 14, 18]. Оказалось, что методы фотохимии, которым в течение длительного времени отдавалось предпочтение в исследованиях формирования стратосферного озона, в определенных условиях можно успешно применять и при изучении механизмов химических реакций малых газовых компонентов тропосферы и нижней стратосферы.

Для изучения фотохимических реакций озона с малыми компонентами тропосферы, исследования процессов поступления озона из стратосферы в тропосферу и анализа переноса озона в тропосфере обычно пользуются данными о вертикальном распределении концентрации озона над отдельными пунктами зондирования мировой озонметрической сети.

Большое значение при проведении исследований подобного рода имеют данные самолетного зондирования озона. Самолетный метод зондирования следует рассматривать как дополнение к существующей сети озонзондировочных станций. Широкое использование рейсовых самолетов гражданской авиации в качестве зондировщиков озона обеспечивает необходимый сбор данных с больших горизонтальных пространств за достаточно короткий промежуток времени. Кроме того, самолетный метод озонзондирования атмосферы может быть единственным источником информации об атмосферных процессах над малоосвещенными в метеорологическом отношении районами.

Самолетные исследования атмосферного озона в нашей стране и за рубежом до 1962 г. выполнялись преимущественно путем электрохимического анализа атмосферного воздуха по методу Эмерта — Глюкауфа в его различных модификациях [12, 15]. Эти исследования подробно рассмотрены в работах [3, 9, 10].

В 1962 г. в США Регенер [17] сконструировал качественно новый тип самолетного озонметра, принцип действия которого основан на хемилюминесцентной реакции озона с сухим органическим соединением родамином В (из класса ксантеновых красителей). Следует отметить, что в первых модификациях хемилюминесцентного озонметра Регенер [16] в качестве чувствительного элемента прибора использовал люминол (трехаминофталевый гидразид). Впоследствии Регенер отказался от использования люминола, так как для полноты хемилюминесцентной реакции озо-

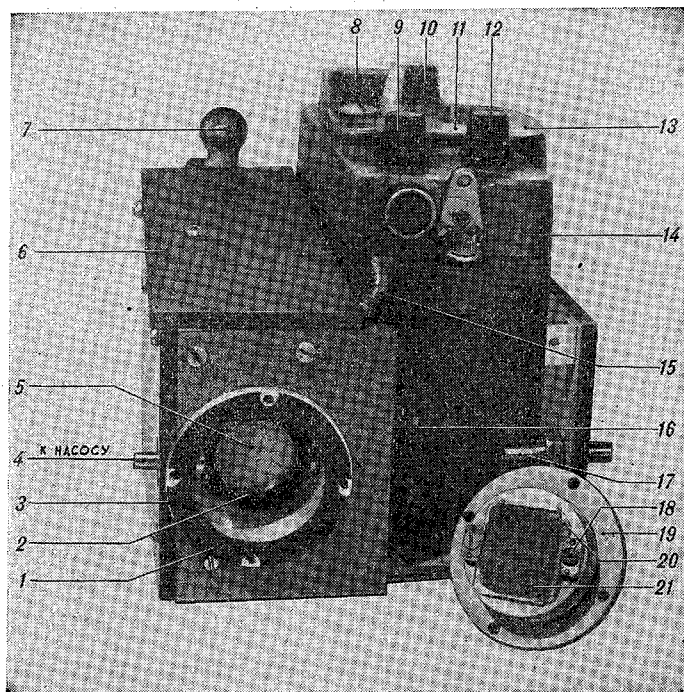


Рис. 1. Внешний вид хемилюминесцентного озонметра. Справа кассета с хемилюминофором.

на с люминолом требовалось постоянное присутствие определенного количества влаги. Очевидно, что создание специального увлажнителя воздуха измерительной камеры повлекло бы за собой усложнение конструкции прибора и, естественно, увеличение его веса и габаритов.

В описываемом ниже самолетном хемилюминесцентном озонметре в качестве чувствительного элемента использован хемилюминофор, приготовленный из отечественного родамина С по технологии Регенера [17] с незначительными изменениями.

Самолетное зондирование атмосферного озона осуществлялось путем хемилюминесцентного анализа воздуха, отбираемого от компрессора двигателя реактивного самолета, выполнявшего крейсерский полет в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Правомерность таких исследований применительно к озону экспериментально доказана в работах Тифенау [19], Зайлера [18] и Комхира [7]. Теоретическое обоснование возможности проведения исследований пространственного распределения атмосферного озона путем химического анализа воздуха, отбираемого от компрессора авиадвигателя реактивного самолета, получено в работе [8].

Хемилюминесцентный озонометр сконструирован на базе сцинтилляционного радиометра СРП-2 («Кристалл») (рис. 1).

Прибор состоит из двух основных частей: блока датчика, в который входит хемилюминесцирующий экран 21 и фотоэлектронный умножитель в кожухе 6, и контрольного пульта 14.

В лабораторных условиях в качестве хемилюминесцирующей мишени мы вначале использовали фильтровальную бумагу, смоченную в растворе люминола, приготовленном по прописи [4]. Однако последующие исследования показали, что использование хемилюминесцирующей мишени из фильтровальной бумаги для измерения озона в условиях длительных полетов практически невозможно ввиду быстрого падения чувствительности хемилюминофора.

Внедрение в практику отечественной озонометрии хемилюминесцентного метода стало возможно благодаря работе Л. Г. Большаковой [2], которая экспериментально показала, что родамин С, приготовленный по технологии Регенера, может успешно использоваться в качестве чувствительного элемента хемилюминесцентного озонометра. Большаковой удалось снять спектр свечения родамина С под воздействием озона. Оказалось, что свечение родамина С происходит в широкой желто-красной области спектра в диапазоне длин волн 5600—7000 Å. Снятие спектра свечения позволило в качестве усилителей световых сигналов, возникающих в результате хемилюминесцентной реакции, использовать фотоэлектронные умножители ФЭУ-35 и ФЭУ-38. Применение указанных ФЭУ позволило перейти к непосредственному конструированию хемилюминесцентного озонометра.

Хемилюминофор по технологии Регенера с незначительными изменениями приготавливают следующим образом.

Фракцию силикагеля АСМ с размерами зерен 0,05—0,1 мм прокаливают в сушильном шкафу при температуре 200°C в течение четырех часов. После прокаливания силикагель смешивают с водным раствором родамина С (2 г на 1 л дистиллированной воды) до получения текучей массы. Полученное вещество сушат в фарфоровой чашке в сушильном шкафу при температуре 100°C в течение трех-четырех часов. Затем порошок истирают в фарфоровой ступке и далее высушивают в вакуумном сушильном шкафу (при остаточном давлении 20—50 мм рт. ст.) при температуре 180—

200°C в течение 10 ч. После сушки к порошку добавляют водный раствор гуммиарабика (30 г на 1 л дистиллированной воды) снова до получения текучей массы, которую наносят тонким слоем на стеклянную пластинку 20 (см. рис. 1) с помощью специальной стеклянной палочки. После этого процесс сушки повторяется. Приготовленный таким образом хемилуминофор приобретает красномалиновый цвет. Благодаря гуммиарабику хемилуминофор плотно держится на стеклянной пластинке, расположенной в приборе в вертикальном положении.

Хемилуминофор, приготовленный по описанной выше технологии, устойчив к кислороду и, в отличие от люминола, не обладает свойством самосвечения.

Выполненные нами исследования показали, что если стеклянные пластинки с хемилуминофором хранить в боксах с притертой крышкой, окрашенных в черный цвет, то высокая чувствительность хемилуминофора сохраняется в течение 3—4 месяцев. Каждую стеклянную пластинку рекомендуется хранить в отдельном боксе.

Пластинка с хемилуминофором устанавливается в вертикальном положении в кассете 19 и закрепляется разъемными винтами 18. Кассета 19 плотно привинчивается к окну 3 фотокатода 5 с помощью винтов.

В блок датчика входит фотоэлектронный умножитель ФЭУ-35 с фотокатодом 5. Фотоэлектронный умножитель предназначен для преобразования световых сигналов, возникающих в результате воздействия озона на хемилуминофор, в электрические. ФЭУ-35 размещен в светозащитной алюминиевой трубке, установленной в кожухе 6 (на рис. 1 алюминиевая трубка не видна).

ФЭУ-35 относится к фотоэлектронным умножителям спектрметрического типа. Специфическими требованиями, предъявляемыми к подобным приборам, согласно [6], являются необходимость полного сбора электронов с фотокатодов различных диаметров на первый диод, равномерность чувствительности фотокатода по всей его площади, а также пропорциональность между амплитудой выходного сигнала и числом фотонов в световой вспышке.

Для удовлетворения перечисленным выше требованиям размеры пластинки с хемилуминофором (30×30 мм) специально увеличены по сравнению с диаметром фотокатода 25 мм по всей площади.

Для исключения попадания паразитных рассеянных световых потоков на баллон и фотокатод ФЭУ между кассетой 19 и окном 3 фотокатода 5 установлена резиновая прокладка 1.

Известно, что стабильность работы фотоэлектронных умножителей всех типов зависит от стабильности источников питания, рабочий режим которых устанавливается в зависимости от назначения прибора. Поэтому для обеспечения стабильности работы ФЭУ-35 в его делителе напряжения предусмотрена возможность регулировки рабочего напряжения питания. Этим обстоятельством

мы и воспользовались, включив в схему делителя напряжения потенциометр 7, который используется как дополнительный регулятор режима при установке стрелки прибора на режимную отметку. Кроме того, потенциометр снижает постоянное напряжение бортовой сети 27 В до режимного 23 В, на которое рассчитана эксплуатация ФЭУ-35.

В лаборатории работа прибора проверялась от промышленной сети переменного тока 220 В через понижающий трансформатор, выпрямитель и специально сконструированный стабилизатор напряжения.

На лицевой панели 13 контрольного пульта 14 вмонтирован микроамперметр М132 со шкалой 11, переключатель диапазонов 10, выключатель 12, регулятор режима 9 и регулятор усиления 8, установленный на максимальную чувствительность под заглушку. Блок датчика в кожухе 6 смонтирован неподвижно относительно корпуса контрольного пульта и связан с последним посредством кабеля 15.

Атмосферный воздух от компрессора авиадвигателя поступает по системе кондиционирования в кабину через специальные отверстия. У одного из таких отверстий в кабине самолета устанавливается тефлоновая трубка, другой конец которой подключается к входному отверстию 16 в измерительной камере 2 (на рис. 1 отверстие 16 находится за панелью окна ФЭУ).

Анализируемый воздух подается через измерительную камеру с помощью специально сконструированного малогабаритного ротационного насоса, работающего от авиационного мотора мощностью 75 Вт. Проанализированный воздух выводится из камеры через трубку 4. Расход воздуха выдерживается постоянным 1 л/мин с помощью винтовых ротаметров и измеряется реометром РС-3А.

Озонометр работает следующим образом. При протягивании озонированного воздуха через измерительную камеру прибора на поверхности хемилюминофора возникает хемилюминесцентная реакция озона с хемилюминофором. В результате этой реакции хемилюминофор излучает свет, фотоны которого воздействуют на чувствительную поверхность фотокатода ФЭУ и вырывают из нее электроны. Таким образом фотокатод становится источником первичных электронов, поток которых вызывает ток эмиссии, пропорциональный интенсивности падающего света. Поток электронов, сфокусированный электронно-оптической системой, попадает в умножительную систему, где происходит усиление электрического сигнала посредством вторичной электронной эмиссии. Электрические сигналы на выходе озонометра регистрируются микроамперметром М132.

Описываемым хемилюминесцентным озонометром можно производить измерения озона в широком диапазоне концентраций от 0 до 3 мг/м³. Это достигается вследствие того, что радиометр СРП-2 имеет три поддиапазона измерений выходных сигналов: I—0—10 мкА, II—0—50 мкА, III—0—250 мкА.

Переключение поддиапазонов производится с помощью переключателя диапазонов 10 (см. рис. 1) в зависимости от ожидаемого при измерениях уровня озона. Поддиапазон I используется при измерении микроконцентраций озона от 0 до 0,12 мг/м³, поддиапазон II — 0 до 0,6 и поддиапазон III — от 0 до 3 мг/м³. При

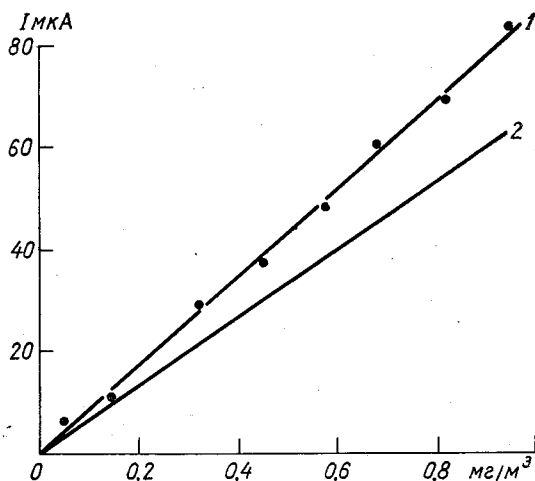


Рис. 2. Зависимость выходного сигнала хемилюминесцентного (1) и электрохимического (2) озонометров при расходе анализируемого воздуха 1 л/мин. Прямая 2 рассчитана по данным [1].

проведении экспериментальных полетов в верхней тропосфере мы при регистрации озона, как правило, пользовались поддиапазоном I; при стратосферных полетах, когда концентрация озона значительно превышала 0,1 мг/м³, прибор переключался на поддиапазон II. Очевидно, что при измерениях концентрации атмосферного озона достаточно пользоваться поддиапазонами I и II, так как в этих случаях прибор может регистрировать любые концентрации озона, возможные в атмосфере. Поддиапазон III использовался при проведении градуировочных испытаний прибора в условиях высоких концентраций озона.

Хемилюминесцентный озонометр — не абсолютный прибор. Для определения концентрации озона в абсолютных единицах прибор градуировался по стандартному химическому методу [5] по известным концентрациям озона, которые создавались с помощью дозатора, работавшего на основе электролиза хлорной кислоты. Анализ отобранных проб на озон осуществлялся химическим методом [5]. Точность прибора $\pm 6\%$.

Градуировка прибора производилась при концентрациях озона от 0 до 3 мг/м³. Наиболее стабильные результаты были получены для концентраций в интервале 0—1 мг/м³ (рис. 2). При концентрациях озона более 1 мг/м³ озонметр давал заниженные показания, что, по-видимому, связано с пересыщением хемилуминофора озоном.

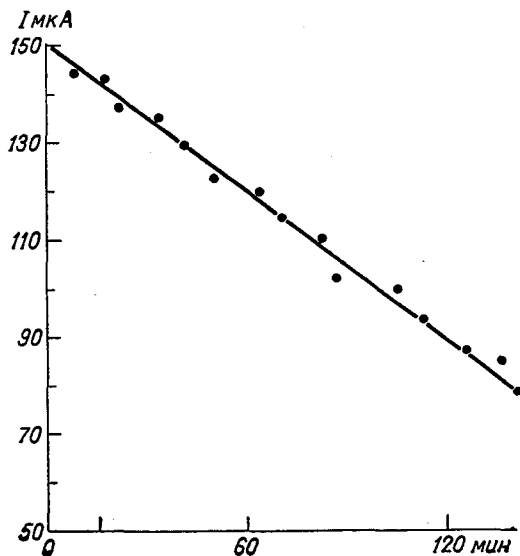


Рис. 3. Изменение чувствительности озонметра при непрерывном кондиционировании озono-воздушной смеси (расход 2 л/мин).

Исследование чувствительности прибора при непрерывном кондиционировании озonoвоздушной смеси показало, что чувствительность прибора быстро падает. При расходе озonoвоздушной смеси 2 л/мин выходной сигнал прибора за 2 ч упал со 150 до 90 мкА, т. е. на 60% (рис. 3). Такое падение сигнала означает неполноту хемилуминесцентной реакции при непрерывном кондиционировании. Следовательно, описываемый прибор не может использоваться при непрерывной регистрации озона. При отдельных включениях прибор показывает высокую чувствительность в течение 3—4 месяцев без замены пластинки с хемилуминофором.

Для сравнения чувствительности хемилуминесцентного и электрохимического [1] озонметров была выполнена серия параллельных измерений озона обоими приборами. Сравнение показаний приборов, произведенное в лаборатории и в условиях полета, обнаружило, что выходные сигналы хемилуминесцентного озонметра систематически превышают показания электрохимического озонметра в среднем на 40% (рис. 2).

Хемилюминесцентным озонометром проводились измерения концентрации озона на самолетах ТУ-104, ТУ-114 и ИЛ-62, выполнявших регулярные рейсы на различных воздушных трассах СССР. В ряде исследовательских полетов измерения озона производились параллельно хемилюминесцентным и электрохимическим методами. Результаты измерений атмосферного озона на одной из воздушных трасс представлены на рис. 4.

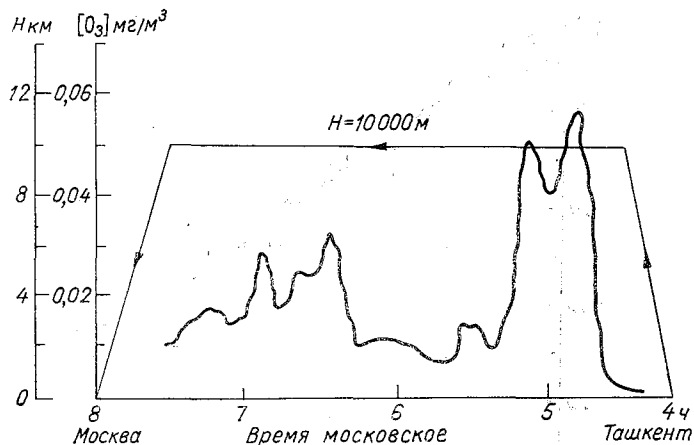


Рис. 4. Концентрация атмосферного озона на воздушной трассе Ташкент — Москва. Самолет ИЛ-62. 24 апреля 1973 г.

Хемилюминесцентный озонометр предназначен для исследований атмосферного озона в тропосфере и нижней стратосфере на воздушных трассах реактивных самолетов. При систематических измерениях концентрации озона прибор нуждается в периодической тщательной градуировке по стандартному химическому методу. После смены хемилюминофора необходима дополнительная градуировка.

Расход анализируемого воздуха через измерительную камеру прибора должен выдерживаться строго постоянным и соответствовать расходу озонозооной смеси, при котором производилось градуирование озонометра. Такова особенность хемилюминесцентных методов измерения концентраций газов.

