

06
T78
ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

ВЫПУСК 203

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ
В АТМОСФЕРЕ

210616
Под редакцией
канд. геогр. наук
В. Л. ГАЕВСКОГО,
д-ра физ.-мат. наук
К. С. ШИФРИНА

БИБЛИОТЕКА
Ленинского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1967

В сборнике приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований радиационных процессов в атмосфере, выполненных в ГГО в 1964—1965 гг.

Ряд статей посвящен изучению связей некоторых метеорологических характеристик атмосферы с поглощением и излучением атмосферной радиации сантиметрового участка спектра.

Сборник рассчитан на специалистов метеорологов, аспирантов и студентов старших курсов гидрометеорологических институтов и университетов.

В. Ф. ЖВАЛЕВ, К. Я. КОНДРАТЬЕВ, Н. Е. ТЕР-МАРКАРЯНЦ

О РАСЧЕТЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ И КОНТРАСТОВ МЕЖДУ РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЛАКОВ В СВЯЗИ С ЗАДАЧЕЙ ОБНАРУЖЕНИЯ ОБЛАЧНОСТИ С ИСЗ

Расчитаны спектральные потоки уходящего излучения и контрасты радиационных температур Земли и облаков в диапазоне 3—18 мк. Сравнены величины контрастов радиационных температур Земли и облаков в «окнах прозрачности» атмосферы 3,5—4,0 и 8—12 мк. Описана программа расчета спектральных потоков уходящего излучения на ЭВМ «Урал-4».

В связи с исследованием возможности обнаружения облачности на ночной стороне Земли по данным измерений уходящего теплового излучения существенно выяснить, в каком из спектральных диапазонов выгоднее всего производить такие измерения. Выбор спектрального диапазона для обнаружения облачности определяется следующими соображениями: в этой области спектра искажающее влияние атмосферы должно быть мало, а контраст между радиационной температурой Земли и облаков должен быть достаточно велик.

Для того чтобы выяснить, какой из спектральных диапазонов является наиболее подходящим для обнаружения облачности, нами произведены спектральные расчеты потоков уходящего излучения при безоблачном небе и при облачности различных ярусов в области спектра 3—18 мк для ряда пунктов СССР в различное время года, и далее определены контрасты между радиационной температурой подстилающей поверхности и облаков различных ярусов.

Перейдем к изложению методики расчетов.

Располагая данными о температуре подстилающей поверхности, распределении температуры и влажности воздуха по высотам и зная вид, высоту и температуру облаков, можно рассчитать величину уходящего излучения безоблачных районов и облаков, используя уравнение переноса в следующей форме:

$$J_{\Delta\lambda}(\omega) = (1 - A_{\Delta\lambda}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda}(T) d\lambda + \sum_{i=1}^n \left\{ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda}(T_{i, \text{cp}}) d\lambda \right\} \Delta_i A_{\Delta\lambda}, \quad (1)$$

при граничном условии

$$J(\omega) = E(\omega); \quad \omega = 0,$$

где $(1 - A_{\Delta\lambda})$ — функция пропускания толщи атмосферы, $E_{\lambda}(T)$ — функция Планка при температуре поверхности, $E_{\lambda}(T_{i, \text{ср}})$ — функция Планка при средней температуре слоя атмосферы,

$$\Delta_i A_{\Delta\lambda} = A_{\Delta\lambda}(\omega_i) - A_{\Delta\lambda}(\omega_{i-1}),$$

ω_i — масса поглощающего вещества для i -того слоя атмосферы.

Расчеты уходящего излучения были произведены на ЭВМ «Урал-4». Составленная программа позволяет рассчитать потоки уходящего излучения на верхнюю границу атмосферы, контрасты радиационных температур безоблачных районов и облаков различных ярусов в области спектра 3—18 мк при $\Delta\lambda = 0,1$ мк и интегральные потоки уходящего излучения в участках спектра 3,5—4,0; 4,5—5,0 и 8—13 мк.

Остановимся на описании методики расчета.

Было выбрано в атмосфере 22 слоя в соответствии со стандартными уровнями (изобарическими поверхностями): 1000 (Земля) — 950 мб, 950—900 мб и т. д. до поверхности 50 мб через 50 мб, а затем 50—25 мб, 25—10 мб, 10—5 мб.

При расчете учитывается поглощение радиации водяным паром, углекислым газом и озоном. Массы поглощающих субстанции вычисляются по формулам:

$$\omega_{i, \text{H}_2\text{O}} [\text{г/см}^2] = 0,31 \cdot 10^{-3} (p_i^2 - p_{i+1}^2) u_i \frac{E_i}{p_{i, \text{ср}}}; \quad (2)$$

$$\omega_{i, \text{CO}_2} [\text{см}] = 0,11 \cdot 10^{-3} (p_i^2 - p_{i+1}^2), \quad (3)$$

где i — уровень или слой, u_i — относительная влажность, E_i — максимальное насыщение при средней температуре слоя, p_i — давление на уровне поверхности.

Объемное содержание в атмосфере углекислого газа полагается постоянным и составляет 0,03 к занимаемому объему воздуха, содержание озона в атмосфере задается фактическим для каждого слоя [4].

Исходными данными для расчета по программе являются:

- а) температура (в абс. шкале) на каждом уровне в атмосфере и на поверхности земли;
- б) относительная или удельная влажность в каждом слое;
- в) максимальное насыщение при средней температуре слоя (если не задана удельная влажность);
- г) высота и температура облаков.

Коэффициент излучения подстилающей поверхности и облаков нижнего яруса принимался равным единице.

Для облаков среднего и верхнего ярусов использовались спектральные коэффициенты черноты, полученные Е. П. Новосельцевым [6]. Выбранная область спектра (3—18 мк) в зависимости от аппроксимации функции пропускания разбита на семь участков (табл. 1). В табл. 1 введены следующие обозначения: l_{λ}^* — коэффициент поглощения водяным паром в 8—13 мк; l_{λ} — обобщенный коэффициент поглощения,

$l_{\lambda} = 2\pi\alpha S/\alpha$; $S = \int_{-\infty}^{\infty} k(\lambda) d\lambda$ — общая интенсивность для λ ; α — полуширина линии; d — расстояние между линиями рассматриваемой полосы; l'_{λ} — обобщенный коэффициент поглощения углекислым газом; l''_{λ} — обобщенный коэффициент поглощения озоном; $\omega_{\text{H}_2\text{O}}$, ω_{CO_2} , u_{O_3} — эф-

Аппроксимация функций пропускания для различных поглощающих субстанций атмосферы в различных областях инфракрасной области спектра

Интервал мк	Поглощающие субстанции	Аппроксимация функций пропускания
3—4	Водяной пар	$P = 1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l_{\lambda} \omega_{\text{H}_2\text{O}}}{2}} \right);$
4—5	Водяной пар, углекислый газ	$P = \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l_{\lambda} \omega_{\text{H}_2\text{O}}}{2}} \right) \right] \times$ $\times \left[1 - \Phi \left(\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l'_{\lambda} \omega_{\text{CO}_2}}{2} \right) \right];$
5—8	Водяной пар	$P = 1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l_{\lambda} \omega_{\text{H}_2\text{O}}}{2}} \right);$
8—9,1	Водяной пар	$P = e^{-\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} l_{\lambda}^* \omega_{\text{H}_2\text{O}}};$
9,1—10,2	Водяной пар, озон	$P = e^{-\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} l_{\lambda}^* \omega_{\text{H}_2\text{O}}} \times \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l_{\lambda}^* u_{\text{O}_3}}{2}} \right) \right];$
10,2—13	Водяной пар	$P = e^{-\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} l_{\lambda} \omega_{\text{H}_2\text{O}}};$
13—18	Водяной пар, углекислый газ	$P = \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} l_{\lambda} \omega_{\text{H}_2\text{O}}} \right) \right] \times$ $\times \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{p_{\text{ср}}}{p_0} \frac{l'_{\lambda} \omega_{\text{CO}_2}}{2}} \right) \right];$

фактивное содержание поглощающих субстанций (водяного пара, углекислого газа и озона).

$$\omega_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\omega'_{\text{H}_2\text{O}}}{\cos \theta}; \quad \omega_{\text{CO}_2} = \frac{\omega'_{\text{CO}_2}}{\cos \theta}; \quad u_{\text{O}_3} = \frac{u'_{\text{O}_3}}{\cos \theta},$$

где $\omega'_{\text{H}_2\text{O}}$, ω'_{CO_2} , u'_{O_3} — фактическое содержание поглощающих компонент в слое атмосферы при нормальном визировании, θ — зенитный угол прохождения луча через атмосферу, θ_{max} — угол, при котором луч визирования является касательным к земному шару.

Коэффициенты поглощения, используемые для расчетов, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Обобщенные коэффициенты поглощения водяного пара, углекислого газа
и озона для интервалов 0,1 мк в участке спектра 3—18 мк