В заключение следует отметить, что при необходимости озонометр может использоваться для измерения озона в приземном воздухе как в стационарных, так и в полевых условиях. В частности, А. К. Сулов в августе 1973 г. описанным выше озонометром провел серию измерений озона в горах Памиро-Алая на перевале Анзоб (3600 м над ур. м), где были обнаружены большие межсуточные вариации озона от 0,01 до 0,12 mg/m^3 . Измеряя озон в приземном воздухе при высокой влажности, необходимо между

трубками озонметра 16 и 17 (см. рис. 1) вставлять колонку-осушитель из фосфорного ангидрида для предохранения хемилюминофора от непосредственного воздействия атмосферной влаги.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперин В. З. Кулонометрическое определение микроконцентрации озона с помощью ячейки с непроточным электролитом.— В кн.: Автоматизация химических производств. Вып. 5. М., 1969, с. 98—103.
2. Большакова Л. Г., Васильева В. А. О хемилюминесценции родамина С.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 6. Л., 1968, с. 78—86.
3. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеониздат, 1963. 267 с.
4. Дмитриев М. Т., Китросский Н. А. О специфичных анализах малых концентраций озона. Хемилюминесцентный анализатор озона.— «Журн. физической химии», 1968, т. 42, № 12, с. 3125—3127.
5. Инструктивно-методические указания по организации исследования загрязнения атмосферного воздуха. М., 1963. (Министерство здравоохранения СССР.)
6. Кацнельсон Б. В., Калугин А. М., Ларионов А. С. Электровакуумные, электронные и ионные приборы. Ч. 1. М., «Энергия», 1970.
7. Махта Л., Комхир У. Д. Озон в кабинах самолетов.— «Бюлл. ВМО», 1973, т. 22, № 4, с. 270—276.
8. Осечкин В. В. О возможности исследования пространственного распределения атмосферного озона с помощью озонметра, установленного в кабине самолета.— «Метеорология и гидрология», 1974, № 2, с. 103—107.
9. Ракетные исследования верхней атмосферы. Под ред. Р. Л. Ф. Бойда и М. Дж. Ситона. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1957.
10. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеониздат, 1973, 291 с.
11. Bishof W., Fabian P. Meridional tropospheric ozone distribution north of 50°N from airplane measurements.— "Pure and Appl. Geophys.", 1973, vol. 106—108, N 5—7, p. 1041—1043.
12. Ehmert A. Über den Ozongehalt der unteren Atmosphäre bei winterlichen Hochdruck-Wetter nach Messungen im Flugzeug. "Forsch. und Erf. Ber. d. RWD", Berlin, 13, 1941.
13. Fabian P. A theoretical investigation of tropospheric ozone and stratospheric-tropospheric exchange processes.— "Pure and Appl. Geophys.", 1973, vol. 106—108, N 5—7, p. 1044—1057.
14. Fabian P., Pruchniewicz P. G. Meridional distribution of tropospheric ozone from ground-based registration between Norway and South Africa.— "Pure and Appl. Geophys.", 1973, vol. 106—108, N 5—7, p. 1027—1035.
15. Glückauf E., Heal H. G., Martin G. R., Paneth F. A. A method for the continuous measurement of the local concentration of atmospheric ozone.— "J. Chem. Soc.", 1944, p. 1—4.
16. Regener V. H. On a sensitive method for the recording of atmospheric ozone.— "J. Geophys. Res.", 1960, vol. 65, N 12, p. 3975—3977.
17. Regener V. H. Measurement of atmospheric ozone with the chemiluminescent method.— "J. Geophys. Res.", 1964, vol. 69, N 18, p. 3795—3800.
18. Seiler W., Warneck P. Decrease of the carbon monoxide ratio at the tropopause.— "J. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 18, p. 3204—3214.
19. Tiefenau H., Pruchniewicz P. G., Fabian P. Meridional distribution of tropospheric ozone from measurements aboard commercial airliners.— "Z. Geophys.", 1972, Bd 38, H. 1, 145—151.

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ НА ЭВМ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОТОКА ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Прозрачность атмосферы для интегрального потока прямой солнечной радиации является важной характеристикой физического состояния атмосферы. Она используется в качестве одного из параметров для исследования связей спектральной прозрачности атмосферы в ИК области спектра с метеорологическими условиями. Вместе с тем эта характеристика приобретает более общее значение в связи с исследованиями загрязнения атмосферы. Для ряда станций актинометрической сети производится вычисление характеристик прозрачности атмосферы по данным наблюдений по актинометру. В настоящее время проводится работа по автоматизации сетевых наблюдений, в том числе и актинометрических. В связи с этим появляется потребность в машинной обработке получаемых данных.

В работе приводится алгоритм программы, с помощью которой вычисляется коэффициент прозрачности атмосферы. Алгоритм основан на методических указаниях [1].

Основную трудность при составлении такого алгоритма представляет приведение измеренных величин интенсивности радиации к одной и той же высоте Солнца h . В методических указаниях такое приведение осуществляется с помощью таблицы, основанной на большом экспериментальном материале. По этой таблице интенсивность радиации при высоте Солнца $h=30^\circ$, выбранной за основную, находится по измеренной интенсивности и высоте Солнца, при которой производилось измерение. Значения интенсивности в таблице для $h=30^\circ$ приведены с шагом $0,01 \text{ кал.см}^{-2} \times \text{мин}^{-1}$.

Для фиксированного уровня радиации зависимость величины радиации от массы, заложенная в таблице методических указаний, аппроксимировалась полиномом третьей степени

$$S = a_1 m^3 + a_2 m^2 + a_3 m + a_4.$$

Коэффициенты полинома вычислялись методом наименьших квадратов для уровней радиации с шагом $0,05 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$. Таким образом, вся таблица методических указаний, была представлена в виде семейства кривых в координатах (S, m) . Значения полученных коэффициентов полиномов приведены в табл. 1.

Точность такой аппроксимации достаточно велика. Отклонения величины радиации, вычисленной по полиному, от значений, приведенных в таблице, не превышают 1%. Эти отклонения связаны главным образом с разбросом экспериментальных данных, которые легли в основу таблицы.

Таблица 1

a_1	a_2	a_3	a_4	a_1	a_2	a_3	a_4
1,5058	-0,5411	0,0834	-0,0046	1,7082	-0,3540	0,0423	-0,0021
1,5425	-0,5282	0,0797	-0,0043	1,7445	-0,3448	0,0408	-0,0020
1,5894	-0,5260	0,0794	-0,0044	1,7501	-0,3117	0,0341	-0,0016
1,6215	-0,5129	0,0761	-0,0042	1,7399	-0,2638	0,0289	-0,0008
1,6685	-0,5150	0,0778	-0,0044	1,7524	-0,2359	0,0174	-0,0004
1,6366	-0,4518	0,0634	-0,0034	1,7474	-0,1945	0,0092	+0,0001
1,6592	-0,4335	0,0602	-0,0033	1,7714	-0,1819	0,0093	-0,0000
1,6808	-0,4124	0,0554	-0,0030	1,8000	-0,1655	0,0069	+0,0001
1,6970	-0,3863	0,0496	-0,0026	1,8315	-0,1580	0,0080	-0,0000

На ЭВМ производилось вычисление интенсивности прямой солнечной радиации для атмосферной массы в момент измерений по отсчетам актиометра согласно методике [1]. Для этой же массы находились значения всех аппроксимирующих полиномов. Затем производился поиск тех полиномов, между значениями которых лежит величина измеренной интенсивности.

Процедура интерполяции заключалась в следующем. Определялось отношение абсолютных величин разностей между значением измеренной радиации и значениями ближайших полиномов. Для найденных таким образом двух полиномов вычислялись их значения при массе $m=2$ и, сохраняя вычисленное для массы в момент измерений указанное выше отношение, определялась величина измеренной радиации, приведенной к основной массе $m=2$.

Таким образом, была составлена программа для получения коэффициента прозрачности атмосферы, использующая описанный выше алгоритм приведения измеренной интенсивности радиации к одной высоте Солнца. Вычисленные на машине и подсчитанные вручную значения коэффициента прозрачности отличаются не более чем на 1%. Точность может быть увеличена, если аппроксимировать таблицу большим числом полиномов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов (групп) гидрометеорологических обсерваторий УГМС. Л., 1965.

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ ФОРМУЛЫ АНГСТРЕМА

В основной формуле, описывающей ослабление в видимой области спектра спектральных потоков прямой радиации (I_λ), по закону Бугера

$$I_\lambda = I_{0\lambda} e^{-(\alpha\lambda^{-4} + \tau_\lambda + \beta\lambda^{-n})m}, \quad (1)$$

где $I_{0\lambda}$ — внеатмосферное значение радиации при длине волны λ ; член $\alpha\lambda^{-4}$ в показателе степени описывает молекулярное (релеевское) ослабление; τ_λ — поглощение озоном в полосе Шапню; член $\beta\lambda^{-n}$ — аэрозольное ослабление в форме, предложенной Ангстремом. Ангстрем ввел это выражение как удобную эмпирическую закономерность по аналогии с законом Релея $\alpha\lambda^{-4}$. Ангстрем явно не указывал границу применимости предложенной им закономерности по длинам волн. Можно, однако, считать, что им установлена граница при 1 микроне тем, что в β вложен физический смысл показателя аэрозольного ослабления при 1 микроне; β назван им «коэффициентом мутности».

Методика применения в актинометрии стеклянных фильтров с широкой областью пропускания ($0g_1$; Rg_2 Шотта), предложенная Ангстремом и использованная многими исследователями, дала значительный материал по значениям параметров n и β в различных пунктах. В качестве наиболее вероятного значения n Ангстрем указал 1,3. При расчетах обычно принимается это значение.

Наблюдения над спектральной прозрачностью при помощи набора интерференционных фильтров и актинометра Фейснера (чувствительностью 10,8 мВ (кал·см⁻²·мин⁻¹); угол зрения 10°) проводятся нами с 1963 г. по настоящее время (в 1963—1969 гг. совместно с О. Д. Бартеневой и Н. И. Никитинской). В 1963—1969 гг. были использованы следующие фильтры с длинами волн в максимуме пропускания (в нм): 348, 396, 454, 499, 566, 680, 754, 805, 1007 и дополнительно фильтр с $\lambda_{\max}=942$ нм в полосе поглощения водяным паром. С 1971 г. используется набор фильтров с $\lambda_{\max}$ (в нм): 352, 375, 404, 456, 503, 555, 672, 698, 746, 798, 998 и дополнительно фильтр с $\lambda_{\max}=952$ в полосе H₂O. В качестве измери-

тельного прибора применяется нами усилитель постоянного тока Ф-116/1. Снятие отсчетов по 12 фильтрам занимает 4 мин.

Обработка каждой серии наблюдений по всем фильтрам завершается графическим осреднением путем проведения прямой линии по всем точкам, представляющим зависимость логарифма аэрозольного показателя ослабления от логарифма длины волны, причем тангенс угла наклона прямой определяет n , а начальная ордината при $\lambda=1$ мкм определяет β . При этой обработке используются данные всех фильтров, кроме фильтров в полосах поглощения H_2O ,—11 экспериментальных точек (в 1963—1969 гг.—9 точек). Наличие фильтров до 1 мкм позволяет получить β без экстраполяции.

Фильтры в полосе рот поглощения H_2O использованы для измерения содержания водяного пара в атмосфере путем измерения по методу оптической гигрометрии отношения радиации, прошедшей сквозь фильтр в полосе поглощения с $\lambda_{\max}=952$ нм к радиации, прошедшей сквозь фильтр $\lambda_{\max}=998$ нм, т. е. в соседнем участке вне полосы.

При помощи этой аппаратуры выполнены нами экспедиционные измерения спектральной прозрачности атмосферы в 9 пунктах Советского Союза. Наблюдения производились в диапазоне длин волн 0,35—1,0 мкм, охватывающем весь интервал от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра. Этот интервал физически ограничен со стороны коротких длин волн поглощением озона и со стороны длинноволновой границы полосами поглощения радиации водяным паром. Таким образом, интервал 0,35—1,0 мкм — это большое окно прозрачности атмосферы.

Изучение прозрачности во всем окне имеет практическое значение для всех естественных и искусственных приемников радиации, чувствительность которых лежит в указанных пределах.

Использование полосы рот водяного пара, находящейся внутри этого окна, позволяет измерять содержание H_2O в атмосфере.

Формула Ангстрема, описывающая аэрозольное ослабление, является простой и удобной для практического применения во всем изучаемом интервале длин волн большого окна прозрачности.

Измерение спектральных потоков радиации в указанном интервале позволяет получить, не прибегая к экстраполяции, параметр β Ангстрема с точностью, достаточной для того, чтобы пользоваться им для характеристики аэрозольной прозрачности.

Усложнять зависимость аэрозольного ослабления внутри окна прозрачности путем разбиения всего интервала 0,35—1,0 мкм на несколько частей, в каждой из которых искать свою зависимость показателя ослабления от длины волны в форме Ангстрема или в другой форме, нецелесообразно по ряду соображений, которые связаны с рассмотрением ошибок метода. Как видно из формулы Бугера (1), чтобы решить ее относительно n , нужно два раза прибегнуть к логарифмированию, что влечет за собой большие ошибки при определении параметра n .

Если сужать интервал длин волн, по которым определять параметр n , то это еще более увеличивает погрешность, что следует из формулы для определения ошибки величины n , данной нами в [1]. Если определять величину n по двум длинам волн (λ_1 и λ_2), то абсолютная погрешность

$$\Delta n = \frac{0,434}{\lg \lambda_1 - \lg \lambda_2} \left(\frac{\Delta d_{\lambda_1}^*}{d_{\lambda_1}^*} + \frac{\Delta d_{\lambda_2}^*}{d_{\lambda_2}^*} \right). \quad (2)$$

Здесь d_{λ}^* — аэрозольный показатель ослабления при десятичном основании логарифмов, который в процессе обработки наносится на график в логарифмическом масштабе. По сделанным в [1] оценкам погрешность $\Delta n = 0,3$ при значении $d_{\lambda}^* = 0,020$ и при использовании интервала длин волн 0,35—1,0 мкм. При использовании меньшего интервала длин волн ошибка Δn будет больше указанной величины.

Существенно также, что нет никаких объективных причин для выбора более узких интервалов, кроме наличия тех или иных фильтров у исследователей.

Наконец, особенно важно заметить, что зависимость, определенная по малому интервалу и потому по малому числу фильтров, может дать n с большой погрешностью. Очевидно, максимальная ошибка при прочих равных условиях, получается при использовании двух фильтров. В этом случае закономерность получается по двум экспериментальным точкам. Именно этот вариант методики определения параметра n рекомендуется Всемирной Метеорологической Организацией при использовании солнечного фотометра Фольца, в котором применяются два интерференционных фильтра с $\lambda_{\max}$ 380 и 500 нм. Также в Методических указаниях по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристикам атмосферных аэрозолей [2] из шести фильтров, используемых для измерения спектральной прозрачности в интервале длин волн 344—627 нм, для определения n рекомендуются только два фильтра (с $\lambda_{\max}$ 369 и 530 нм).

Использование одиннадцати экспериментальных точек в интервале 0,35—1,0 мкм является существенным преимуществом нашей методики определения n . Практически абсолютная ошибка величины n , определенная с помощью такого набора интерференционных фильтров, в средних условиях прозрачности не более 0,1.

Вопрос об ошибке параметров Ангстрема должен рассматриваться в зависимости от условий прозрачности атмосферы. Как видно из формулы (2), чем меньше аэрозольный показатель ослабления, тем больше ошибка величины n и связанная с ней ошибка параметра β .

Встает, таким образом, вопрос о диапазоне прозрачности атмосферы, в котором могут быть при применении существующих методов получены параметры Ангстрема. Наложение нами жесткого требования выполнения закономерности Ангстрема с одним значением n для интервала длин волн 0,35—1,0 мкм имеет смысл,

если эта закономерность в данном интервале достаточно универсальна, т. е. всегда или почти всегда выполняется. Ответ на этот вопрос дает анализ полученного нами по единой методике материала в следующих пунктах: Хорог (1963, 1968 г.), Репетек (1966 г.), Воейково (1968, 1972, 1973 гг.), Карадаг (1967, 1972 гг.), Байкал (1969 г.), Пицунда (1971 г.), Душанбе (1973 г.), остров Артема (1973 г.), Терскол (1973 г.).

Во всех перечисленных пунктах постоянно выполнялась зависимость показателя ослабления аэрозолями от длины волны в формуле, предложенной Ангстремом. Параметры n и β определяются тем увереннее, чем выше показатель ослабления, что также следует из формулы (2).

Чем меньше показатели ослабления, тем больше их относительная погрешность. Встает вопрос о том, до какой наибольшей прозрачности может быть применена формула Ангстрема, т. е. о верхней границе по прозрачности.

Обратимся к рассмотрению результатов наблюдений во время экспедиции в Терскол, которые были выполнены нами в июле 1973 г.

Наблюдения проходили на базе Высокогорного геофизического института в ущелье Терскол (Приэльбрусье) на высоте 2146 м над ур. м.

Все восемь дней наблюдений в Терсколе (3, 4, 5, 6, 8, 9, 12 и 18 июля) характеризовались очень высокой прозрачностью, которая мало менялась в течение каждого дня и в течение всего периода экспедиции. Для характеристики условий прозрачности можно использовать проводившиеся синхронно с измерениями спектральных потоков радиации измерения интегральных потоков по принятой методике сетевых актинометрических наблюдений (актинометр АТ-50). При обработке этих наблюдений применялась принятая на сети методика С. И. Сивкова по определению характеристик прозрачности атмосферы. По этой методике осуществлялось приведение к абсолютной массе с учетом давления (в среднем для Терскола 790 мбар). Значения интегрального коэффициента прозрачности $P_{\text{инт}}$, приведенного к абсолютной массе, было 0,75—0,80, фактора мутности T (также приведенного) 2,8—2,3.

Количество водяного пара в атмосфере, измеренное нами по описанному выше методу оптической гигрометрии, показало, что влагосодержание, выраженное в сантиметрах осажденной воды, было в период сравнений 0,9—1,5 см.

Визуально обращало на себя внимание отсутствие видимого ореола вокруг Солнца, что также свидетельствовало об очень высокой прозрачности.

Высокая прозрачность была вызвана не только высокогорным расположением данного пункта. Она была обусловлена также погодными условиями, в частности, вымыванием из атмосферы аэрозольных частиц дождями, предшествующими дням с наблюдениями.

О том, что в Терсколе не всегда бывает столь высокая прозрачность атмосферы можно судить, например, по данным о прозрачности атмосферы в период сравнений пиргелиометров в Терсколе 2—12 сентября 1971 г. Значения интегрального коэффициента прозрачности ($P_{\text{инт}}$) и фактора мутности (T), приведенных по той же методике к абсолютной массе, было в указанный период в Терсколе в 1971 г.: $P_{\text{инт}}—0,68 \div 0,77$, $T—3,9 \div 2,6$.

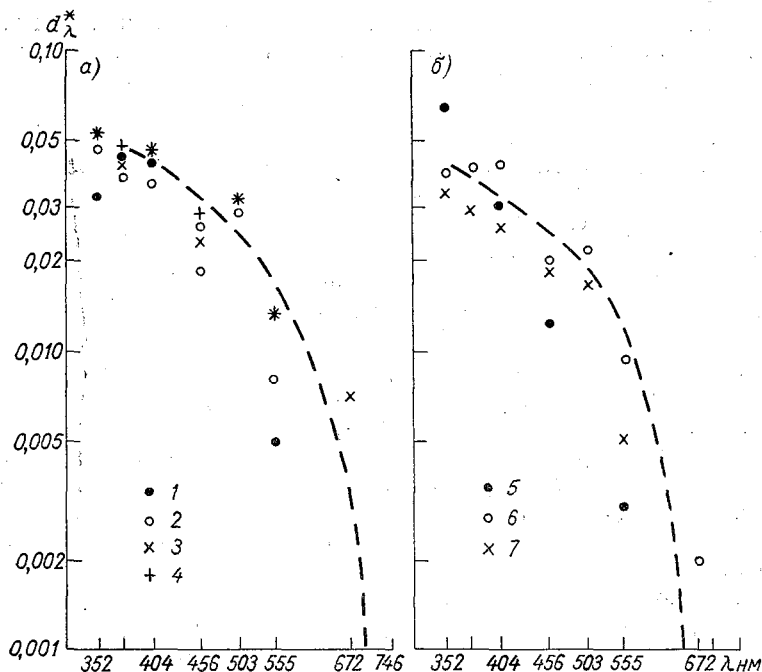


Рис. 1. Зависимость десятичного показателя аэрозольного ослабления от длины волны по данным четырех дней (1—4) с наименьшей прозрачностью (а) и трех дней (5—7) с наибольшей прозрачностью (б).

1—3 июля, 2—8 июля, 3—9 июля, 4—18 июля, 5—4 июля, 6—5 июля и 7—6 июля.

Каждая из 57 серий наблюдений по актинометру Фейснера с 12 интерференционными фильтрами, выполненных за время экспедиции, обрабатывалась и анализировалась отдельно. Для обработки использовался короткий метод Бугера. Нужные для применения короткого метода Бугера внеатмосферные значения спектральных потоков радиации (I_{α}) могли быть получены по наблюдениям в Терсколе, поскольку атмосфера была стабильна в те дни, когда было достаточное число наблюдений. Для этой цели были использованы наблюдения пяти дней: 3, 5, 8, 9 и 18 июля при значениях относительной массы атмосферы $1,11 \div 2,84$. Наблю-

дения при массах более $2,9$ ($h_{\odot} < 20^{\circ}$) невозможны в Терсколе из-за закрытости горизонта. Внеатмосферные значения ($I_{0\lambda}$), полученные в Терсколе, подтвердили те значения $I_{0\lambda}$, которые были определены ранее, в 1971 г., по наблюдениям в Пицунде.

Из полученных методом Бугера значений показателя ослабления для данных длин волн вычитаются значения релеевских показателей ослабления, взятые с учетом атмосферного давления на уровне станции, и значения поглощения озоном в полосе Шаппюи. Для учета озонного поглощения использованы показатели поглощения по Вигру и среднее количество озона $0,3$ см. Озонное поглощение приходится учитывать для длин волн: 503 ; 555 ; 672 ; 698 нм.

Поскольку прозрачность атмосферы была достаточно стабильна, то для семи дней также оказалось возможным определять прозрачность для целого дня (точнее половины дня, так как все наблюдения выполнены до полудня) по долгому методу Бугера, т. е. по тангенсу угла наклона прямых Бугера, проведенных по всем наблюдениям в течение дня. Осредненные таким путем за день величины десятичного показателя аэрозольного ослабления (d_{λ}^*) для выбранных длин волн представлены на рис. 1 а и б. Показатель ослабления и длин волн нанесены на график в логарифмическом масштабе с целью получения параметров Ангстрема. Если характеризовать аэрозольную прозрачность параметром Шюппа (B_{500}), который представляет собой значение десятичного показателя ослабления при длине волны 500 нм, то дни, представленные на рис. 1 а, можно ориентировочно характеризовать средним значением $B_{500} \cong 0,025$, а на рис. 1 б соответственно среднее $B_{500} \cong 0,018$.

Как указывалось выше, построение для каждой серии наблюдений таких графиков зависимости $\lg d_{\lambda}^*$ от $\lg \lambda$ служит для определения параметров формулы Ангстрема путем проведения прямой линии, осредняющей данные по всем длинам волн. Как видно на рис. 1, не нанесены данные, относящиеся к фильтрам с $\lambda > 0,7$ мкм. Это вызвано тем, что в условиях очень высокой прозрачности атмосферы корректное измерение аэрозольного показателя ослабления при $\lambda > 0,7$ мкм вне полос поглощения существующими методами невозможно. Можно лишь оценить, что десятичный показатель аэрозольного ослабления (d_{λ}^*) при $\lambda > 0,7$ мкм меньше $0,001$, иначе говоря, спектральный коэффициент прозрачности (P_{λ}) при $\lambda > 0,7$ мкм больше $0,998$. Для измерений в таких условиях прозрачности нужно повышение точности методики по крайней мере на порядок. На рис. 1 а и б представлена осредненная за несколько дней зависимость аэрозольного показателя ослабления от длины волны с целью повышения надежности результата. Ход кривых, полученных по каждой серии, имеет тот же характер, что и эта средняя зависимость.

Рассмотрение приведенных графиков (рис. 1 а и б) показывает, что в данных условиях наблюдений нельзя зависимость $\lg d_{\lambda}^*$ от

$\lg \lambda$ аппроксимировать прямой линией во всем интервале 0,35—1,0 мкм.

Если определять n по части интервала, можно получить значение n любое и даже $n > 4$, что абсурдно.

При определении n по коротковолновой части интервала параметр β , полученный при этом путем экстраполяции, дает значение его заведомо большее, чем фактическое значение. Действительное значение десятичного показателя ослабления, как указывалось по нашим оценкам, в этих случаях меньше 0,001.

Остается сделать вывод о том, что в условиях экстремально-высокой прозрачности при использовании существующих способов измерения нельзя определять параметры n и β .

В этих условиях можно рекомендовать пользоваться параметром Шюппа (B_{500}). По данным наблюдений в Терсколе, по значениям B_{500} были вычислены значения коэффициента прозрачности при $\lambda = 500$ нм (P_{500}) и найдена линейная корреляционная зависимость между P_{500} и $P_{\text{инт}}$ (интегральным коэффициентом прозрачности, приведенным к абсолютной массе) с коэффициентом корреляции $0,77 \pm 0,06$. Когда прозрачность не столь высока, то коэффициент корреляции между этими величинами выше, как показывает анализ результатов наблюдений в других пунктах. Это объясняется меньшими ошибками изучаемых величин при меньшей прозрачности атмосферы.

Значение B_{500} в период сравнений в Терсколе было $0,02 \div 0,03$. Именно при условии $B_{500} \leq 0,03$ при данном уровне эксперимента нельзя определить вид зависимости аэрозольного показателя ослабления от длины волны. Методика [2] также запрещает определение n при $d_{369}^* \leq 0,030$ и $d_{530}^* \leq 0,020$. Вероятно, целесообразно эту границу передвинуть примерно до значения 0,04—0,05.

С другой стороны, анализ большого материала наблюдений, выполненных в достаточно широких условиях прозрачности в пунктах не расположенных в высокогорных условиях, показывает, что формула Ангстрема может быть успешно применена по всему интервалу 0,35—1,0 мкм и по этому интервалу определены параметры n и β . В этих обычных условиях прозрачности n , определенное по части интервала, в основном не сильно отличается от n , определенному по всему интервалу. Различия связаны с разной точностью определения n по части интервала и по всему интервалу из-за различного числа использованных фильтров, т. е. различного числа экспериментальных точек.

Отдельные редкие случаи, когда изменения аэрозольного показателя ослабления нельзя описать одной формулой типа формулы Ангстрема в интервале длин волн 0,35—1,0 мкм, имели место в момент наблюдений на уровне моря при высокой прозрачности. Это были наблюдения автора в Воейково при арктических вторжениях в апреле 1972 г. Это также те наблюдения 18 и 19 октября 1966 г. в Каракумах (Репетеке), которые были выполнены автором совместно с О. Д. Бартеновой и на которые

ссылаются авторы работы [3]. Эти результаты не противоречат рассмотренным здесь материалам; анализ их будет дан нами позже.

Итак, окончательный вывод: на данном этапе следует сохранить формулу Ангстрема, применяя ее в интервале длин волн $0,35-1,0$ мкм, т. е. определяя параметры n и β , отнесенные к этому интервалу. Исключения составляют случаи очень высокой прозрачности, когда $B_{500} < 0,05$. В этих случаях рекомендуется пользоваться одним параметром Шюппа (B_{500}).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартенева О. Д., Никитинская Н. И., Полякова Е. А. О спектральной прозрачности и содержании водяного пара в атмосфере над Памиром.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 3—17.
2. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей. Сост. Г. П. Гущин Л., Гидрометеониздат, 1972. 53 с.
3. Никитинская Н. И., Бартенева О. Д., Веселова Л. К. Об изменчивости спектральной оптической аэрозольной толщи атмосферы в условиях высокой прозрачности.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 4, с. 437—442.

ОБ ИЗУЧЕНИИ МИКРОСТРУКТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОДНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

В природе существуют несколько видов грубодисперсных водных аэрозолей. Это — облака, туман, жидкие и твердые осадки; они являются объектом систематических исследований с самого зарождения метеорологии как науки. Науку и практику интересуют как интегральные, так и микрофизические характеристики водных аэрозолей. Основной интегральной характеристикой для облаков и туманов является содержание в них сконденсированной влаги или их водность. В случае осадков наибольший интерес для практики имеет количество влаги, выпавшей в единицу времени, т. е. интенсивность осадков или сумма осадков за определенное время.

Давно существуют в метеорологии методы измерения этих интегральных характеристик, основанные на сборе капель в заборные устройства при определении водности в тумане или облаке и в осадкомерные сосуды при измерении количества осадков. Для непосредственных микрофизических измерений применяются у поверхности Земли или на самолете заборные приспособления. Все эти методы исследования имеют общий недостаток, связанный с неполным захватом мелких капель, как следствие эффекта обтекания препятствий. В случае измерения жидких и особенно твердых осадков существенно влияние ветра, вызывающее как выдувание, так и надувание осадков. Поэтому актуальна задача создания всевозможных косвенных методов изучения интегральных и микрофизических характеристик водных аэрозолей, не создающих нарушений в исследуемой среде. Косвенные методы основаны на зависимости изучаемой интегральной характеристики от другой измеряемой характеристики.

Так, существуют оптический и радиолокационный методы измерения водности и интенсивности, основанные соответственно на измерении показателя ослабления в оптическом диапазоне и на измерении радиолокационной отражаемости в объеме, содержащем водный аэрозоль.

Укажем исходные формулы для оптического и радиолокационного методов. Известно, что показатель ослабления радиации в оп-

тическом диапазоне (α) для водного аэрозоля (туман, облака, дождь) выражается суммой показателей ослабления по всем каплям

$$\alpha = 2\pi \sum_i r_i^2 n_i, \quad (1)$$

где n_i — число капель в единице объема радиуса r_i .

Радиолокационная отражаемость (z) полидисперсного водного аэрозоля (тумана, облака, дождя) может быть представлена суммой по всем каплям

$$z = \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 \sum_i r_i^6 n_i, \quad (2)$$

где r_i и n_i имеют то же значение, что и в формуле (1), а m — комплексный показатель преломления воды для длины волны, на которой работает радиолокатор.

Для тумана и облаков искомой интегральной характеристикой является водность (q), которая может быть представлена суммой объемов (масс) капель (в тех же обозначениях)

$$q = \frac{4}{3} \pi \sum_i r_i^3 n_i. \quad (3)$$

Для дождя искомой интегральной характеристикой является его интенсивность (I), которая может быть выражена с учетом зависимости скорости падения капель от их размера $v = \eta \sqrt{r}$ в виде суммы

$$I = \frac{4}{3} \pi \eta \sum_i r_i^{3.5} n_i. \quad (4)$$

Из формул (1)–(4) видно, что для водных аэрозолей из-за различий в их микроструктуре связи между любыми двумя из четырех рассмотренных интегральных характеристик (α , z , q , I) — корреляционные. Основным недостатком косвенных методов является то, что в основе этих способов лежат не функциональные, а корреляционные зависимости, что обусловлено различием микроструктуры естественных полидисперсных водных аэрозолей. Никакое техническое решение не может преодолеть этого принципиального недостатка, который ставит предел повышению точности этих методов. В работе [1] нами была сделана оценка ошибок оптического метода измерения интенсивности жидких осадков, вызываемых отклонением микроструктуры осадков от средней. Для этой цели по результатам выполненных нами микрофизических исследований были найдены пределы, в которых может изменяться интенсивность дождя при данном значении показателя ослабления. Из этих оценок получено, что ошибка оптического метода опре-

деления интенсивности жидких осадков может достигать $\pm(70-80)\%$ за счет микроструктурных различий. Представляет интерес оценка перспективности радиолокационных методов изучения туманов и осадков. Здесь, кроме технических возможностей радиолокационных измерений, следует исходить из оценки тесноты соответствующих корреляционных связей. Как видно из исходных формул (1) — (4), между радиолокационной отражаемостью (z) и другими интегральными характеристиками (q , I) связь менее тесная, чем между показателем ослабления в оптическом диапазоне (α) и теми же интегральными характеристиками. Следовательно, ошибки радиолокационного метода должны быть больше оцененных ошибок оптического метода. Поэтому нам представляется, что в оценках погрешности радиолокационного метода измерения интенсивности осадков, выполненных А. Б. Шупяцким [2, 4], указанные им ошибки занижены. Слабая корреляционная зависимость между величинами α и z для туманов, которая видна из исходных формул (1) и (2), подтверждается прямым сопоставлением этих величин, рассчитанных по данным микрофизических измерений в туманах, выполненных в Воейково, как видно из работы [2].

Более перспективным, чем применение отдельно оптического или радиолокационного метода, представляется сочетание оптических и радиолокационных измерений в единой системе изучения микрофизических и интегральных характеристик. Такое сочетание позволяет, как будет показано далее, получить для практического использования вместо корреляционных зависимостей функциональные зависимости.

Функциональные зависимости получаются через посредство введения функции распределения капель по размерам. Как для тумана (облака), так и для дождя аналитический вид распределения может быть дан гамма-распределением вида

$$\frac{dn}{dr} = Ar^2 e^{-\beta r}, \quad (5)$$

где A и β — два параметра этого распределения. Произведя, как описано в [1], интегрирование по всем размерам капель, получаем формулу для α

$$\alpha = 2\pi A \int_0^{\infty} r^4 e^{-\beta r} dr = \frac{48\pi A}{\beta^5}. \quad (6)$$

Дифференциальное выражение для радиолокационной отражаемости, обозначив $\left[\frac{m^2-1}{m^2+2}\right]^2$ буквой K , может быть записано в виде $dz = Kr^6 dn = KA r^8 e^{-\beta r} dr$. Произведя интегрирование, получаем

$$z = KA \int_0^{\infty} r^8 e^{-\beta r} dr = \frac{40320KA}{\beta^9}. \quad (7)$$

Аналогично были получены [1] для искомых интегральных характеристик выражения для водности

$$q = \frac{160 \pi A}{\beta^6} \quad (8)$$

и для интенсивности дождя

$$I = \frac{384 \pi A \eta}{\beta^{6,5}}. \quad (9)$$

Выбрав в качестве измеряемых интегральных характеристик водного аэрозоля две величины — показатель ослабления (α) и отражаемость (z), получим формулы для нахождения параметров микроструктуры (β и A) по измеренным величинам α и z

$$\beta = \left(\frac{840K}{\pi} \frac{\alpha}{z} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

Параметр A может быть определен из (6) и (10): $A = \alpha \beta^5 / 48\pi$. Формулы для параметров микроструктуры пригодны как для тумана (облака), так и для дождя.

Из выражения (8), учитывая (6) и (10), получаем формулу для определения водности (q),

$$q = \frac{10}{3} \left(\frac{\pi}{840K} \right)^{1/4} \alpha \left(\frac{\alpha}{z} \right)^{-1/4} = P \alpha^{3/4} z^{1/4}, \quad (11)$$

где P — безразмерная постоянная. Величина K при длине волны радиолокатора 0,87 см имеет значение, близкое к 1. Принимая далее $K=1$, получим численное значение $P=0,824$, если измерять все величины, входящие в (11) в системе единиц СГСЕ. Если измерять, как принято, α в км^{-1} , z в $\text{мм}^6/\text{м}^3$, q в $\text{мг}/\text{м}^3$, то формула (11) примет вид

$$q = 147 \alpha^{3/4} z^{1/4}. \quad (12)$$

Аналогично получим формулу для определения интенсивности дождя (I) из выражения (9), учитывая (6) и (10)

$$I = 8 \eta \left(\frac{\pi}{840K} \right)^{3/8} \alpha \left(\frac{\alpha}{z} \right)^{-3/8} = C \alpha^{5/8} z^{3/8}. \quad (13)$$

Для капель дождя можно принять $\eta = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^1/2/\text{с}$.

Принимая по-прежнему $K=1$ и измеряя величины, входящие в формулу (13), в системе СГСЕ, получаем численное значение $C=1968 \text{ см}^1/2/\text{с}$. Если измерять α в км^{-1} , z в $\text{мм}^6/\text{м}^3$ и I в $\text{мм}/\text{ч}$, то формула (13) имеет вид

$$I = 1,68 \alpha^{5/8} z^{3/8}. \quad (14)$$

Можно распространить эти формулы и на случай снегопада. А именно, по аналогии с формулами (11) и (13), можно дать эмпирическую формулу для определения интенсивности снегопада

$$I = C^* \alpha^n z^{1-n}. \quad (15)$$

Здесь C^* и n постоянные, которые определяются эмпирически путем одновременных измерений трех величин — I , α и z в различных условиях с целью градуировки.

Параметры микроструктуры (β и A) могут быть получены путем использования измеренных значений двух интегральных характеристик. Рациональный выбор пары интегральных характеристик для решения задачи может быть сделан, если поставить целью получение микрофизических характеристик с максимальной точностью.

Выбор в качестве исходных измеряемых величин показателя ослабления (α) и радиолокационной отражаемости (z) дает существенный выигрыш в точности. Для доказательства этого рассмотрим также использование показателя ослабления (α) и водности (q) для определения параметров микроструктуры, как рекомендовалось в работе [1]. При этом для определения параметра β получаем формулу

$$\beta = \frac{10}{3} \frac{\alpha}{q}. \quad (16)$$

Сравнение относительной погрешности параметра β , найденной, исходя из формулы (16), $\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta q}{q}$ и относительной погрешности β , найденной, исходя из формулы (10), $\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{1}{4} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{1}{4} \frac{\Delta z}{z}$, показывает, что в случае использования в качестве исходных величин α и z относительная погрешность параметра β в четыре раза меньше, чем в случае использования α и q . Эта оценка сделана в предположении, что водность (q) и отражаемость (z) измерены с одинаковой относительной погрешностью.

Соответственно в случае использования пары величин α и z меньше и погрешность параметра A . Полученный результат является следствием того, что величины α и z слабее коррелируют друг с другом, чем величины α и q , как видно из исходных формул (1) — (3).

Таким образом, использование интегральных характеристик, слабо коррелирующих друг с другом, обеспечивает максимальную точность определения параметров микроструктуры.

Итак, одновременное измерение двух величин — показателя ослабления в оптическом диапазоне (α) и радиолокационной отражаемости (z) позволяет получить водность тумана (или облака), интенсивность осадков вместе с параметрами микроструктуры (для случая капельно-жидкого водного аэрозоля) путем применения

простых формул, полученных в данной работе. Для твердых осадков предложена эмпирическая формула того же вида.

Интегральные характеристики туманов, рассчитанные по данным микрофизических измерений из работы [2], были использованы для проверки формулы (12). Значения α и z из [2], подставленные в формулу (12), дают значения q , совпадающие с точностью порядка 10% со значениями, сосчитанными по каплям.

Перспективы практического использования изложенных идей связаны с совершенствованием оптических и радиолокационных методов измерений в метеорологии. Выведенные формулы (12), (14) позволяют рассчитать ошибки получаемых величин и выдвинуть требования на точность измерения исходных величин α и z для получения окончательных величин с нужной точностью. При этом интересно отметить, что на измерения z можно наложить менее жесткие требования, чем на измерения α . Это обусловлено тем, что в формулы для относительных ошибок q и I относительная ошибка z входит с меньшими весами, чем относительная ошибка

$$\alpha, \text{ что следует из формул (12) и (14): } \frac{\Delta q}{q} = \frac{3}{4} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{1}{4} \frac{\Delta z}{z} \text{ и } \frac{\Delta I}{I} = \frac{5}{8} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{3}{8} \frac{\Delta z}{z}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартенева О. Д., Довгялло Е. Н., Полякова Е. А. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы.— «Тр. ГГО», 1967, вып. 220, с. 240.
2. К вопросу о возможности радиолокационного определения метеорологической дальности видимости в туманах.— «Тр. ГГО», 1965, вып. 173, с. 71—75. Авт.: Г. И. Куликова, Э. Г. Палагин, Е. А. Полякова, Е. М. Сальман.
3. Шупяцкий А. Б. Радиолокационные измерения осадков методом эталонной цели.— «Тр. ЦАО», 1957, вып. 22.
4. Шупяцкий А. Б. Радиолокационные измерения среднего размера капель и водности в сильных дождях.— «Тр. ЦАО», 1958, вып. 20.