мк	Коэффициент поглощения			мк	Коэффициент поглощения		
	водяным паром (H ₂ O)	углекислым газом (CO ₂)	озоном (O ₃)		водяным паром (H ₂ O)	углекислым газом (CO ₂)	озоном (O ₃)
3,0	2,350	—	—	4	0,117	—	—
1	1,250	—	—	5	0,110	—	—
2	0,610	—	—	6	0,106	—	—
3	0,220	—	—	7	0,106	—	—
4	0,085	—	—	8	0,100	—	—
5	0,020	—	—	9	0,096	—	—
6	0,004	—	—	9,0	0,090	—	—
7	0,002	—	—	1	0,086	—	0,050
8	0,0006	—	—	2	0,084	—	0,965
9	0,003	—	—	3	0,083	—	0,200
4,0	0,006	0,000005	—	4	0,083	—	2,100
1	0,007	0,002	—	5	0,084	—	0,910
2	0,008	0,910	—	6	0,085	—	2,730
3	0,008	0,165	—	7	0,086	—	1,900
4	0,009	0,0001	—	8	0,087	—	1,180
5	0,010	0,000002	—	9	0,088	—	0,570
6	0,014	0,000002	—	10,0	0,089	—	0,230
7	0,020	0,000009	—	1	0,090	—	0,060
8	0,030	0,00003	—	2	0,092	—	—
9	0,110	0,000002	—	3	0,095	—	—
5,0	0,250	—	—	4	0,098	—	—
1	0,520	—	—	5	0,100	—	—
2	1,040	—	—	6	0,103	—	—
3	3,320	—	—	7	0,104	—	—
4	7,000	—	—	8	0,104	—	—
5	18,0	—	—	9	0,106	—	—
6	44,0	—	—	11,0	0,115	—	—
7	105,0	—	—	1	0,118	—	—
8	201,5	—	—	2	0,125	—	—
9	270,0	—	—	3	0,131	—	—
6,0	246,0	—	—	4	0,137	—	—
1	155,0	—	—	5	0,141	—	—
2	54,50	—	—	6	0,142	—	—
3	160,0	—	—	7	0,145	—	—
4	409,0	—	—	8	0,147	—	—
5	450,0	—	—	9	0,149	—	—
6	284,0	—	—	12,0	0,153	—	—
7	147,0	—	—	1	0,159	—	—
8	92,0	—	—	2	0,169	—	—
9	62,0	—	—	3	0,184	—	—
7,0	28,0	—	—	4	0,200	—	—
1	12,75	—	—	5	0,216	—	—
2	10,3	—	—	6	0,233	—	—
3	6,5	—	—	7	0,249	—	—
4	3,45	—	—	8	0,260	—	—
5	1,90	—	—	9	0,270	—	—
6	1,10	—	—	13,0	0,276	0,0013	—
7	0,70	—	—	1	0,280	0,0023	—
8	0,50	—	—	2	0,284	0,0044	—
9	0,35	—	—	3	0,288	0,0101	—
8,0	0,32	—	—	4	0,292	0,0194	—
1	0,17	—	—	5	0,296	0,030	—
2	0,14	—	—	6	0,298	0,050	—
3	0,126	—	—	7	0,300	0,085	—

мк	Коэффициент поглощения			мк	Коэффициент поглощения		
	водяным паром (H ₂ O)	углекислым газом (CO ₂)	озоном (O ₃)		водяным паром (H ₂ O)	углекислым газом (CO ₂)	озоном (O ₃)
13,8				16,0			
9	0,303	0,120	—	1	0,730	0,150	—
14,0	0,307	0,190	—	2	0,770	0,110	—
1	0,313	0,290	—	3	0,810	0,090	—
2	0,320	0,420	—	4	0,850	0,080	—
3	0,325	0,630	—	5	0,910	0,060	—
4	0,340	0,910	—	6	0,970	0,050	—
5	0,360	1,290	—	7	1,020	0,040	—
6	0,360	1,890	—	8	1,110	0,025	—
7	0,370	2,760	—	9	1,170	0,016	—
8	0,380	4,170	—	17,0	1,230	0,0076	—
9	0,400	6,280	—	1	1,300	0,0030	—
15,0	0,410	6,610	—	2	1,380	0,0016	—
1	0,430	5,950	—	3	1,450	0,0010	—
2	0,450	5,350	—	4	1,500	0,0008	—
3	0,470	4,500	—	5	1,600	0,0006	—
4	0,510	3,260	—	6	1,650	0,0005	—
5	0,540	1,950	—	7	1,720	0,0004	—
6	0,570	0,980	—	8	1,800	0,0003	—
7	0,600	0,640	—	9	1,900	0,0002	—
8	0,630	0,450	—		1,980	0,0001	—
9	0,670	0,310	—				
	0,700	0,220	—				

Коэффициенты поглощения радиации водяным паром и углекислым газом для области спектра 3—5 мк заимствованы из книги Хекфорда [8]. Для областей спектра 5—8 и 13—18 мк коэффициенты поглощения водяным паром заимствованы из работ Уорка, Ямамото, Линиша [9], для окна прозрачности атмосферы 8—12 мк коэффициенты поглощения водяным паром взяты по данным кафедры физики атмосферы ЛГУ [1].

Коэффициенты поглощения озоном взяты по Эльзассеру и Кальбертсону [11], углекислым газом в области 13—18 мк — заимствованы из работы Меллера и Рацке [10].

Поправки на зависимость коэффициентов поглощения от давления введены как отношение $\left(\frac{p_{\text{ср}}}{p_0}\right)^n$, где n — некоторая степень, различная для различных газов (см. аппроксимацию функций пропускания в различных участках спектра, табл. 1).

Функция Планка при температуре излучающей поверхности для интервала $\Delta\lambda$ вычислялась по формулам:

$$R_{\lambda_1} = \frac{c_1}{\lambda_1^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_1 T}} - 1 \right)^{-1}; \quad (4)$$

$$R_{\lambda_2} = \frac{c_1}{\lambda_2^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_2 T}} - 1 \right)^{-1}; \quad (5)$$

$$E_{\Delta\lambda}(T) = \frac{R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2}}{2k\pi}, \quad (6)$$

где $c = 3,732 \cdot 10^{-5}$ вт/см²; $c_2 = 14360$ мк·°К; $2k = 2 \cdot 10^{-15}$; $E_{\Delta\lambda}(T)$ — функция Планка при температуре поверхности.

Для слоев атмосферы функция Планка вычисляется при средних температурах слоев.