А. И. СЕРБИИ, А. М. БРОУНШТЕЙН, К. В. КАЗАКОВА

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРАССАХ С ПОМОЩЬЮ ИНФРАКРАСНОЙ АТМОСФЕРНОЙ УСТАНОВКИ ИКАУ-1

Данные о прозрачности атмосферы для излучения лазеров на СО₂ ($\lambda=10,6$ мкм) представляют большой интерес для разработки систем связи различного назначения, дальнометрии, локации и т. д.

В немногочисленных экспериментальных работах, посвященных исследованию ослабления излучения СО₂-лазеров в атмосфере, например [5, 6, 8, 9], получены разноречивые результаты, что, вероятно, связано с недостаточно подробным фиксированием физического состояния атмосферы во время измерений, а в некоторых случаях с отсутствием контроля частоты излучения. Это весьма затрудняет сравнение данных между собой и с теоретическими расчетами.

Нами были поставлены измерения ослабления излучения СО₂-лазера на горизонтальной трассе установки ИКАУ-1, описанной в [1] и представляющей собой многоходовую оптическую систему (МОС). Оптические пути различной протяженности осуществляются на ней в пределах 100-метровой однородной базы, что позволяет хорошо контролировать физическое состояние слоя воздуха; кроме того, здесь обеспечен контроль частоты излучения лазера, его стабильности. Оптическая система обеспечивает полный перехват измерительного пучка.

В настоящей статье рассматриваются особенности использования ИКАУ-1 для измерений ослабления излучения СО₂-лазеров.

Излучение СО₂-лазера вводилось в оптическую систему ИКАУ-1 с помощью схемы, содержащей ряд дополнительных зеркал (рис. 1). В измерительной схеме используется СО₂-лазер непрерывного излучения типа ЛГ-22, обеспечивающий в одномодовом режиме выходную мощность до 7—10 Вт. С помощью плоских зеркал 2 и 3 ИК пучок лазера выводится на зеркало 5 и далее — через ограничивающую щелевую диафрагму 8 — на зеркало 9 и сферическое зеркало 10, входящее в состав горизонтального

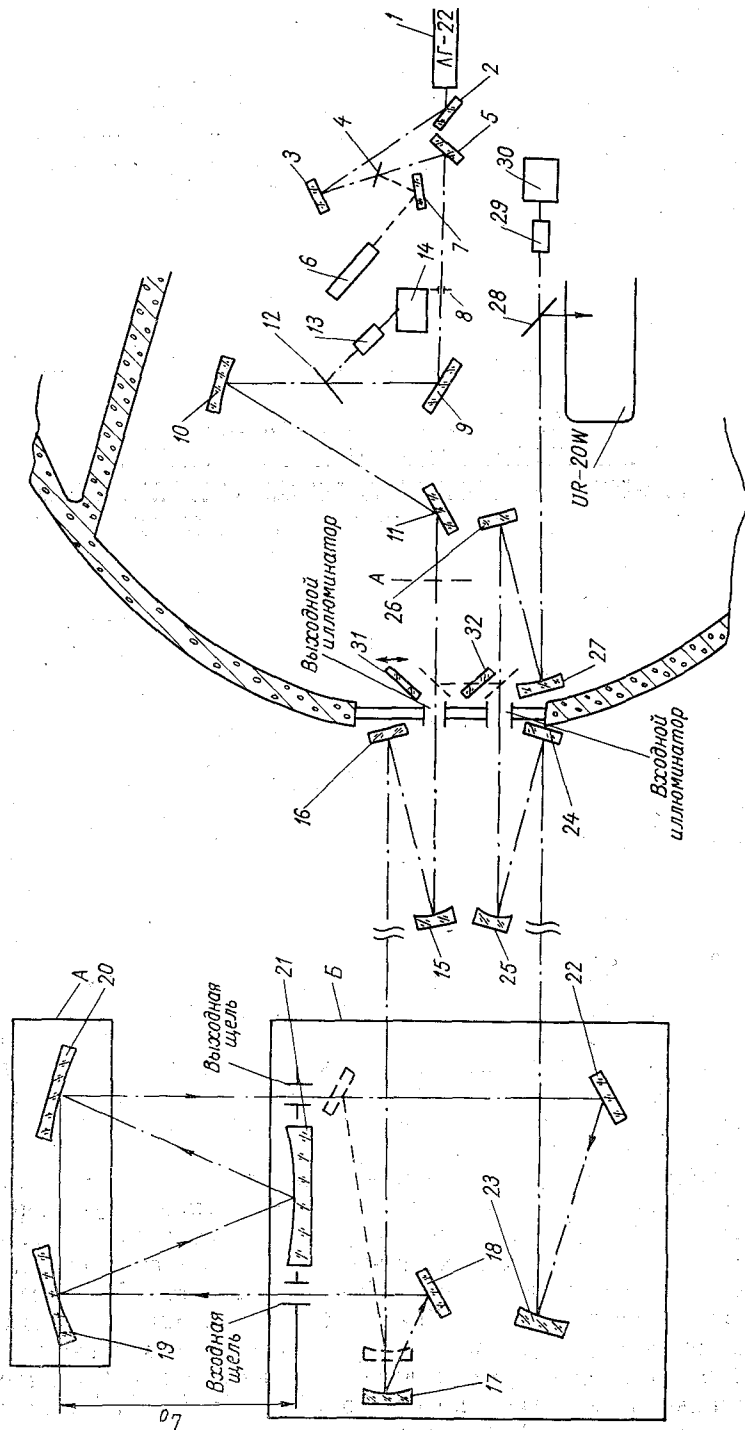


Рис. 1. Оптическая схема.

канала ИКАУ-1. Между зеркалами 3 и 5 размещается плоская параллельная пластина 4 из полированного германия, служащая для совмещения пучков CO_2 -лазера и лазера видимого диапазона 6 типа ОГК-11 ($\lambda = 0,633$ мкм). Путем разворота и наклона этой пластины достигается совмещение пучков на протяжении пути от зеркала 5 до выходного иллюминатора, что можно контролировать с помощью термочувствительной бумаги. Введение в оптическую схему луча красного лазера продиктовано удобством визуального контроля правильности прохождения ИК пучка по трассе ИКАУ-1.

В согласующей схеме предусмотрено отведение части мощности пучка ИК лазера с помощью расщепителей 12 и 28 из майларовой пленки толщиной 10 мкм на контрольный детектор 13 и в спектрофотометр UR-20 W.

Щелевая диафрагма 8 с вертикальными ножами, расположенная между зеркалами 5 и 9, служит для формирования пучка, который бы проходил в многоходовой оптической системе без геометрических потерь, а также для уменьшения мощности излучения лазера до уровня, допустимого для детекторов ИК излучения 13 и 29. Плоскость расположения диафрагмы сопряжена с промежуточной плоскостью изображения глобара в UR-20 W, поэтому изображение краев щели строится в системе ИКАУ-1 точно таким же образом, как и изображение глобара. На входной щели МОС пучок имеет прямоугольную форму (ширина не более 15—20 мм, высота до 200 мм) и полностью совмещен с пучком He—Ne лазера. Границы ИК луча в плоскости щелей МОС, а также на зеркальных объективах 19 и 20 можно определить по началу уменьшения сигнала от лазера в измерительном канале при затенении пучка непрозрачными экранами с каждой стороны.

В схеме измерения ослабления лазерного излучения в атмосфере используются в качестве детекторов радиационные термоэлементы (РТЭ) конструкции Б. П. Козырева [4] с диаметром приемной площадки 21 мм и чувствительностью $\sim 0,2$ В/Вт. Входные окна термоэлементов изготовлены из кристалла KRS-5; кроме того, для уменьшения фоновых засветок в видимом диапазоне каждый РТЭ защищен фильтром на In Sb, ограничивающим спектр принимаемого излучения у $\lambda = 7$ мкм со стороны коротких длин волн. Зонная характеристика обоих РТЭ равномерна в пределах 5%. Детекторы линейны в диапазоне используемых ограниченных уровней мощности.

В схеме предусмотрено использование двух РТЭ — в измерительном канале 29 и в контрольном канале 13. Контрольный канал введен в схему для регистрации уровня мощности излучения CO_2 -лазера перед выходом на трассу, так как интенсивность излучения меняется в процессе работы.

В измерительном канале регистрируется сигнал после прохождения лазерного излучения по трассе выбранной длины. Для количественных измерений пропускания излучения в схеме ИКАУ-1 предусмотрено использование замыкателя, включающего плоские зеркала 31 и 32, расположенные под углом 45° к оси распростра-

нения пучков. Замыкатель направляет пучок на детектор 29 до выхода на атмосферную трассу, задавая тем самым начальный (стопроцентный) уровень пропускания. При убирании замыкателя детектор регистрирует сигнал с трассы. В качестве регистрирующей аппаратуры 30 и 14 как в измерительном, так и в контрольном каналах используются фотокомпенсационные усилители

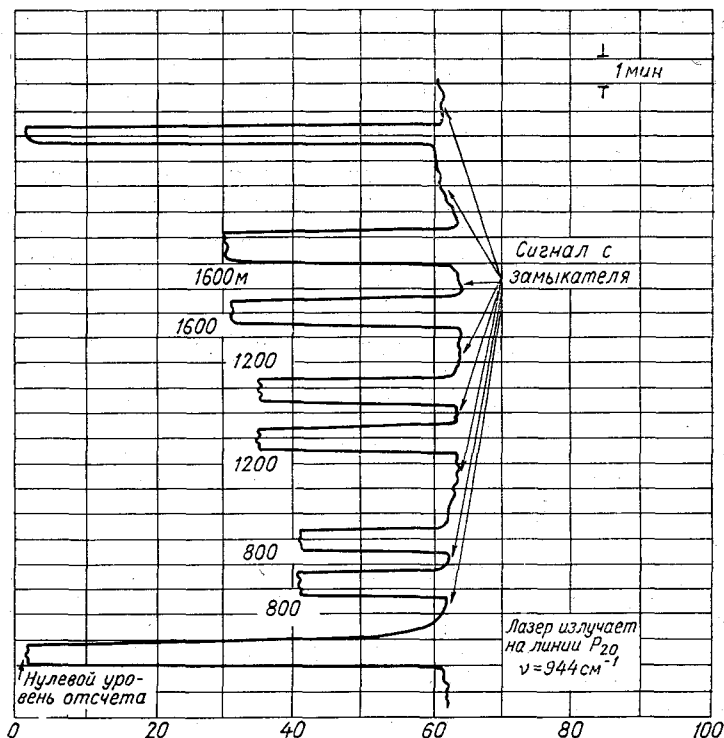


Рис. 2. Образец записи сигналов для трасс 800, 1200, 1600 м.

Ф 116/1 с последующей записью сигнала на электронных потенциометрах ЭПП-09. Фотокомпенсационные усилители обеспечивают измерения постоянных напряжений в пределах от 1,5 до 750 мкВ с погрешностью не превышающей 0,8%.

Пропускание лазерного излучения на трассе ИКАУ-1 определяется двумя факторами: ослаблением в атмосфере и потерями на зеркалах системы. Дополнительные потери из-за виньетирования пучков вследствие неточностей юстировки горизонтальной трассы ИКАУ-1, которые могут возникнуть при использовании тепловых источников излучения, исключаются в случае применения лазера. Проверка размеров пучка по трассе показала, что се-

чение пучка CO_2 -лазера на зеркалах системы составляет обычно не более $1/50$ площади зеркала, и при условии выведении луча лазера по оси системы геометрические потери при прохождении по трассе возникнуть не могут.

Замыкатель обеспечивает непосредственно получение пропускания (в %) на заданной трассе по ленте ЭПП-09. Пример записи сигналов для трасс 800, 1200 и 1600 м приведен на рис. 2.

При направлении пучка замыкателем и зеркалами 26 и 27 на РТЭ измерительного канала сигнал на электронном потенциометре будет пропорционален следующей величине:

$$I_{\text{нач}} = c I_0 R_{31} R_{32} R_{26} R_{27} T_{28}, \quad (1)$$

где I_0 — мощность излучения лазера в плоскости A после зеркала 11 перед входным иллюминатором; R_{31} , R_{32} , R_{26} , R_{27} — коэффициенты отражения соответствующих зеркал; T_{28} — пропускание расщепителя пучка на майларовой пленке. При прохождении трассы $L_1 = 400$ м (замыкатель убран) сигнал будет пропорционален величине

$$I_{400} = c I_0 R_{15} R_{16} R_{17} R_{18} R_{22} R_{23} R_{24} R_{25} R_{26} R_{27} T_{28} R_{\text{мос}}^3 e^{-\alpha L_1}, \quad (2)$$

где $R_{\text{мос}}^3 = R_{19} R_{20} R_{21}$ (предполагаем коэффициенты отражения Зеркала замыкателя расположены относительно оси пучка лазера в атмосфере на 1 км в предположении выполнения закона Бугера; c — коэффициент пропорциональности, учитывающий чувствительность РТЭ и геометрические параметры.

Из (1) и (2) можно определить пропускание излучения на трассе 400 м:

$$T_{400} = \frac{I_{400}}{I_{\text{нач}}} = R_{\Sigma} R_{\text{мос}}^3 e^{-\alpha L_1}, \quad (3)$$

где $R_{\Sigma} = R_{15} R_{16} R_{17} R_{23} R_{24} R_{25}$.

Зеркала замыкателя расположены относительно оси пучка примерно так же, как и зеркала 18 и 22 в согласующей схеме ИКАУ-1 и можно принять

$$R_{31} R_{32} = R_{18} R_{22}. \quad (4)$$

Для $L_2 = 800$ м пропускание лазерного излучения составляет

$$T_{800} = \frac{I_{800}}{I_{\text{нач}}} = R_{\Sigma} R_{\text{мос}}^7 e^{-\alpha L_2}. \quad (5)$$

Если ввести в выражения (3) и (5) обозначения $L_0 = 0,1$ км (база кюветы) и N (число ходов луча в МОС), то в общем виде

$$T_N = R_{\Sigma} R_{\text{мос}}^{N-1} e^{-\alpha \cdot 0,1N}. \quad (6)$$

Можно написать выражение, содержащее два неизвестных — $R_{\text{мос}}$ и α км⁻¹, взяв отношение двух выражений вида (6) для N_1 и N_2 и прологарифмировав его

$$\ln \frac{T_{N_1}}{T_{N_2}} = (N_1 - N_2)(\ln R_{\text{мос}} - 0,1\alpha). \quad (7)$$

Потери на зеркалах горизонтальной трассы ИКАУ-1, т. е. значение $\ln R_{\text{мос}}$ необходимо определять с максимально возможной точностью, так как это в свою очередь определяет точность измерения ослабления лазерного излучения в атмосфере, особенно в слабых дымках, где величины слагаемых во второй скобке могут быть одного порядка, как видно из (7). Метод определения потерь на зеркалах подробно описан в [2].

Важное место в методике измерений ослабления лазерного излучения занимает контроль длины волны излучения СО₂-лазера на спектрофотометре UR-20 W. Поглощение в линиях атмосферного СО₂, а также, возможно, в континууме водяного пара меняется при переходе от линии к линии [10]. В лазерах же на СО₂ в режиме свободной генерации излучение может происходить на нескольких конкурирующих переходах колебательно-вращательного спектра молекулы СО₂ (полосы 00°1—10°0): P_{18} , P_{20} , P_{22} , P_{24} (соответствующие волновые числа 945, 981; 944, 195; 942, 384; 940, 549 см⁻¹). Без частотной стабилизации излучения лазер может перестраиваться с линии на линию, или излучение может происходить одновременно на нескольких переходах. Для лазера ЛГ-22 установлено, что его генерация осуществляется в основном на переходах P_{20} , P_{22} и P_{24} , причем в каждый данный момент лазер излучает, как правило, только на одной линии. При стабильности окружающих условий излучение на одной линии происходит достаточно долго.

Будем считать, что ширина линий поглощения СО₂ в атмосфере составляет $0,07 \div 0,09$ см⁻¹ [3]. Ширина же линий излучения СО₂-лазера при использовании активных методов стабилизации резонатора может достигать 10^{-6} см⁻¹ [7]. Ограничение спектра генерации СО₂-лазера одной линией обеспечивает стабильность частоты генерации $\Delta\nu/\nu$ до $2 \cdot 10^{-6}$ (это соответствует плавлению частоты в пределах доплеровского контура усиления), т. е. наблюдаемая ширина линии излучения лазера составит $0,001$ см⁻¹ [7]. Если предполагать совпадающими центры линий излучения лазера и соответствующих линий поглощения в атмосферном СО₂, то в соответствии с расчетами [3] неопределенность в положении линии излучения даже на $0,01$ см⁻¹ даст погрешность в определении коэффициента поглощения не более 2—3%.

При постановке измерений ослабления излучения СО₂-лазера в атмосфере на горизонтальных трассах с помощью ИКАУ-1 было обращено особое внимание на максимально полный контроль метеорологических факторов, физических параметров атмосферы и характеристик используемой аппаратуры. В процессе измерений ослабления фиксируются следующие характеристики:

1. Ослабление мощности излучения лазера при прохождении трассы заданной длины.
2. Спектральный состав излучения CO_2 -лазера в момент измерения ослабления.
3. Стабильность интенсивности излучения лазера.
4. Метеорологические данные:
 - а) температура воздуха,
 - б) метеорологическая дальность видимости.
5. Газовый состав воздуха:
 - а) концентрация CO_2 на трассе,
 - б) абсолютная и относительная влажность.
6. Определение размеров и количества крупных частиц аэрозоля на трассе с помощью барабанной ловушки.

Измерения ослабления лазерного излучения проводились в широком диапазоне изменения метеорологической дальности видимости в дымках, а также в дожде, снегопадах и туманах. Результаты измерений ослабления на нескольких линиях спектра излучения CO_2 -лазера, полученные по описанной в настоящей статье методике, будут опубликованы позднее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Броунштейн А. М., Демидов В. В., Сакин И. Л. Инфракрасная атмосферная установка ИКАУ-1 для исследования спектральной прозрачности атмосферы в области 2—25 мкм.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 23—32.
2. Броунштейн А. М., Демидов В. В., Казакова К. В. Методика измерений абсолютной спектральной прозрачности горизонтальных приземных слоев.— См. наст. сборник.
3. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., «Сов. радио», 1970.
4. Козырев Б. П. Основные конструкции радиационных термоэлементов. ЛЭТИ и их параметры.— «Изв. ЛЭТИ», 1972, вып. 99, с. 3—11.
5. Сербин А. И., Броунштейн А. М. Распространение излучения оптических квантовых генераторов инфракрасного диапазона в атмосфере. Обзор ВНИИ ГМИ МЦД. Обнинск, 1972.
6. Шуляковский Г. Е. Ослабление лазерного излучения на волне 10,6 мкм в атмосфере.— Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1973.
7. Brandewie R. A., Haswell W. H., Harada R. H. Heterodyne detection and linewidth measurement with high power CO_2 lasers.— "IEEE Journ. Quart. Electronics", 1966, vol. 2, N 11, p. 756—757.
8. Chu T. S., Hogg D. C. Effects of preprecipitation on propagation at 0,63; 3,5 and 10,6 microns.— "Bell. System Techn. Journ.", 1968, vol. 47, N 5, p. 723—759.
9. Fussgaenger K. CO_2 laser communication through an urban atmosphere.— "Siemens Forsch. Entw.", 1973, Bd 2, N 2, S. 105—112.
10. Trusty G. L., Koozekanani S. H., Long R. K. Water-Vapor absorption Measurements Near 10,4 m Using a CO_2 laser and a Spectrophone.— "IOSA", 1973, vol. 63, N 4, p. 491.