Радиационные температуры, соответствующие рассчитанным по (1) потокам уходящего излучения в достаточно узких спектральных интервалах $\Delta\lambda$, равных 0,1, для $\lambda_{\text{ср}}$ определяются из соотношения

$$T \text{ } ^\circ\text{K} = \frac{c_2}{\lambda_{\text{ср}}} \frac{1}{23,02585 - \ln(J\pi) - \ln\left(\frac{\lambda_{\text{ср}}^5}{3,7}\right)}, \quad (7)$$

где $c_2 = 14360 \text{ мк} \cdot \text{ } ^\circ\text{K}$, $\lambda_{\text{ср}}$ — длина волны, соответствующая середине интервала, J — интенсивность излучения в интервале $\Delta\lambda$, выраженная в $\text{мкВт}/\text{см}^2 \text{ стер. мк}$.

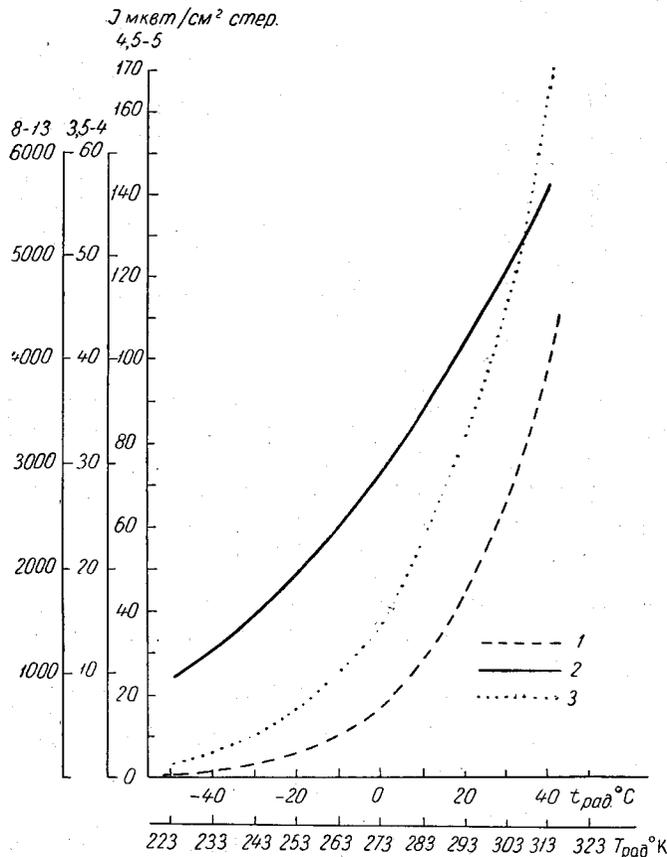


Рис. 1. График перехода от потоков уходящего излучения в различных областях спектра к соответствующим радиационным температурам.

1) 3,5—4 мк., 2) 4,5—5 мк., 3) 8—13 мк.

Как указывалось выше, помимо спектральных расчетов с помощью программы можно производить вычисления интегральных потоков радиации в областях окон прозрачности атмосферы 3,5—4, 4,5—5 и 8—13 мк для единичного телесного угла.

Для получения радиационных температур, соответствующих рассчитанным полям излучения, использовался построенный нами график (рис. 1). По оси ординат отложены значения потоков излучения

в мквт/см² стер. для всех трех вышеуказанных диапазонов спектра; на график нанесены соответственно три кривые, изображающие зависимость $J(T)$ в этих спектральных участках; значения соответствующих радиационных температур нанесены по оси абсцисс.

В результате реализации программы расчета на ЭВМ «Урал-4» с вышеуказанным комплексом исходных данных для участка спектра от 3 до 18 мк в каждом интервале, равном 0,1 можно получить следующие величины:

- 1) интенсивность уходящего излучения для безоблачной атмосферы $J_{\text{уход}}$,
- 2) разность интенсивностей $\Delta J_{\text{уход}}$ в мквт/см² стер. мк между безоблачной атмосферой и облаками нижнего, среднего и верхнего ярусов,
- 3) радиационную температуру, соответствующую интенсивности $J_{\text{уход}}$,

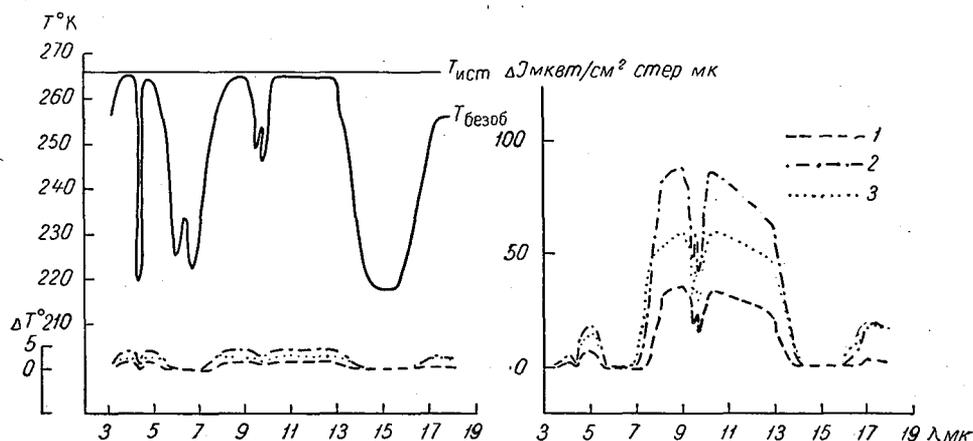


Рис. 2. Изменение по спектру радиационной температуры подстилающей поверхности $T_{\text{бездоб}}$, контрастов интенсивностей уходящего излучения ΔJ и соответствующих контрастов радиационных температур ΔT при безоблачной атмосфере и облаках нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов. Ленинград, январь.

- 4) контрасты радиационных температур, соответствующие разностям интенсивностей $\Delta J_{\text{уход}}$.

Кроме того, данная программа дает возможность получить потоки уходящего излучения для участков спектра 3,5—4, 4,5—5 и 8—13 мк как для безоблачной атмосферы, так и для облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов.

По настоящей программе произведены расчеты с использованием осредненных стратификаций самолетного зондирования за ночные сроки для 10 городов СССР: 1) Ленинграда, Ашхабада, Якутска, Иркутска, 2) Киева, Алма-Аты, Свердловска, Куйбышева, Тбилиси и Новосибирска.

Данные о температуре подстилающей поверхности, высотах и температурах облаков взяты из работ Л. Н. Гусевой [3], Н. Е. Тер-Маркрянц и Л. В. Муравьевой [7].

Для Ленинграда и Ашхабада произведены расчеты для всех месяцев года, для остальных восьми городов — для января, апреля, июля и октября. Результаты расчетов представлены в табл. 3—8.

Послойное содержание озона рассчитано с использованием средних месячных значений общего содержания озона для этих городов и формул перехода, заимствованных из монографии Г. П. Гущина [4].

На рис. 2—3 для примера представлены изменение по спектру

контрастов интенсивностей уходящего излучения в $\text{мквт/см}^2 \text{стер.мк}$ между безоблачной атмосферой и облаками нижнего, среднего и верхнего ярусов для Ленинграда, соответствующие им контрасты радиационных температур и изменение по спектру радиационной температуры при безоблачной атмосфере, т. е. радиационной температуры подстилающей поверхности.

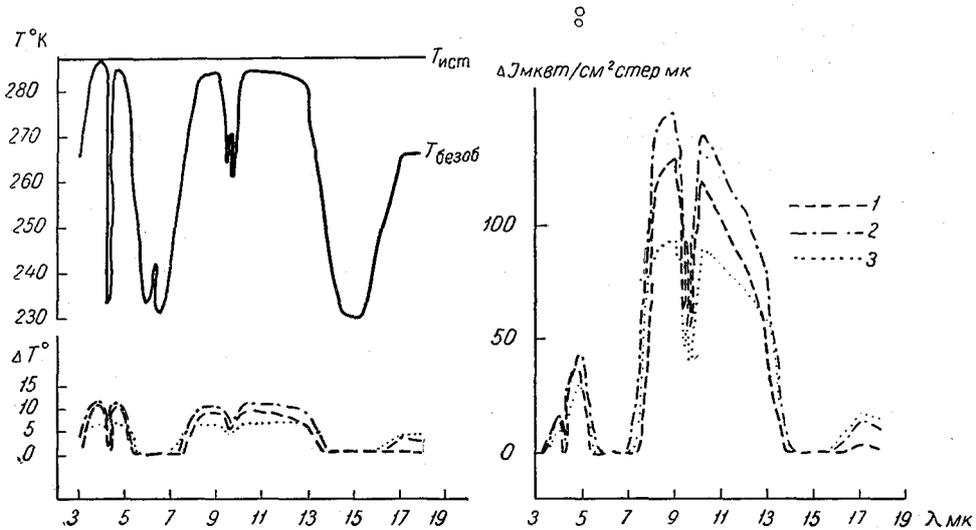


Рис. 3. Изменение по спектру радиационной температуры подстилающей поверхности $T_{\text{безоб}}$, контрастов интенсивностей уходящего излучения ΔJ и соответствующих контрастов радиационных температур ΔT при безоблачной атмосфере и облаках нижнего (1), среднего (2) и верхнего (3) ярусов. Ленинград, июль.

На рис. 2—3 приведен также уровень истинной температуры подстилающей поверхности, что дает возможность наглядно проследить, в каком участке спектра радиационная температура наиболее близка к истинной температуре подстилающей поверхности.

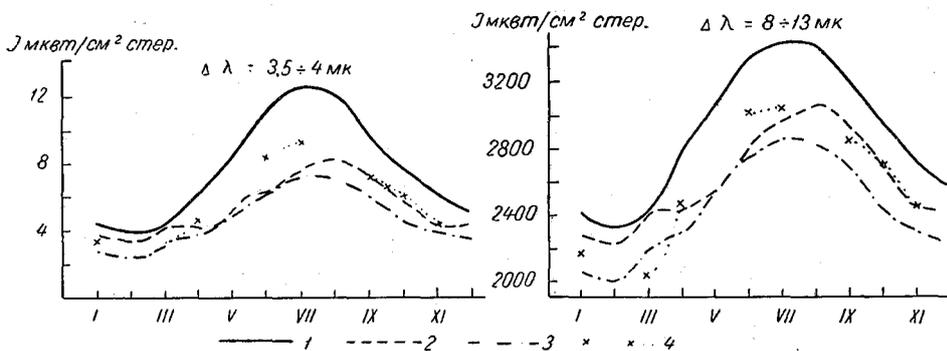


Рис. 4. Годовой ход потоков уходящего излучения при безоблачной атмосфере (1) и облаках нижнего (2) среднего (3) и верхнего (4) ярусов в интервалах 3,5—4 и 8—13 мк. Ленинград.