С. В. СОЛОНИН, Г. П. ГУЩИН, Н. Н. ВИНОГРАДОВА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ ОЗОНА НА ЭШЕЛОНАХ ПОЛЕТОВ ВЫСОТНЫХ САМОЛЕТОВ

Более 10 лет назад в печати в нашей стране и за рубежом начал широко обсуждаться вопрос о возможном влиянии озона на самолет, экипаж и пассажиров при полете самолета в стратосфере, поскольку озон обладает свойствами сильного окислителя и токсическим действием [4, 5, 8, 10, 13, 14, 29, 31, 35, 36]. В связи с этим представляют интерес сведения о концентрациях озона окружающего воздуха на высотах полетов, их вариациях, связанных с атмосферными процессами; о продуктивности распада озона под действием высоких температур, а также при контактах с различными материалами, включающими металлические поверхности; о критических концентрациях на высотах полета, влияющих на организм.

Исследования, предпринятые для решения этой сложной проблемы, помогли ответить на ряд вопросов, однако в целом проблема не решена.

В результате изучения влияния озона на организм животных и человека было выяснено, что озон при длительных воздействиях поражает сердечно-сосудистую систему, вызывает отек легких и другие тяжелые заболевания. Концентрации озона, немного превышающие допустимые значения, вызывают наркотический эффект, приводят к неспособности сосредоточиться, что очень опасно для экипажа [6]. Было найдено, что возраст, физическое напряжение, алкоголь, воспаление дыхательных путей могут усилить действие озона.

Существует мнение, что токсичность озона с высотой может возрастать пропорционально его парциальному давлению и что влияние его на организм на высотах будет отличаться от результатов, полученных в лабораторных условиях при давлении, равном атмосферному на уровне моря [13]. Однако это предположение требует уточнения, так же, как и уточнение влияния повторных непродолжительных воздействий повышенных концентраций озона на организм человека в условиях полета.

Во время измерений озона в рейсовых дозвуковых самолетах на высотах примерно 8—12 км удалось установить, что озон про-

никает в самолет, составляя примерно 10—25% от содержания в атмосфере [13, 21]. Концентрация его в салоне для пассажиров и кабине для экипажа на этих высотах может превышать допустимые значения при повышенных концентрациях за бортом [32, 33]. Если предположить, что в СТС также будет проникать 25% озона от содержания окружающего воздуха, то его количество в кабине на уровнях 16—20 км будет превышать допустимые значения в 5—10 раз. Озон может быть разрушен до поступления в кабину с помощью специально установленных в самолете фильтров — такова резолюция рабочего комитета, созданного в 1964 г. институтами навигации Англии, Франции, ФРГ, изучающего метеорологические условия и их влияния на эксплуатацию СТС [28]. Таково преобладающее мнение профессиональных летчиков военных реактивных самолетов В-52, В-58, А-3Д, снабженных каталитическими фильтрами [31]. К сожалению, мы не имеем точных данных о тех количествах озона, которые необходимо разрушить.

Следовательно, для разработки фильтров, для уточнения возможных высот и районов действия самолетов без установки фильтров на борту самолета необходимы сведения о содержании озона на высотах полетов.

Для решения возникшей в последние годы проблемы воздействия выбросов сверхзвуковых самолетов на изменение содержания озона в атмосфере, которое окажет влияние на климат и биосферу [7] также необходимы сведения о концентрациях озона в нижней стратосфере.

В данной работе представлены результаты расчета горизонтального распределения объемной концентрации озона в северном полушарии на изобарических поверхностях 100 и 50 мбар (взяты уровни, близкие к эшелонам сверхзвуковых транспортных самолетов).

Существующая мировая сеть вертикального озонного зондирования, насчитывающая примерно 20 станций, неравномерно распределенных по полушарию, не позволяет до сих пор на основе фактического материала зондирований представить картину глобального распределения озона в атмосфере на интересующих нас уровнях. Поэтому для решения нашей задачи был использован предложенный Божковым [15] косвенный метод определения вертикального профиля озона по заданному значению общего содержания озона (Ω) и корреляционным связям Ω с содержанием озона в различных слоях атмосферы¹.

Связь общего содержания озона с распределением его по вертикали исследовалась многими авторами. В их работах по данным различных станций были рассчитаны коэффициенты корреляции общего содержания озона и содержания его в различных слоях (различных уровнях), межслойная корреляция, процентное содер-

¹ Божков в своей работе использовал материалы, полученные методом «обращения», дающим распределение парциального давления озона (p_3) по вертикали в девяти слоях атмосферы.

жение озона в отдельных слоях от его общего количества, изменчивость озона на различных уровнях.

Основные выводы этих работ мы использовали при оценке полученных нами корреляционных связей $R(p_3, \Omega)$.

Процентное содержание озона в различных слоях атмосферы в зависимости от широты, представленное в табл. 1 [1], показывает, что над экватором наибольшее содержание озона в слое 24—33 км, в районе от тропиков до широты 53° — в слое 19—28 км, над полярными районами максимум опускается до высот 15—24 км. Из этой таблицы видно также что выше 24 км над экватором содержится почти 70% озона от общего количества, над субтропиками — 53%, на широте 47°—46%, на широте 60°—37% и над полюсом

Таблица 1

Процентное содержание озона в различных слоях атмосферы

Широта	Слой, км								
	5—10,3 (1)	10,3—14,8 (2)	14,8—19,2 (3)	19,2—23,7 (4)	23,7—28,2 (5)	28,2—32,7 (6)	32,7—37,5 (7)	37,5—42,6 (8)	42,6 и более (9)
3° с.ш.	4,7	2,2	4,4	19,8	29,6	20,5	12,8	6,3	2,2
24	3,4	2,9	7,0	20,4	29,0	19,6	10,0	4,0	2,3
33	7,1	5,7	10,4	19,9	23,6	15,9	7,9	3,2	1,9
40	8,0	8,4	14,8	20,5	20,8	14,5	8,2	3,3	2,1
43	8,3	9,7	13,5	20,1	20,2	13,4	7,3	3,0	2,0
47	7,4	10,9	14,2	20,1	20,2	13,3	7,3	3,3	2,1
53	6,4	11,5	15,5	20,8	19,7	12,7	6,9	3,0	1,7
60	5,2	15,0	19,9	22,5	18,2	9,8	5,0	2,5	1,6
76	6,2	19,3	22,8	23,6	13,1	7,7	4,1	2,0	1,2

только 28%. В тропосфере наибольшее содержание озона в средних широтах — 13—16%, у экватора — 10% и в полярной области — 6%.

Следовательно, от полюса до субтропиков основное содержание озона сосредоточено в нижней стратосфере.

По данным ст. Бельск был рассчитан процент вклада изменчивости каждого слоя в отклонении общего содержания [18]. Вклад вариаций озона в слое 2—3 в изменения общего содержания озона оказался равным 46%, слоя 2—4 — 66%. Суммарный вклад слоев 5—9 для этой станции составляет всего 22%. Отсюда следует, что вариации озона в нижней стратосфере являются главной причиной изменений общего содержания озона.

Анализ рассчитанной межслойной корреляции по изменениям озона, происходящим в тех же девяти слоях, позволил установить [16—18, 22], что наибольшая связь отмечается в слоях 2 и 3 (10—19 км), 3 и 4 (15—24 км), достигающая величины 0,8—0,9. По-

этому можно считать, что происходящие изменения озона на интересующих нас уровнях 100 и 50 мбар обусловлены в основном одними и теми же причинами.

Коэффициенты корреляции общего содержания озона и парциального давления на различных уровнях, вычисленные разными авторами [1, 15, 17, 19, 26, 34], доказывают, что в высоких и умеренных широтах вплоть до 33—35° с. ш. изменения Ω связаны с изменениями озона в слое от тропопаузы до высоты 22—24 км. Сравнения коэффициентов корреляции $R(p_3, \Omega)$, полученных на разных станциях, показывают, что они существенно зависят от широты (рис. 1 [17]). Концентрация озона в тропосфере дает слабую связь с общим содержанием озона в районе от экватора до субтропиков ($R < 0,50$). К полюсу значения R возрастают до 0,70. Высокая корреляция отмечается сразу от уровня тропопаузы до высот 22—23 км, достигает значения 0,90 от полярных до субтропических широт. У экватора $R > 0,50$ на высотах, превышающих 23 км. В слое 24—30 км корреляция резко уменьшается от тропиков к полюсу. Незначительные положительные, а иногда и отрицательные связи общего содержания озона и содержания его на высотах более 24 км в умеренных широтах [19, 20] объясняется тем, что даже при резких изменениях Ω амплитуда колебаний парциального давления озона на высотах более 24 км не превышает 10—13 нб [1, 15].

Из анализа годового хода $R(p_3, \Omega)$ вытекает, что наиболее тесная связь вариаций общего содержания озона и парциального давления на высотах 10—24 км наблюдается в зимне-весенний период [26, 17].

Исходя из того что в течение всего года вариации Ω определяются в основном колебаниями озона в слое 200—30 мбар, мы сочли возможным определение p_3 на уровнях 100 и 50 мбар по уравнению регрессии, использованному в расчетах Божкова [15]

$$p_{3(L)} = \bar{p}_{3(L)} + \sigma_{(L)}(\Omega_i - \bar{\Omega}), \quad (1)$$

где $p_{3(L)}$ — искомое парциальное давление озона (нб) в слое L ;

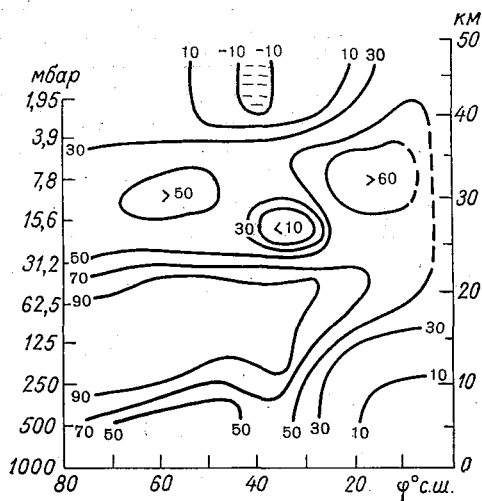


Рис. 1. Изменение коэффициентов корреляции общего содержания озона и его парциального давления на различных уровнях в зависимости от широты.

$\bar{p}_{3(L)}$ — среднее значение парциального давления озона в слое L , полученное из всей совокупности измерений вертикального распределения озона по методу обращения над данным пунктом; $\bar{\Omega}$ — среднее значение общего содержания озона; Ω_i — значение общего содержания озона в определенный день; $\sigma_{(L)}$ — коэффициент регрессии, равный

$$\sigma_{(L)} = \pm R(p_{3(L)}, \Omega) \frac{\sigma_{p_{3(L)}}}{\sigma_{\Omega}} \quad (2)$$

и зависящий от коэффициента корреляции; $\sigma_{p_{3(L)}}/\sigma_{\Omega}$ — отношение средних квадратических отклонений.

Однако при использовании уравнения (1) для решения нашей задачи, а именно — нахождения p_3 на изобарических поверхностях 100 и 50 мбар требовалось, в первую очередь, определение средних значений p_3 на уровнях 100 и 50 мбар и корреляционных связей p_3 на этих уровнях и Ω . Для этого мы воспользовались данными озонного вертикального зондирования в основном за период 1963—1965 гг. на следующих станциях: Туле (76° с. ш., 68,8° з. д.), Фэрбенкс (64,8° с. ш., 147,9° з. д.), Черчилл (58,8° с. ш., 94,1° з. д.), Гуз Бей (53,3° с. ш., 60,4° з. д.), Сэтл (46,4° с. ш., 122,3° з. д.), Бедфорд (42,5° с. ш., 71,3° з. д.), Альбукеркс (35° с. ш., 106,6° з. д.), Таллахасси (30,4° с. ш., 84,3° з. д.) [30], Боулдер (40° с. ш., 105,6° з. д.) (26), Стерлинг (38,7° с. ш., 77,29° з. д.) [36]. Всего нами было использовано 2000 результатов запусков озонозондов.

Поскольку распределение озона по вертикали связано с барическим полем стратосферы [11], можно ожидать, что определяемые связи общего содержания озона и его парциального давления будут находиться под влиянием различных форм барического поля нижней стратосферы. Исходя из этого, нами по ежедневным картам АТ₁₀₀ и АТ₅₀ северного полушария [23] определялась форма барического поля над каждым пунктом зондирования. Расчет $\bar{p}_3$, $\bar{\Omega}$, $R(p_3, \Omega)$ производился соответственно для двух типов барического поля: циклон (ложбина) и антициклон (гребень).

После предварительного сглаживания по методу наименьших квадратов [3] были получены кривые распределения средних значений общего содержания озона, его парциального давления на уровнях 100 и 50 мбар, а также коэффициенты корреляции общего содержания озона и парциального давления на уровнях 100 и 50 мбар в зависимости от широты для циклонического (рис. 2 а) и антициклонического (рис. 2 б) типов циркуляции воздуха в нижней стратосфере.

Горизонтальное распределение озона (p_3) в северном полушарии на уровнях 50 и 100 мбар рассчитывалось для января, апреля, июля, октября. При этом значения Ω_i снимались с карт общего содержания озона, построенных за каждый месяц по многолетним данным в ГГО им. А. И. Воейкова под руководством Г. П. Гущина, в узлах Географической сетки через 10° по широте и долготе.

Значения $\bar{p}_3$, $\bar{\Omega}$, $R(p_3, \Omega)$ снимались с кривых рис. 2 а для районов с циклоническим типом циркуляции (или рис. 2 б для районов с антициклоническим типом циркуляции), определенных по средним многолетним картам абсолютной топографии поверхности 100 и 50 мбар [23].

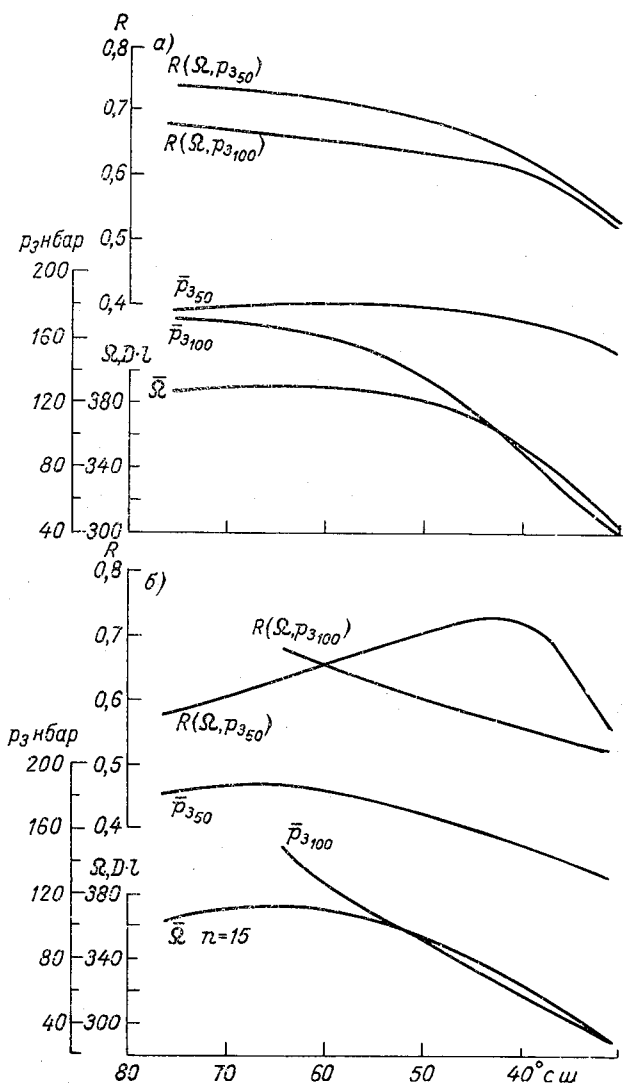


Рис. 2. Распределение общего содержания озона, его парциального давления на уровнях 100 и 50 мбар, а также коэффициентов корреляции $R(p_3, \Omega)$ в зависимости от широты в нижней стратосфере.

а — для циклонического типа циркуляции, б — для антициклонического типа циркуляции.