На рис. 4 представлен годовой ход интенсивности уходящей радиации для района Ленинграда в областях спектра 3,5—4 и 8—13 мк.

Таблица 3

Потоки уходящего излучения (мквт/см²стер.), рассчитанные на верхнюю границу атмосферы в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), для безоблачной атмосферы, и облаков нижнего, среднего, верхнего ярусов для Ашхабада и Ленинграда по месяцам

Месяц	λ мк	$J_{\text{безоб.}}$	$J_{\text{н. я.}}$	$J_{\text{ср. я.}}$	$J_{\text{в. я.}}$
Ашхабад					
I	1	6,7	5,3	4,2	6,0
	2	36,1	30,4	25,2	33,4
	3	2838,8	2619,6	2408,8	2759,5
II	1	7,0	5,3	4,4	
	2	37,6	30,6	26,0	
	3	2895,8	2627,7	2443,5	
III	1	8,6	6,2	4,7	6,4
	2	43,7	34,3	26,8	34,0
	3	3104,5	2768,5	2466,8	2789,2
IV	1	11,4	6,6	6,4	
	2	54,3	36,4	34,0	
	3	3416,6	2844,5	2748,6	
V	1	14,3	6,2	8,3	
	2	64,7	34,6	41,7	
	3	3718,5	2787,4	3035,4	
VI	1	17,2	7,8	10,8	
	2	74,4	41,2	51,7	
	3	3969,5	3035,2	3372,6	
VII	1	19,6	12,1	11,9	
	2	82,8	57,8	55,9	
	3	4171,5	3541,7	3491,0	
VIII	1	17,6	10,3	12,1	
	2	76,8	51,8	57,1	
	3	4041,1	3377,8	3538,4	
IX	1	14,2	8,4	10,0	
	2	65,5	43,5	50,0	
	3	3778,8	3180,0	3350,0	
X	1	10,5	6,9	6,1	7,8
	2	52,4	38,0	33,6	40,1
	3	3410,6	2924,3	2762,4	3031,3
XI	1	7,6	5,6	4,6	
	2	40,9	32,2	27,3	
	3	3040,0	2695,4	2512,0	
XII	1	6,5	5,4	4,4	4,7
	2	35,9	31,1	26,4	26,7
	3	2840,0	2649,0	2465,1	2472,8

Месяц	λ мк	Ј безоб.	Ј н. я.	Ј ср. я.	Ј в. я.
Ленинград					
I	1	4,4	3,7	2,8	3,3
	2	26,2	22,8	18,0	20,1
	3	2431,8	2285,2	2055,6	2169,7
II	1	3,8	3,3	2,5	
	2	23,3	21,2	16,8	
	3	2312,8	2213,4	2000,7	
III	1	4,2	4,3	3,2	3,1
	2	25,3	25,7	20,4	19,2
	3	2400,7	2414,0	2183,8	2128,2
IV	1	6,4	4,1	3,7	4,7
	2	34,7	25,4	22,4	26,6
	3	2785,8	2409,8	2277,4	2472,6
V	1	8,5	4,8	5,2	
	2	43,0	28,3	29,1	
	3	3058,4	2534,8	2563,8	
VI	1	11,3	6,3	6,4	8,4
	2	53,0	35,2	34,1	41,2
	3	3050,5	2811,0	2750,1	3016,3
VII	1	12,7	7,5	7,3	9,4
	2	57,8	39,9	37,5	43,9
	3	3434,9	2952,8	2845,5	3049,9
VIII	1	12,1	8,2	7,0	
	2	55,9	42,5	36,6	
	3	3422,2	3063,9	2842,0	
IX	1	9,7	7,1	5,9	7,2
	2	47,4	38,0	32,1	36,4
	3	3195,2	2912,1	2690,3	2850,0
X	1	7,8	5,6	4,5	6,1
	2	40,0	31,6	26,0	32,2
	3	2956,9	2676,5	2439,6	2711,7
XI	1	6,1	4,2	3,8	4,5
	2	33,2	25,7	22,8	25,6
	3	2720,5	2429,6	2297,3	2433,2
XII	1	5,1	4,2	3,4	
	2	29,2	25,3	21,0	
	3	2568,1	2408,6	2213,6	

Таблица 4

Радиационные температуры, рассчитанные в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), и истинные температуры для безоблачной атмосферы и облаков нижнего, среднего, верхнего ярусов для Ленинграда и Ашхабада по месяцам

Месяц	λ мк	$t_{\text{безоб.}}$		$t_{\text{н. я.}}$		$t_{\text{ср. я.}}$		$t_{\text{в. я.}}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Ашхабад									
I	1	0		-5,0		-10,0		-2,5	
	2	-0,5	0	-5,0	-4,5	-10,0	-15,0	-2,5	-20,5
	3	-2,8		-6,5		-10,8		-4,2	
II	1	0,5		-5,0		-8,5			
	2	0,5	0,9	-5,0	-4,6	-9,7	-15,0		
	3	-1,5		-6,5		-10,0			
III	1	4,2		-1,5		-7,5		-1,0	
	2	3,5	5,1	-2,0	-1,4	-8,7	-17,3	-2,0	-26,7
	3	2,3		-4,0		-9,5		-3,7	
IV	1	10,0		-0,5		-1,0			
	2	8,5	11,1	-0,3	-0,2	-2,0	-11,4		
	3	8,0		-2,5		-4,0			
V	1	15,3		-1,5		3,5			
	2	12,7	16,1	-1,5	-1,5	2,5	-5,6		
	3	12,3		-3,7		1,0			
VI	1	19,3		2,5		9,0			
	2	16,5	20,4	2,5	3,1	7,0	2,1		
	3	16,0		1,0		7,0			
VII	1	22,0		11,0		11,0			
	2	19,5	23,4	10,0	12,4	9,0	2,9		
	3	19,0		9,5		8,5			
VIII	1	19,8		8,0		9,0			
	2	17,5	20,8	7,3	8,8	9,5	6,2		
	3	17,0		7,0		9,5			
IX	1	15,0		4,0		7,0			
	2	13,0	15,8	3,5	4,5	6,5	3,5		
	3	13,0		3,5		6,5			
X	1	8,5		0,5		-2,0		2,5	
	2	7,5	9,2	0,5	0,5	-2,5	-11,1	2,0	-26,6
	3	7,5		-0,5		-4,0		0,8	
XI	1	2,0		-3,7		-7,5			
	2	2,3	2,3	-3,8	-3,7	-8,5	-14,7		
	3	1,0		-5,2		-8,8			
XII	1	-0,7		-4,5		-8,5		-7,2	
	2	-0,5	0,5	-4,8	-4,2	-9,0	-13,3	-9,0	-41,8
	3	-2,7		-6,0		-9,5		-9,5	

Месяц	λ мк	$t_{\text{безоб.}}$		$t_{\text{н. я.}}$		$t_{\text{ср. я.}}$		$t_{\text{в. я.}}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Ленинград									
I	1	-8,5		-11,5		-16,5		-13,8	
	2	-10,0	-7,7	-12,7	-11,3	-18,0	-23,1	-15,5	-39,7
	3	-10,5		-13,5		-18,5		-16,0	
II	1	-11,0		-13,5		-18,5			
	2	-12,5	-10,8	-14,5	-13,1	-19,5	-23,5		
	3	-13,0		-15,5		-19,7			
III	1	-9,5		-9,0		-14,5		-15,0	
	2	-10,3	-9,0	-10,0	-8,3	-15,2	-17,2	-16,7	-42,4
	3	-11,0		-10,7		-15,7		-17,0	
IV	1	-1,0		-10,0		-11,5		-7,5	
	2	-1,5	-0,7	-10,0	-9,0	-13,0	-20,1	-9,0	-33,5
	3	-3,5		-11,0		-13,5		-9,5	
V	1	4,0		-7,0		-5,8			
	2	3,5	5,0	-8,0	-6,5	-6,7	-13,0		
	3	1,5		-8,0		-7,8			
VI	1	9,7		-1,2		-1,0		3,5	
	2	7,7	11,1	-1,0	-1,1	-2,0	-10,7	2,5	-23,0
	3	6,5		-3,5		-4,5		0,5	
VII	1	12,5		2,0		1,5		6,0	
	2	10,0	13,9	1,7	2,4	0,5	-8,2	3,5	-26,8
	3	7,5		0,5		-2,0		1,5	
VIII	1	11,2		3,5		0,5			
	2	9,0	12,8	3,0	4,1	0,0	-8,5		
	3	7,7		1,3		-2,7			
IX	1	6,5		0,6		-2,5		1,0	
	2	5,5	8,0	0,5	1,4	-4,0	-10,6	-0,2	-28,4
	3	4,0		-1,2		-5,5		-2,5	
X	1	2,5		-4,0		-8,0		-2,0	
	2	2,0	3,5	-4,5	-3,3	-10,0	-16,4	-4,0	-22,6
	3	-0,5		-5,5		-10,0		-5,0	
XI	1	-2,0		-9,5		-11,0		-8,2	
	2	-3,0	-1,7	-10,0	-8,7	-12,7	-18,1	-10,0	-34,2
	3	-5,0		-10,2		-13,2		-10,2	
XII	1	-6,0		-9,5		-13,5			
	2	-6,7	-5,1	-10,0	-9,0	-14,8	-18,9		
	3	-7,5		-10,7		-15,2			

Таблица 5

Контраст радиационных температур, рассчитанных в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), и контраст истинных температур между безоблачной атмосферой и облаками нижнего, среднего, верхнего ярусов для Ашхабада и Ленинграда по месяцам