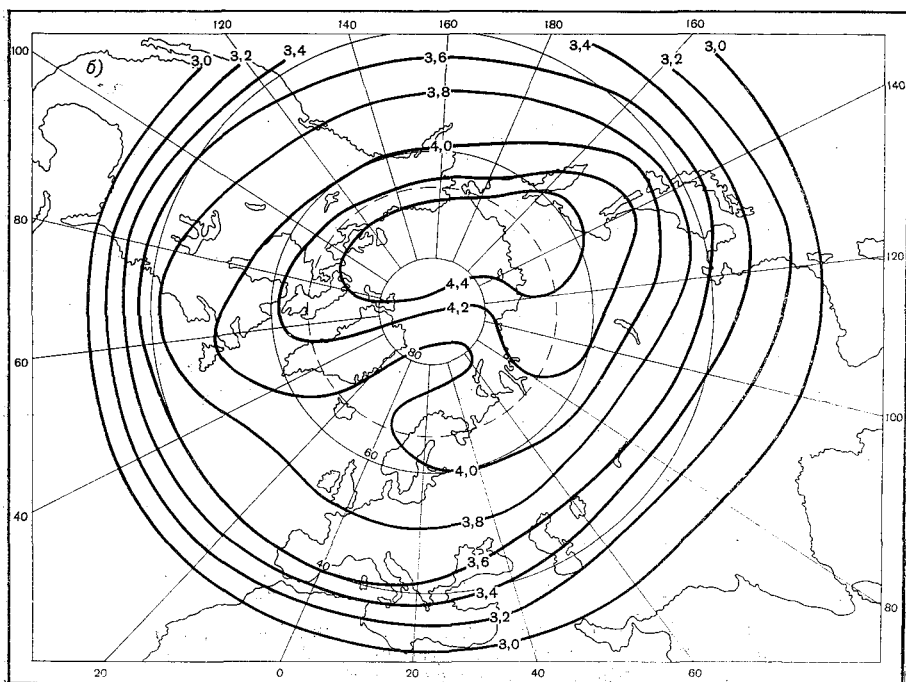
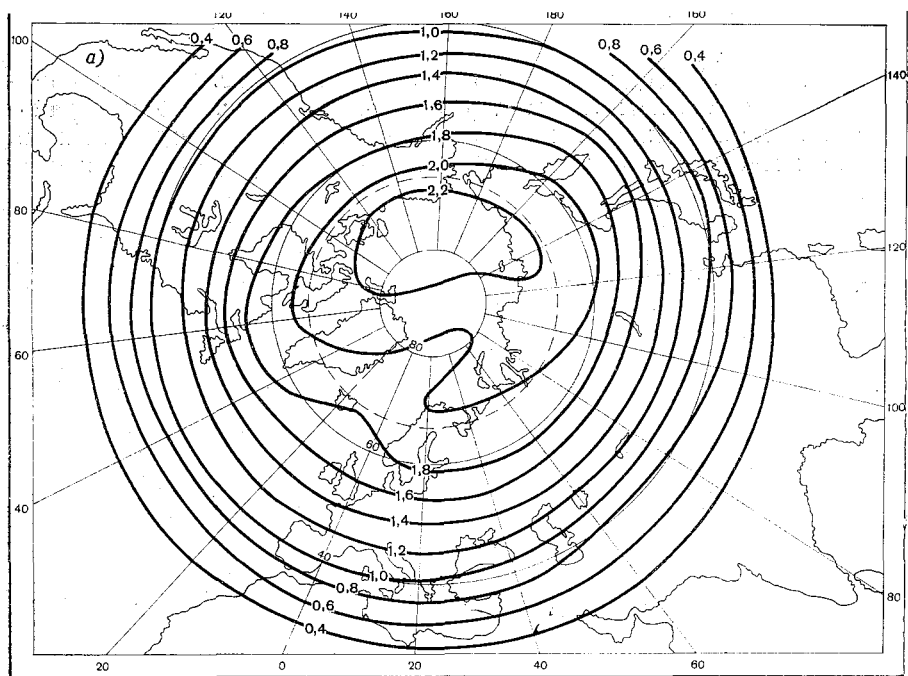
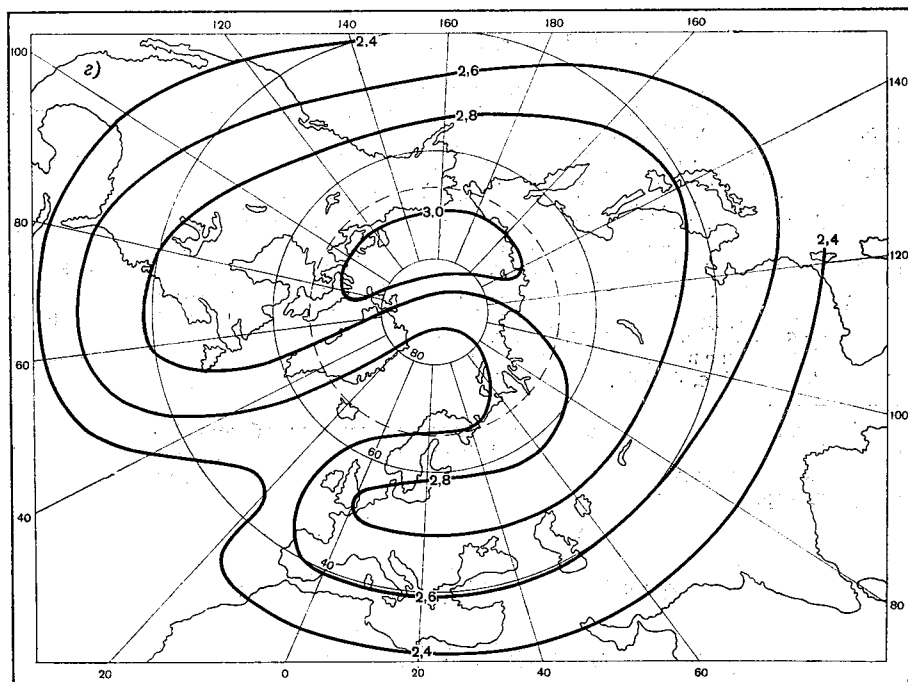
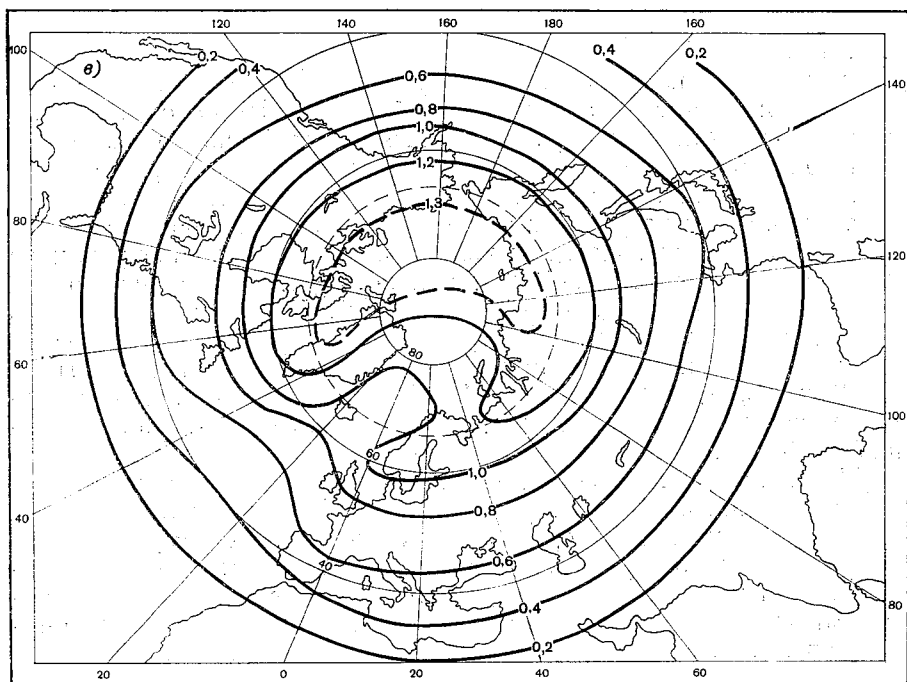


Рис. 3. Распределение объемной концентрации озона
 а — апрель, 100 мбар; б — апрель, 50 мбар



N_2 ($\text{см}^3 \cdot \text{О}_3 / \text{м}^3$) в северном полушарии.

а — октябрь, 100 мбар; б — октябрь, 50 мбар.

На рис. 3 представлены результаты расчетов распределения объемной концентрации озона (N_3)¹ на изобарических поверхностях 100 и 50 мбар в апреле и октябре, которые находятся в хорошем соответствии с меридиональными и временными разрезами распределения озона в стратосфере, приведенными в работах [7, 27]. Проанализированный материал показывает, что средние концентрации озона на уровнях 50 и 100 мбар увеличиваются с ростом широты в 2—5 раз. Пределы колебаний средней концентрации на уровне 100 мбар от $0,2 \cdot 10^{-6}$ до $2,2 \cdot 10^{-6}$ см³O₃/м³, на уровне 50 мбар от $1,2 \cdot 10^{-6}$ до $4,4 \cdot 10^{-6}$ см³O₃/м³. На уровне 50 мбар в северном полушарии концентрация озона во все сезоны превышает предельно допустимые безопасные значения (ПДК = $0,2$ см³O₃/м³) в 10—20 раз. На поверхности 100 мбар концентрации озона не превышают ПДК только в январе и октябре в тропической зоне.

Необходимо учесть, что экстремальные значения концентраций озона в нижней стратосфере могут значительно отличаться от приведенных на картах средних значений [9]. Поэтому успешное метеорологическое обеспечение сверхзвуковых самолетов возможно только при всестороннем изучении процессов в атмосфере, с которыми связаны резкие колебания концентраций озона на маршрутах полетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Божков Р. Д. Связь между изменениями парциального количества озона на разных высотах и изменениями общего содержания.—*Метеорол. и гидрол.*, 1967, № 5, с. 24—28.
2. Божков Р. Д. Вертикальное распределение озона в земной атмосфере.—*Метеорол. и гидрол.*, 1965, № 10, с. 3—11.
3. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М., «Наука», 1969.
4. Гушин Г. П. Атмосферный озон и его влияние на человека и некоторые виды растительности.—*Материалы III Междугосударственного совещания по атмосферному озону 21—23 мая 1963 г.* Л., Гидрометеиздат, 1965, с. 103—106.
5. Гушин Г. П., Осечкин В. В., Солонин С. В. Результаты исследований атмосферного озона и его влияния на эксплуатацию сверхзвукового транспорта.—*Тр. ГГО*, 1972, вып. 279, с. 138—153.
6. Дмитриев М. Авиация и атмосферный озон.—*Авиация и космонавтика*, 1971, № 5, с. 46—47.

¹ Медики-токсикологи обычно используют значения объемной концентрации озона N_3 в см³O₃/м³ или p_3 в мкг/м³ (реже массовой концентрации r_3 в мкг/г).

Приводим основные соотношения парциального давления, объемной и массовой концентраций озона:

$$p_3(\text{нбар}) = 1,73 \cdot 10^{-3} T(K) p_3 (\text{мкг/м}^3);$$

$$r_3(\text{мкг/г}) = \frac{2,87 \cdot 10^{-3} T(K) p_3 (\text{мкг/м}^3)}{p (\text{мбар})};$$

$$r_3(\text{мкг/г}) = 1,657 \frac{p_3(\text{нбар})}{p(\text{мбар})};$$

$$N_3(\text{см}^3\text{O}_3/\text{м}^3) = 0,6 r_3 (\text{мкг/г}).$$

7. Кароль И. Л. Высотные самолеты и стратосфера. Л., Гидрометеониздат, 1974. 48 с.

8. Озон в стратосфере и его влияние на полет СТС.— «Тр. ВАУГА», 1970, вып. 42, с. 83—100. Авт.: П. Д. Астапенко, С. В. Солонин, Н. Н. Аксельрод, В. В. Осечкин.

9. О средних и экстремальных концентрациях озона в атмосфере.— «Тр. ЦАО», 1969, вып. 83, с. 9—16. Авт.: А. С. Бритаев, Е. Г. Жаворонков, И. М. Кравченко, В. М. Ратьков.

10. Хргиан А. Х. О вредных для человека концентрациях озона в нижней стратосфере.— «Метеорол. и гидрол.», 1969, № 4, с. 10—15.

11. Хргиан А. Х., Ламжавын Б. Изменение атмосферного озона в высотных барических полях.— «Метеорол. и гидрол.», 1971, № 9, с. 24—29.

12. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеониздат, 1973. 291 с.

13. Bennett G. Ozone contamination of high-altitude aircraft cabins.— "Aerospace Med.", 1962, vol. 33, N 8, p. 969—983.

14. Berggren R., Labitzke K. A detailed study of the horizontal and vertical distribution of ozone.— "Tellus", 1966, vol. 18, № 4, p. 761—772.

15. Bojkov R. D. Computing the vertical ozone distribution and its relationship with total ozone amount.— "Journ. Appl. Meteorol.", 1969, vol. 8, № 2, p. 284—292.

16. Bojkov R. D. Ozone distribution over Mediterranean, central and southeast Europe during the International Quiet Sun Year (1964—1965).— "Pure Appl. Geophys.", 1969, vol. 74, № 3, p. 165—185.

17. Bojkov R. D. Planetary features of total and vertical ozone distribution during IQSY.— Időjárás, 1968, vol. 72, № 3, p. 1, p. 140—152, p. 2, p. 233—242.

18. Bojkov R. D. Features of the vertical ozone distribution deduced from five years observation at Belsk, Poland.— "Acta Geophys. Polonica", 1968, vol. 16, № 4, p. 295—313.

19. Bojkov R. D. The vertical distribution of atmospheric ozone and some relationship between its variations and the total amount.— "Zeitschrift für Meteorologie", 1967, Bd 19, H. 11—12, S. 355—361.

20. Bojkov R. D., Christie A. D. Vertical ozone distribution over New Zealand.— "Journ. Atm. Sci.", 1966, vol. 23, № 6, p. 791—798.

21. Brabets R. J. Ozone measurements survey in commercial jet aircraft. Tech. Rep. FAA ADS-5, contract ARDS-608, 1963, p. 54.

22. Craig R., Luisi J., Stickse P. Ozone distribution over Tallahassee, Florida.— "Journ. Geophys. Res.", 1967, vol. 72, № 6, p. 1661—1665.

23. Daily and monthly Northern Hemisphere 100, 50 mb. synoptic weather maps of year 1963—1965. Meteorologische Abhandlungen, Institut für Meteorologie und Geophysik der Frein Universität. Berlin.

24. Davis J. G. Living in the SST.— "Aeroplane", 1968, № 2954.

25. Duckrow R. Meteorologische Problem des überschallflugverkehrs, Techn.-ökon.— Inform. ziv. Luftfahrt, 1972, 8, № 5, 201—205.

26. Dütsch H. U. Two years of regular ozone soundings over Boulder, Colorado. National center for Atmospheric Research. Boulder, Colorado, 1966, p. 443.

27. Dütsch H. U. Photochemistry of atmospheric ozone.— Advances in Geophysics, 1971, vol. 15, p. 219—245.

28. Facteurs d'environnement pour le transport supersonique.— "Navigation", 1972, vol. 20, № 8, p. 449—467.

29. Hepburn A. N. Human factors in the Concorde SST.— "Aerospace Med.", 1968, vol. 39, № 5.

30. Hering W. S., Borden T. R. Ozone observations over North America, 1965, vol. 3, p. 265, 1967, vol. 4, p. 362.

31. Jaffe L. S., Estes H. D. Ozone toxicity hazard in high-altitude aircraft—a review and current program.— "Aerospace Med.", 1963, vol. 34, № 6, p. 633—644.

32. Jung W. A., Shaw D. B., Bates D. V. Presence of ozone in aircraft flying at 35,000 ft.— "Aerospace Med.", 1962, vol. 33, № 3, p. 311—318.

33. Komhyr W. D. Report on ozone measurements conducted within the cabin of KS—135 aircraft U. S. Weather Bureau Report, 1962, April, p. 62.

34. Łekawska — Degorska M. A note on short-time changes in the vertical distribution of ozone at Belsk, Poland.—"Acta Geophys. Polonica", 1967, vol. 15, № 3, p. 189—196.

35. Ozone data for the world, 1966, vol. 8, № 3, p. 253—361.

36. Sliff R. S., Slaughter H. H. Engineering approach to SST certification.—"Aerospace Med", 1969, vol. 40, № 11, p. 1209—1214.

К МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА ПО СВЕТУ ОТ ЗЕНИТА НЕБА

Рассеянный в атмосфере солнечный свет, как это было отмечено уже первыми исследователями озона, может служить источником обширной информации как об общем содержании озона, так и о его вертикальном распределении. До создания озонозондов зенитные измерения по методу «обращения» Гётца были единственным способом определения вертикального распределения озона. Подробный обзор работ, посвященных этому вопросу, приведен в монографиях И. А. Прокофьевой [4], Г. П. Гущина [1], А. Х. Хргиана [6].

Измерения по зениту неба общего содержания озона давно используются в практике регулярных наблюдений по спектрофотометру Добсона [8]. Как показали измерения прибором М-83, наблюдения по зениту также достаточно точны и надежны [2]. Однако для обоих приборов определение содержания озона по зенитным измерениям требует длительной градуировки.

В настоящей работе делается попытка применить некоторые расчетные соотношения для упрощения этой градуировки.

Вкратце напомним способ определения содержания озона по зенитным наблюдениям, изложенный в Руководстве к спектрофотометру Добсона, а для прибора М-83 в Методических указаниях [3], в работах К. И. Ромашкиной [5] и Г. П. Гущина [1]. Оба прибора требуют сопоставления зенитных наблюдений с солнечными. Для последних всегда справедливо следующее соотношение:

$$s_{\lambda} = s_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_{\lambda}\Omega - \beta_{\lambda}m}, \quad (1)$$

где s_{λ} — энергетическая освещенность на длине волны λ на уровне прибора; $s_{0\lambda}$ — энергетическая освещенность на верхней границе атмосферы; α_{λ} — коэффициент поглощения озона на длине волны λ ; Ω — общее содержание атмосферного озона; β_{λ} — коэффициент релеевского рассеяния; m и μ — воздушная и озонная массы соответственно.

Для прибора с широкой полосой пропускания энергетическую освещенность s во всей полосе от λ_1 до λ_2 , определяемой спектральной чувствительностью прибора ω_λ , можно представить в виде

$$s = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_\lambda s_\lambda d\lambda. \quad (2)$$

Если при определении содержания озона по широкополосному прибору пользуются отношением энергетических освещенностей s_1/s_2 в двух участках спектра, выделяемых фильтрами прибора, то при работе со спектрофотометром Добсона содержание озона определяется по величине

$$L = \lg \frac{s_{\lambda_1}}{s_{\lambda_2}}, \quad (3)$$

где λ_1 и λ_2 — центры узких спектральных интервалов, выделяемых щелями монохроматора. Но на практике используется величина

$$N = L - L_0, \quad (4)$$

где

$$L_0 = \lg \frac{s_{0\lambda_1}}{s_{0\lambda_2}} + c. \quad (5)$$

Содержание озона по зенитным наблюдениям озонметром М-83 находится с помощью соотношения

$$k_z \frac{D_1}{D_2} = \frac{s_1}{s_2}. \quad (6)$$

Здесь D_1 и D_2 отсчеты при измерениях по зениту неба с 1-м и 2-м фильтром соответственно, а $k_z = f(\theta)$ — так называемый зенитный коэффициент — эмпирически найденная функция. Для озонметра М-83 с фильтрами ОФ-5 [2] k_z практически не зависит от вида облачности и содержания озона, а изменяется только с высотой Солнца.

При наблюдениях по зениту спектрофотометром Добсона содержание озона находится с помощью эмпирически найденных номограмм, в которых для пар длин волн C и AD построены кривые $N_z/\mu = f(\mu)$ для различных значений Ω .

Напишем выражение (6) для узких спектральных интервалов

$$k_{z\lambda} \frac{D_{\lambda_1}}{D_{\lambda_2}} = \frac{s_{\lambda_1}}{s_{\lambda_2}} \quad (7)$$

или

$$\lg \frac{D_{\lambda_1}}{D_{\lambda_2}} = \lg \frac{s_{\lambda_1}}{s_{\lambda_2}} - \lg k_{z\lambda} + c. \quad (7a)$$

Введя обозначения, принятые при работе со спектрофотометром Добсона, получим

$$L_z = L - \lg k_{z\lambda} + c, \quad (7б)$$

а вычтя из обеих частей уравнения $L_0 = \lg \frac{s_{0\lambda_1}}{s_{0\lambda_2}}$,
имеем

$$N_z = N - \lg k_{z\lambda} + c'. \quad (7в)$$

Следовательно, если имеется возможность рассчитать k_z или $k_{z\lambda}$, то градуировка наблюдений по зениту сведется к уточнению постоянных прибора при зенитных наблюдениях.

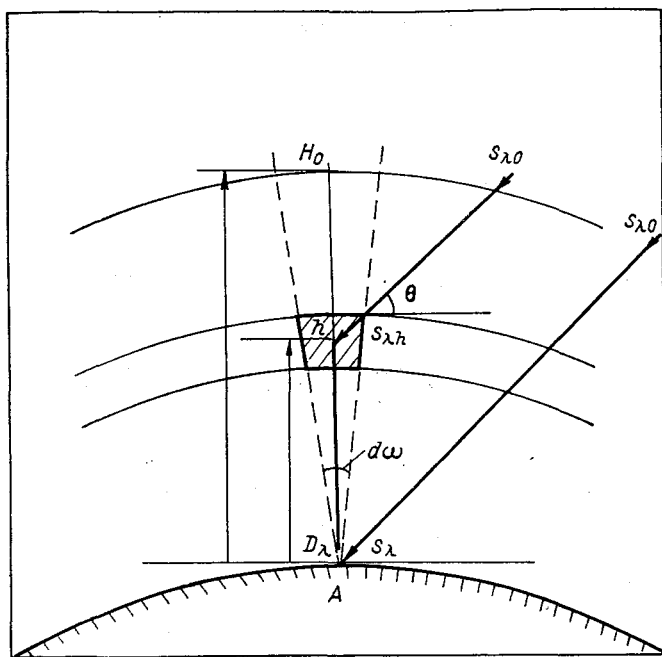


Рис. 1. Схема, поясняющая вывод формулы (8).

Рядом исследований (они достаточно подробно изложены в монографии [1]) показано, что в ультрафиолетовой области спектра рассеянный свет, приходящий в прибор, направленный в зенит, является в основном светом однократно рассеянным.

Влияние многократного рассеяния очень мало и проявляется лишь при малых ($1-5^\circ$) высотах Солнца.

Поэтому для прибора А (рис. 1), направленного в зенит для энергетической освещенности рассеянного света, приходящего в прибор, в узком спектральном интервале будет справедливо выражение, приведенное в работе [1]:

$$D_\lambda = d \omega \int_0^H d_{\lambda, h}^\theta s_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \Omega_{hH} m - \beta_{hH} m} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \Omega_{Ah} - \beta_\lambda h} dh. \quad (8)$$

Здесь

$$d_{\lambda, h}^\theta = 2,3 \frac{3 \beta_\lambda \rho_H}{16 \pi H_0 \rho_0} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (9)$$

— коэффициент рассеяния в направлении $\varphi = 90 - \theta$; H_0 — высота верхней границы атмосферы; $d\omega$ — телесный угол; смысл индексов А, h, θ ясен из рис. 1.

Принимая во внимание, что $Ah + hH = H_0$, а $\Omega = \Omega_{Ah} + \Omega_{hH}$, выражение (8) можно легко преобразовать и написать в виде

$$D_\lambda = d \omega \int_0^H d_{\lambda, H}^\theta s_{0\lambda} \cdot 10^{-(\alpha_\lambda \Omega + \beta_\lambda) m} \cdot 10^{(\alpha_\lambda \Omega_{Ah} + \beta_\lambda h)(m-1)} dh, \quad (10)$$

или

$$D_\lambda = s_\lambda d \omega \int_0^H d_{\lambda, H}^\theta \cdot 10^{(\alpha_\lambda \Omega_{Ah} + \beta_\lambda h)(m-1)} dh. \quad (11)$$

Для отношения энергетических освещенностей рассеянного зенитного света двух длин волн, учитывая (9), можно написать

$$\frac{D_{\lambda_1}}{D_{\lambda_2}} = \frac{s_{\lambda_1} \beta_{\lambda_1} \int_0^H \rho_h \cdot 10^{(\alpha_{\lambda_1} \Omega_{Ah} + \beta_{\lambda_1} h)(m-1)} dh}{s_{\lambda_2} \beta_{\lambda_2} \int_0^H \rho_h \cdot 10^{(\alpha_{\lambda_2} \Omega_{Ah} + \beta_{\lambda_2} h)(m-1)} dh}. \quad (12)$$

Наконец, введя обозначение

$$R_\lambda = \beta_\lambda \int_0^H \rho_h \cdot 10^{(\alpha_\lambda \Omega_{Ah} + \beta_\lambda h)(m-1)} dh, \quad (13)$$

получим выражение

$$\frac{D_{\lambda_1}}{D_{\lambda_2}} = \frac{s_{\lambda_1} R_{\lambda_1}}{s_{\lambda_2} R_{\lambda_2}}. \quad (14)$$

Для отношения энергетических освещенностей в двух относительно широких спектральных интервалах можно, используя (14) и (2), написать

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{\int_{\lambda_1'}^{\lambda_1} \omega_{\lambda} s_{\lambda} R_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_2'}^{\lambda_2} \omega_{\lambda} s_{\lambda} R_{\lambda} d\lambda}, \quad (15)$$

где λ_1 и λ_1' — граничные длины волн первого спектрального интервала; λ_2 и λ_2' — граничные длины волн второго спектрального интервала.

Из формул (14) и (7) можно определить

$$k_{z\lambda} = \frac{R_{\lambda_2}}{R_{\lambda_1}}, \quad (16)$$

а, зная отношение D_1/D_2 , можно найти k_z по формуле (6).

Значения $R_{\lambda_1}/R_{\lambda_2}$ и D_1/D_2 найдем численным интегрированием выражений (13) и (15).

Такой расчет был выполнен для длин волн 300, 305,5, 311,4, 317,6, 325,6, 332,4 и 339,8 нм. Эти длины волн (кроме 300 нм)

Таблица 1

$$\text{Значения } R_{\lambda} = \beta_{\lambda} \sum_{h=0}^{h=40} p_{\lambda} \cdot 10^{(\alpha_{Ah} \alpha_{\lambda} + \beta_{Ah}) (m-1) \Delta h}$$

m	Ω (атм.см.·10 ³)	λ нм						
		300,0	306,5	311,4	317,6	325,4	332,1	339,8
2	0	3,47	3,08	2,68	2,34	1,99	1,74	1,52
	245	4,87	3,55	2,88	2,43	2,04	1,77	1,55
	340	7,87	4,08	3,03	2,46	2,02	1,75	1,53
	480	14,2	4,39	2,94	2,33	1,88	1,64	1,43
3	0	7,52	6,40	5,19	4,28	3,41	2,82	2,35
	245	28,3	9,38	6,51	4,56	3,47	2,86	2,38
	340	162	16,0	7,33	4,85	3,53	2,86	2,36
	480	1330	28,7	8,16	4,77	3,33	2,70	2,23
4	0	18,6	14,3	10,7	8,23	6,07	4,77	3,74
	245	417	32,7	14,3	9,10	6,23	4,86	3,74
	340	7150	100	21,4	10,4	6,46	4,86	378
	480	226000	362	29,7	10,9	6,20	4,61	3,50

являются центрами рабочих спектральных интервалов в озонном спектрофотометре Добсона.

Осредненные данные о плотности воздуха ρ_h и концентрации озона ρ_h (г/м³) на разных высотах были взяты из работы [7]. По значениям ρ_h были найдены значения $\Omega_{\Delta h}$ (см). Высота h элементарного слоя $\Delta h=2$ км изменялась от 2 до 40 км. Расчет был сделан для $\Omega=0; 0,245; 0,340; 0,480$ см и при $m=2, 3, 4$.

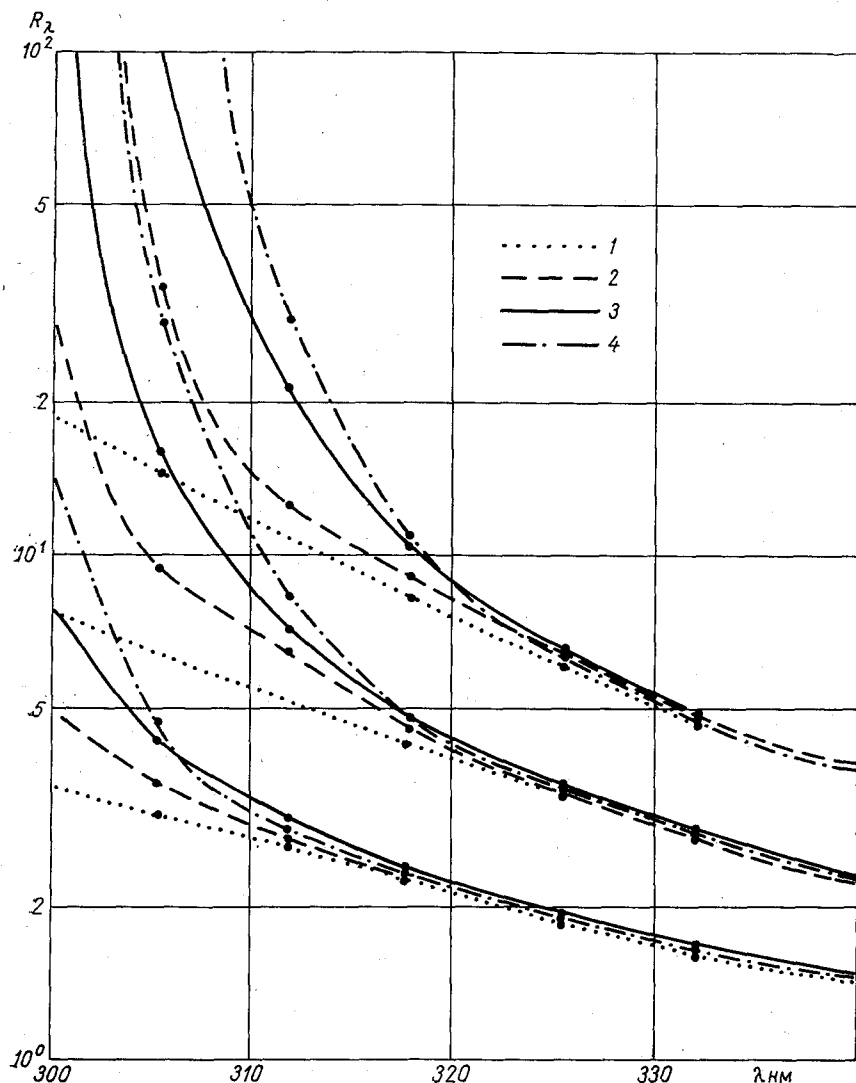


Рис. 2. Зависимость R_λ от длины волны λ .
1 — $\Omega=0$, 2 — $\Omega=0,245$ см, 3 — $\Omega=0,340$ см, 4 — $\Omega=0,480$ см.

В табл. 1 и на рис. 2 приведены значения R_λ для разных масс и длин волн. Согласно выражению (14), величина $R_{\lambda_1}/R_{\lambda_2}$ характеризует отличие отношения энергетических освещенностей рассеянного света двух длин волн от зенита неба и от отношения энергетических освещенностей прямого солнечного света.

Отметим, что практически при $m=2$ от 310 нм, $m=3$ от 315 нм, $m=4$ от 320 нм и более значение R_λ не зависит от содержания озона, т.е. определяется рассеянием на молекулах воздуха.

Таблица 2

Расчетные и эмпирические значения N_z

m	Ω см	N	$\lg R_{z\lambda}$	N_z расч	N_z ном	Δ	c	Δ'
Пара C								
2	0,245	0,603	0,212	0,391	0,324	0,067	0,067	0,000
	0,340	0,768	0,238	0,580	0,496	0,034	0,046	-0,012
	0,480	0,993	0,252	0,741	0,760	-0,029	-0,019	-0,010
3	0,245	0,928	0,358	0,570	0,540	+0,030	+0,025	+0,005
	0,340	1,150	0,408	0,742	0,750	-0,008	-0,003	-0,005
	0,480	1,486	0,480	1,006	1,065	-0,059	-0,043	-0,016
4	0,245	1,235	0,358	0,767	0,768	-0,001	-0,011	+0,010
	0,340	1,545	0,408	0,900	0,948	-0,048	-0,050	+0,002
	0,480	1,486	0,480	1,180	1,285	-0,105	-0,104	-0,001
Пара AD								
2	0,245	0,698	0,045	0,653	0,750	-0,097	-0,098	0,001
	0,340	0,960	0,096	0,864	0,998	-0,134	-0,134	0,000
	0,480	1,355	0,152	1,203	1,382	-0,179	-0,192	+0,013
3	0,245	1,048	0,148	0,148	0,900	-0,144	-0,146	-0,002
	0,340	1,450	0,344	1,106	1,300	-0,194	-0,203	+0,009

При длинах волн, меньше указанных, значения R_λ существенно зависят от содержания озона, резко возрастают по значению и при $\Omega > 0$ становятся значительно большими по сравнению с R_λ при чисто молекулярном рассеянии, когда $\Omega = 0$.

При коротких длинах волн значение R_λ зависит в основном не от рассеяния, а от пути, который проходит свет в атмосфере.

Результаты расчета N_z для пар длин волн c и AD приведены в табл. 2. Там же приведены значения N_z ном для $\mu=2, 3$ и 4 и $\Omega=0,245; 0,340; \text{ и } 0,480$ из зенитных номограмм для спектрофотометра Добсона № 108 (градуировка в Оксфорде до 1968 г.). Что-

бы вычислить N_z по формуле (7в), необходимо знать величину N . Для спектрофотометра Добсона имеем

$$N_c = 0,8 \mu \left(\Omega + 0,137 \frac{m}{\mu} \right),$$

$$N_{AD} = 1,388 \mu (\Omega + 0,009).$$

Эти значения при $\Omega = 0,245$; $0,340$; и $0,480$ см приведены в табл. 2. Графа Δ показывает различие между $N_{z \text{ ном}}$ и $N_{z \text{ расч}}$. Если ввести постоянные прибора в значение $N_{z \text{ расч}}$ в виде поправки c , причем для пары C $c = 0,142 - 0,124 N_c$, а для пары AD $c = 0,140 N_{AD}$, то различие между $N_{z \text{ ном}}$ и $N_{z \text{ расч}}$ определится величиной Δ' .

Таблица 3

Расчетные и эмпирические коэффициенты озонметра М-83 № 94

m	$(s_1/s_2)_{\text{расч}}$	$(D_1/D_2)_{\text{ном}}$	$k_z \text{ расч}$	$k_z \text{ град}$	c
2	0,970	1,010	0,96	0,85	0,9
3	0,580	0,750	0,77	0,71	0,9
4	0,400	0,600	0,67	0,61	0,9

Хорошее совпадение расчетных и эмпирических значений N_z говорит о том, что расчета по однократному рассеянию достаточно для построения озонных зенитных номограмм $N_z = f(\mu)$. Постоянные прибора при зенитных наблюдениях легко найти сравнительно короткой градуировкой.

Для того чтобы проверить пригодность таких расчетов для зенитных номограмм фильтровых озонметров с широкими полосами пропускания были найдены, согласно (6), значения k_z

$$k_z = \frac{s_1}{s_2} / \frac{D_1}{D_2}. \quad (17)$$

Здесь значения D_1/D_2 были найдены численным интегрированием для $\Omega = 0,340$ см, $m = 2, 3$ и 4 по формуле (15) с шагом $\Delta\lambda = 2$ нм. Значения R_λ в этой формуле были сняты с кривой $R_\lambda = f(\lambda)$ (рис. 2 $\Omega = 0,340$).

Значения s_1/s_2 были найдены по озонным номограммам прибора М-83 № 94. Спектральная чувствительность ω_λ для фильтров этого озонметра была также использована при расчете D_1/D_2 .

Результаты такого приближенного расчета приведены в табл. 3.

Зенитные коэффициенты k_z прибора № 94 были найдены при градуировке по обычной методике [3] весной и летом 1971 г. и используются при регулярных наблюдениях за озоном.

Из таблицы видно, что значения расчетных коэффициентов k_z и найденных при длительной градуировке практически отличаются постоянным множителем $c=0,9$.

Для окончательных выводов необходимы более тщательные расчеты (особенно для широкополосных приборов) и их проверка на практике. Полученные предварительные результаты говорят о принципиальной возможности получения озонных зенитных номограмм с помощью простых расчетных соотношений, учитывающих только однократное рассеяние солнечного света в атмосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 179—193.
2. Гущин Г. П., Ромашкина К. И., Шаламянский А. М. Опыт измерения общего содержания озона озонометром М-83 в Воейково в 1971—1974 гг.— См. наст. сборник.
3. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. Сост. Г. П. Гущин. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 25—29.
4. Прокофьева И. А. Атмосферный озон. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1951.
5. Ромашкина К. И. Методика градуировки зенитной и лунной установок универсального озонометра.— В кн.: Атмосферный озон. Л., Гидрометеиздат, 1965, с. 93—98.
6. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1973, с. 12—19, 70—81.
7. Mc Clahtchey, Fenn R. W., Selby J. E. A., Garding G. S. Optical Properties of the Atmosphere. AFCRL-70-0527.— Environmental Research Papers, 1970, № 331.
8. Dobson G. M. B. Observers Haudbook for the Ozone Spectrophotometer.— "Ann. IGI", 1957, vol. 5, p. 3, p. 47—50, 63—64.

О ГРАДУИРОВКАХ РАЗНОТИПНЫХ БАЛАНСОМЕРОВ И ПИРГЕОМЕТРОВ ПО ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ

Все существующие приборы для измерения радиационного баланса в наземных условиях воспринимают радиацию во всем диапазоне длин волн: как коротковолновую, так и длинноволновую. Поскольку все известные приборы селективны, то требуется их градуировка в двух диапазонах длин волн: в коротковолновом (0,3—3 мкм) и длинноволновом (3—40 мкм). Хотя в настоящее время интенсивно исследуются спектральные характеристики чернящих покрытий приемников во всем диапазоне длин волн, воспринимаемых балансомерами и пиргеометрами, но это еще не решает полностью проблемы определения длинноволновой чувствительности. Различные конструктивные особенности приборов накладывают свое влияние на величину как коротковолновой, так и длинноволновой чувствительностей, а поэтому расчетные значения чувствительности прибора к длинноволновой радиации часто не соответствуют действительным.

Метод градуировки в коротковолновом диапазоне длин волн для всех приборов однотипен, так как в качестве источника радиации используется Солнце (реже искусственный источник). Методы градуировки по длинноволновой радиации весьма разнообразны, в большинстве случаев разработанные для какого-либо одного конкретного прибора (или типа приборов) [1, 7, 10], но непригодные для всех существующих и создаваемых приборов. Имеющиеся модели черных тел из-за своих индивидуальных особенностей не могут быть применены для градуировки по длинноволновой радиации всех типов имеющихся приборов: многие из моделей — высокотемпературные, принципиально непригодные для градуировки компенсационных пиргеометров и балансомеров, и, как будет показано в данной статье, и для градуировки приборов, защищенных полиэтиленом или каким-либо другим защитным колпачком, имеющим полосы поглощения.

Нами предпринята попытка рассчитать распределение энергии в спектре абсолютно черного тела для семи различных температур, встречающихся в практике градуировки балансомеров и пиргеометров по длинноволновой радиации, т. е. для высокотемператур-

ных и низкотемпературных черных тел ($-10, 0, 30, 140, 160, 270, 337^{\circ}\text{C}$) [2, 4, 5, 7, 10]. Расчет производился по формуле Планка

$$f_{\lambda} T = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T} - 1}, \quad (1)$$

где c_1, c_2 — константы, значения которых взяты по последним литературным источникам [5].

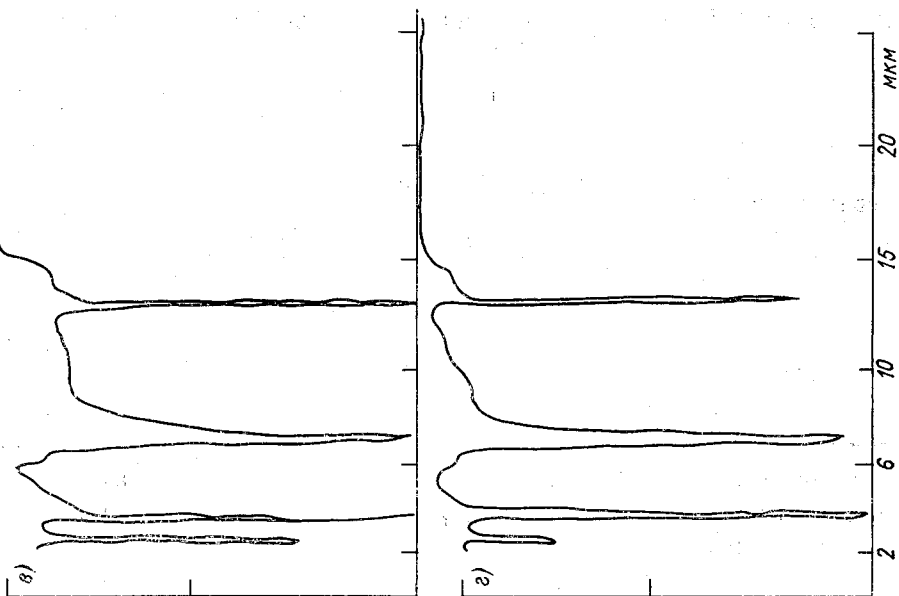
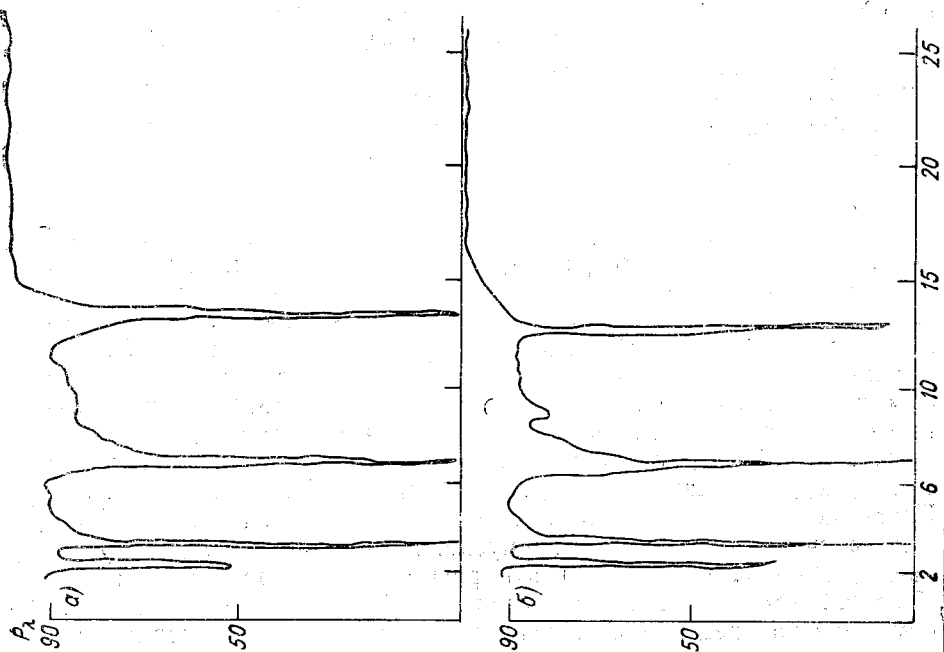
Пропускание полиэтилена различных марок (отечественного 20 мкм и зарубежного) промерено на двух установках: SPM-2 (в диапазоне 0,5—2 мкм) и на UR-10 в диапазоне 2—25 мкм; нами

Т а б л и ц а 1

Прибор, с которого взят колпачок	Срок работы	P интегральное %
Балансомер Шульце (ФРГ)	запасной	88
Балансомер Шульце (ФРГ)	3,5 года	82
Балансомер Шульце (ГДР)	новый	86
Балансомер Функа	новый	89
Балансомер Функа	1,5 года	85
Пиргеометр Зоннтага	новый (1—1,5 ме- сяца)	84
Отечественный полиэтилен толщиной 20 мкм	новый	88
Балансомер Шульце (ФРГ)	0,5 года	87

были взяты полиэтиленовые колпачки балансомеров Шульце (ФРГ и ГДР), пиргеометра Зоннтага (ГДР), балансомера Функа (Австралия), отечественный полиэтилен Охтинского химкомбината толщиной 20 мкм. Помощь в работе на специальных установках по измерению пропускания полиэтилена оказывала К. В. Казакова, за что автор выражает ей большую благодарность. Сведения о марках полиэтилена, сроках его использования и полученные данные об общем пропускании содержатся в табл. 1.

Подробные сведения о спектральном пропускании P_{λ} каждого конкретного образца приведены на рис. 1 (а, б, в, г, д, е, ж). После получения сведений о пропускании полиэтилена произведены расчеты произведения пропускания полиэтилена P_{λ} на функцию Планка f_{λ} , и эти результаты расчетов представлены на рис. 2. На рис. 2 хорошо видно, как разнятся кривые из-за смещения максимума в распределении энергии в спектре абсолютно черного тела с повышением его температуры, так как этот максимум может попадать или не попадать на полосы поглощения полиэтилена (а также и любого другого фильтра). Поэтому общее количество



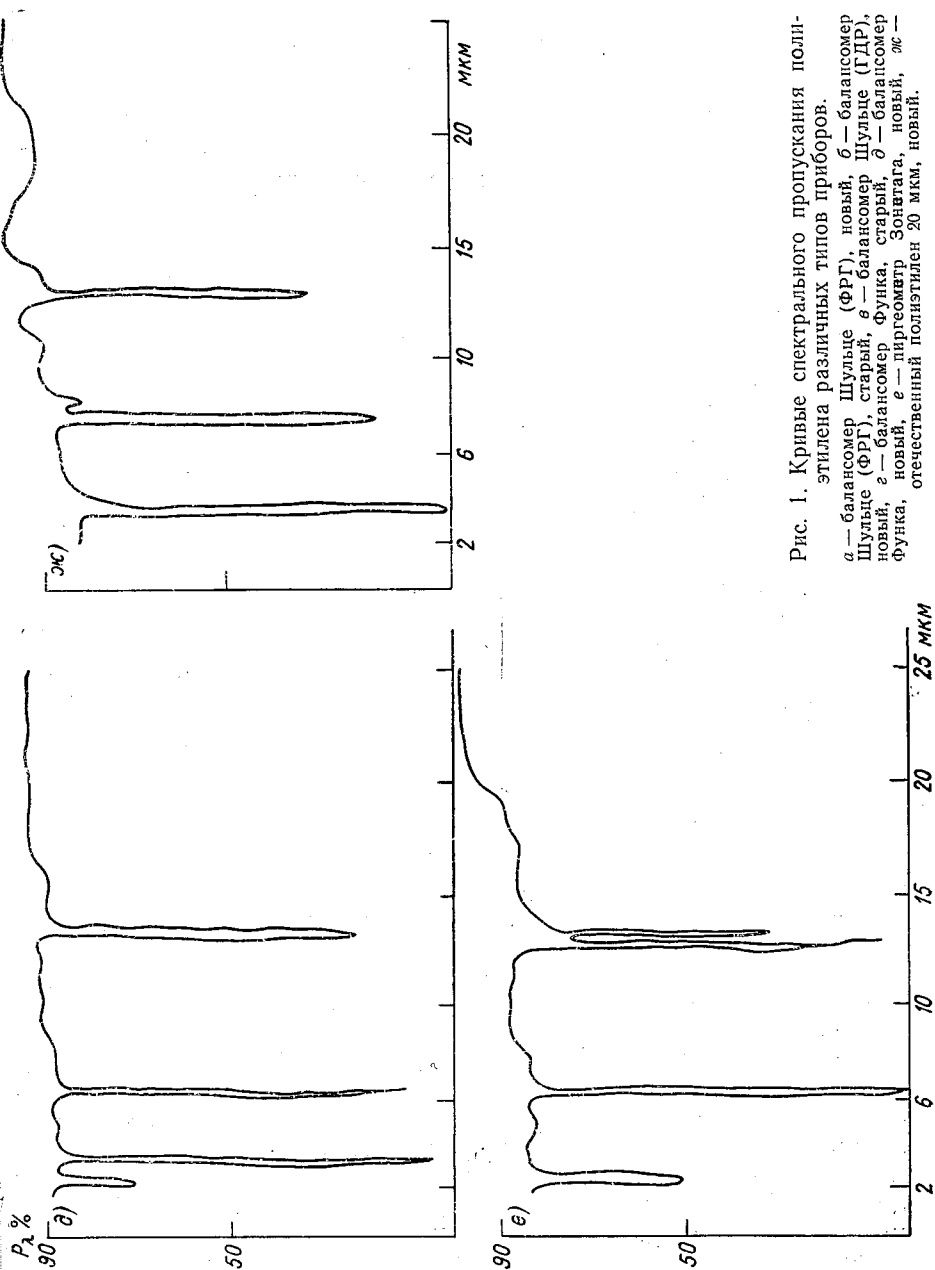


Рис. 1. Кривые спектрального пропускания полиэтилена различных типов приборов.
а — балансомер Шульце (ФРГ), новый, б — балансомер Шульце (ФРГ), старый, в — балансомер Шульце (ГДР), новый, г — балансомер Функа, старый, д — балансомер Функа, новый, е — пиригеометр Зонитига, новый, ж — отечественный полиэтилен 20 мкм, новый.

энергии, воспринимаемое прибором, меняется, а значит, неправильно градуировать защищенные полиэтиленом приборы по высокотемпературному или вообще нагретому черному телу и пользоваться полученной таким образом чувствительностью при обработке наблюдений этим прибором в естественных условиях, ибо максимум в распределении естественных длинноволновых излучений приходится на 10—11 мкм [3], что соответствует температуре черного тела около $+15^{\circ}\text{C}$. Следует внести изменения в значения чувствительности по длинноволновой радиации, полученной по высокотемпературному черному телу, с тем, чтобы измененным значением пользоваться при обработке наблюдений этим прибором

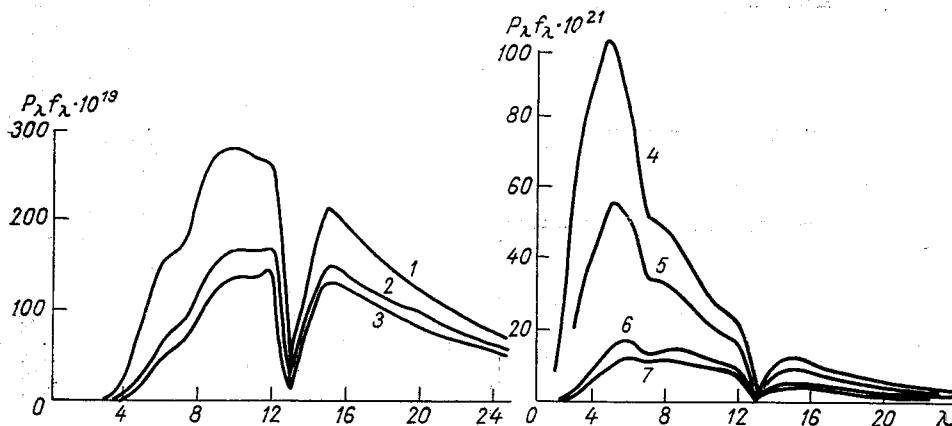


Рис. 2. Кривые произведения функции Планка f_{λ} на функцию спектрального пропускания полиэтилена P_{λ} для семи различных температур черного тела. 1 — $t=337^{\circ}\text{C}$, 2 — $t=270^{\circ}\text{C}$, 3 — $t=160^{\circ}\text{C}$, 4 — $t=140^{\circ}\text{C}$, 5 — $t=30^{\circ}\text{C}$, 6 — $t=0^{\circ}\text{C}$, 7 — $t=-10^{\circ}\text{C}$.

в естественных условиях. Эти изменения должны быть строго индивидуальными для каждого конкретного типа прибора и для каждого сорта полиэтилена или любого фильтра, имеющего полосы поглощения. Расхождения в значениях чувствительности к длинноволновой радиации балансомера Шульце, полученные Козыревым по высокотемпературному АЧТ [2] ($t=160^{\circ}\text{C}$) и по методу Фалькенберга ($t=0^{\circ}\text{C}$), могут достигать 10% (высокотемпературные черные тела занижают чувствительность к длинноволновой радиации защищенных полиэтиленом приборов). Это особенно относится к новым типам так называемых всеволновых балансомеров Козырева с комбинированным фильтром КВг+полиэтилен, да и вообще к балансомерам и пиргеометрам (непиррадиометрам), использующим какие-либо фильтры в комбинации с полиэтиленом. По нашим градуировкам, проведенным в марте 1974 г. совместно с А. А. Мишиным, два балансомера с КВг+полиэтилен (NE 677 и NE 686) дали расхождения в значениях чувстви-

тельности, полученных по методу Фалькенберга (0°C), с указанной в паспорте ЛЭТИ до 25—27%. Это расхождение закономерно и объяснимо, так как многокамерное АЧТ ЛЭТИ — высокотемпературное (450K или 177°C).

Все сказанное о неправомерности градуировок защищенных полиэтиленом приборов по высокотемпературному черному телу может быть отнесено и к не защищенным приборам со значительным селективным покрытием, так как и для этих приборов смещение максимума в распределении энергии в спектре черного тела из-за его температуры может не совпадать с максимумом в спектральной чувствительности чернящего покрытия.

Таблица 2

Значения чувствительности A^2 в кал/(см²·мин)

Годы	1970	1971	1972	1973	1974	Среднее из 5 лет
K^2	2,21	2,33	2,15	2,22	2,22	2,22 ₆
Отклонение от среднего, % . . .	+0,5	-4,5	+3,6	+0,5	+0,5	

Таким образом, в паспорте прибора необходимо указывать температуру черного тела, по которому получена чувствительность по длинноволновой радиации, и индивидуально для каждого типа прибора указывать, каких следует ожидать погрешностей при наблюдении таким прибором в естественных условиях, когда он воспринимает естественные излучения (как бы давать «приведение» чувствительности длинноволновой радиации к естественным температурам). Метод градуировки по длинноволновой радиации в естественных условиях по контрольному прибору получил некоторое распространение со времен появления компенсационного пиргеометра К. Онгстрема [4]. В настоящее время Ю. Д. Янишевским этот пиргеометр модернизирован и первая партия этих приборов из 10 штук изготовлена мастерскими ГГО в 1970 г. и опробована нами на стабильность чувствительности во времени градуировками по «снежному» небу, т. е. по методу Фалькенберга.

Результаты пятилетней поверки приведены в табл. 2 (взят пиргеометр № 6, который не ремонтировался в течение 5 лет).

Предложенный М. А. Сулевым [6] метод градуировки по узкоугольному (9°) радиометру приборов с углом зрения 2π , на наш взгляд, менее приемлем, чем метод градуировки по модернизированному компенсационному пиргеометру (его угол зрения 2π), так как влияние неізотропности излучения в естественных условиях на прибор, градуированный по изотропному излучателю, более сильно скажется на узлоугольный радиометр, чем на прибор с углом зрения 2π [3].

В заключение автор выражает благодарность Г. И. Ужовой за техническую работу по выполнению расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев А. А. К оценке погрешностей, вносимых фильтрами, при измерении длинноволновой радиации.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 295, с. 184—189.
2. Козырев Б. П. Компенсированный термоэлектрический балансомер с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из КРС-5.— Труды VI Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы, июнь 1966 г. Тарту. Таллин, «Валгус», 1968, с. 178—184.
3. Кондратьев К. Я. Актинометрия. Л., Гидрометеиздат, 1965. 35 с.
4. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. Результаты исследований термоэлектрических балансомеров Ю. Д. Янишевского.— «Тр. ГГО», 1965, вып. 174, с. 62—80.
5. Перрен де Бришамбо Ш. Солнечное излучение и радиационный обмен в атмосфере. М., «Мир», 1966. 32 с.
6. Сулев М. А. Методика и приборы для измерения радиационного баланса земной поверхности. Автореф. дисс. Тарту, 1966.
7. Ястребова Т. К., Янишевский Ю. Д. О градуировках разнотипных сетевых балансомеров по длинноволновой радиации.— Тезисы докладов 8-го Научного совещания по оптике атмосферы и актинометрии. Томск, 1970, с. 169—170.
8. Bertrand R. Contribution a L'etude experimentale des pyrradiometres. Notes Preliminaires N 1, Institut Royal Meteorologique de Belgique, 1968, p. 7.
9. Collins B. G., Kyle T. G. The spectral variation of the sensitivity of a polythene shielded net radiometer.— "Pure Appl. Geophys", 1966/1, vol. 63, p. 231—236.
10. Collins B. G. A long wave radiation source for net pyrradiometer calibration.— "J. Sci. Instruments (J. Phys. E)", 1968, ser. 2, vol. 1, p. 62—64.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. П. Барашкова. Экспериментальная проверка метода определения излучательной способности в инфракрасной области спектра с помощью «излучательного» ящика	3
С. С. Богданов, А. М. Броунштейн, А. Д. Фролов. О влиянии оптической нестабильности атмосферы на погрешности определения внеатмосферных потоков солнечной радиации в ИК области спектра	12
А. М. Броунштейн, В. В. Демидов, К. В. Казакова. Методика измерений абсолютной спектральной прозрачности горизонтальных приземных слоев воздуха в ИК области спектра	18
Н. В. Бухман. Актинометрический самописец на базе интегратора типа Х-603	31
Н. В. Бухман. Поляризация и чистота газового заполнения интеграторов типа Х-603	38
Г. П. Гущин, Н. Н. Виноградова. К вопросу о распределении озона в зоне струйных течений	48
Г. П. Гущин, Н. Н. Виноградова. Колебания общего содержания озона и циркуляция воздуха в стратосфере в зимний период	55
В. И. Горышин. Результаты исследования тесноты связи показаний двух приборов РДВ-2, работающих параллельно на общей измерительной базе	66
В. И. Горышин. Система приборных наблюдений за дальностью видимости в аэропортах	69
В. Н. Гульков, Е. Л. Махоткина, А. А. Мишин. Особенности лабораторной градуировки пиранометров с черной приемной поверхностью	76
Г. П. Гущин. Основные особенности в распределении общего содержания атмосферного озона над акваториями океанов	83
Г. П. Гущин, К. И. Ромашкина, А. М. Шаламянский. Опыт измерения общего содержания озона модернизированным озонометром М-83 в Воейково в 1971—1974 гг.	106
В. А. Ковалев. Анализ методов обработки сигналов лазерных локаторов при измерении прозрачности атмосферы	121
А. С. Луштак, Г. Д. Горобьев, А. М. Броунштейн, А. Д. Фролов. Об автоматической обработке ИК спектров пропускания атмосферы	140
Е. Л. Махоткина. Мутность атмосферы над ЕТС летом 1972 г.	144
Е. Л. Махоткина, Ю. Д. Янишевский. Характеристика распределения зональной рассеянной радиации и ее сумм	153
В. В. Осечкин, Г. П. Гущин, Л. Д. Прибытков, В. Г. Самойлович, М. Т. Дмитриев. Самолетное зондирование атмосферного озона хемилюминесцентным методом	161
Н. Н. Парамонова, А. Д. Фролов. О возможности вычисления на ЭВМ характеристик прозрачности атмосферы для интегрального потока прямой солнечной радиации	170
Е. А. Полякова. К вопросу о применении формулы Ангстрема	173
Е. А. Полякова. Об изучении микроструктуры и интегральных характеристик водных аэрозолей	181

А. И. Сербин, А. М. Броунштейн, К. В. Казакова. Методика измерения ослабления излучения CO_2 -лазера на горизонтальных трассах с помощью инфракрасной атмосферной установки ИКАУ-1	187
С. В. Солонин, Г. П. Гущин, Н. Н. Виноградова. Распределение концентраций озона на эшелонах полетов высотных самолетов	194
А. М. Шаламянский. К методике определения содержания озона по свету от зенита неба	205
Т. К. Ястребова. О градуировках разнотипных балансомеров и пиргеометров по длинноволновой радиации	214

Труды ГГО, вып. 357

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА И ОЗОНОМЕТРИЯ

Редактор Л. В. Ковель
Техн. редактор Н. Ф. Грачева
Корректор Л. И. Хромова

Сдано в набор 22/X 1975 г. Подписано к печати 30/III 1976 г. М 19624. Формат. $60 \times 90^{1/16}$. Бумага тип. № 1. Печ. л. 14,5 Уч.-изд. л. 15,34. Тираж 550 экз. Индекс МЛ-96. Заказ № 776. Цена 1 р. 07 к.

Гидрометеиздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Сортавальская книжная типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров Карельской АССР. Сортавала, Карельская, 42.