Месяц	λ мк	Δt _{н. я.}		Δt _{ср. я.}		Δt _{в. я.}	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Ашхабад							
I	1	5,0		10,0		2,5	
	2	4,5	4,5	9,5	15,0	2,5	20,5
	3	3,7		8,0		4,2	
II	1	5,5		9,0			
	2	5,5	5,5	10,2	15,9		
	3	5,0		8,5			
III	1	5,7		11,7		5,2	
	2	5,5	6,5	12,2	22,4	5,5	31,8
	3	6,3		11,8		6,0	
IV	1	10,5		11,0			
	2	8,8	11,3	10,5	22,5		
	3	10,5		12,0			
V	1	16,8		11,8			
	2	14,2	17,6	10,2	21,7		
	3	16,0		11,3			
VI	1	16,8		10,3			
	2	14,0	17,3	9,5	18,3		
	3	15,0		11,0			
VII	1	11,0		11,0			
	2	9,5	11,0	10,5	20,5		
	3	9,5		10,5			
VIII	1	11,8		10,8			
	2	10,2	12,0	8,0	14,6		
	3	10,0		7,5			
IX	1	11,0		8,0			
	2	9,5	11,3	6,5	12,3		
	3	9,5		6,5			
X	1	8,0		10,5		6,0	
	2	7,0	8,7	10,0	20,3	5,5	35,8
	3	8,0		11,5		6,7	
XI	1	5,1		9,5			
	2	6,1	6,0	10,8	17,0		
	3	6,2		9,8			
XII	1	3,8		7,8		6,5	
	2	4,3	4,7	8,5	13,8	8,5	42,3
	3	3,3		6,8		6,8	

Месяц	λ мк	Δt _{н. я.}		Δt _{ср. я.}		Δt _{в. я.}	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Ленинград							
I	1	3,0		8,0		5,3	
	2	2,7	3,6	8,0	15,4	5,5	32,0
	3	3,0		8,0		6,5	
II	1	2,5		7,5			
	2	2,0	2,3	7,0	12,3		
	3	2,5		6,7			
III	1	-0,5		5,0		5,5	
	2	-0,3	-0,7	4,9	8,2	6,4	33,4
	3	-0,3		4,7		6,0	
IV	1	9,0		10,5		6,5	
	2	8,5	8,3	11,5	19,4	7,5	32,8
	3	7,5		10,0		6,0	
V	1	11,0		9,8			
	2	11,5	11,5	10,2	18,0		
	3	9,5		9,3			
VI	1	10,9		10,7		6,2	
	2	8,7	10,0	9,7	21,8	5,2	34,1
	3	10,0		11,0		6,0	
VII	1	10,5		11,0		6,5	
	2	8,3	11,5	9,5	22,1	6,5	40,7
	3	7,0		9,5		6,0	
VIII	1	7,7		10,7			
	2	6,0	8,7	9,0	4,3		
	3	6,4		10,4			
IX	1	5,9		9,0		5,5	
	2	5,0	6,6	9,5	18,6	5,7	36,4
	3	5,2		9,5		6,5	
X	1	6,5		10,5		4,5	
	2	6,5	6,8	12,0	19,9	6,0	26,1
	3	5,0		9,5		4,5	
XI	1	7,5		9,0		6,2	
	2	7,0	7,0	9,7	16,4	7,0	32,5
	3	5,2		8,2		5,2	
XII	1	3,5		7,5			
	2	3,3	3,9	8,1	13,8		
	3	3,2		7,7			

Таблица 6

Потоки уходящего излучения (мквт/см²стер.), рассчитанные на верхнюю границу атмосферы в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), для безоблачной атмосферы и облаков нижнего, среднего, верхнего ярусов для различных городов по отдельным месяцам

Месяц	λ мк	$J_{\text{безоб.}}$	$J_{\text{н. я}}$	$J_{\text{ср. я}}$	$J_{\text{в. я}}$
Якутск					
I	1	0,5	1,5	0,9	
	2	4,9	11,2	7,4	
	3	1119,7	1651,2	1334,0	
IV	1	2,8	2,5	1,8	2,1
	2	18,9	17,2	12,8	14,7
	3	2116,8	2020,4	1776,4	1904,5
VII	1	11,9	8,1	7,4	8,7
	2	56,0	42,2	38,7	42,5
	3	3477,1	3059,7	2944,1	3073,4
X	1	3,5	2,9	2,6	
	2	22,3	18,8	17,7	
	3	2141,2	1979,4	1935,3	
Иркутск					
I	1	1,6	2,1	1,5	
	2	12,4	14,9	11,2	
	3	1739,7	1886,5	1665,8	
IV	1	5,8	3,3	2,9	
	2	32,3	21,0	17,9	
	3	2693,0	2209,6	2030,5	
VII	1	12,4	8,7	7,7	
	2	57,9	44,4	39,8	
	3	3522,9	3125,8	2976,5	
X	1	5,8	3,8	3,4	
	2	32,6	23,7	21,3	
	3	2693,7	2318,7	2216,6	
Киев					
I	1	4,9	4,1	3,2	
	2	28,2	24,8	20,4	
	3	2522,1	2380,4	2185,6	
IV	1	8,0	5,1	5,0	
	2	41,4	29,7	28,3	
	3	3010,1	2585,2	2533,9	
VII	1	13,8	8,9	8,5	
	2	61,5	45,2	42,6	
	3	3554,9	3138,8	3041,2	
X	1	8,3	5,8	4,9	
	2	42,1	32,6	27,6	
	3	3028,8	2714,3	2503,5	

Месяц	λ МК	Ј безоб.	Ј н. я	Ј ср. я	Ј в. я
Алма-Ата					
I	1	3,5	3,2	2,2	2,7
	2	22,6	20,4	15,4	17,9
	3	2299,4	2175,8	1924,5	2086,8
IV	1	8,6	4,5	5,1	6,5
	2	43,8	26,8	28,9	34,3
	3	3094,5	2461,9	2556,1	2792,5
VII	1	15,1	4,8	7,9	11,5
	2	66,7	28,5	39,6	52,8
	3	3733,9	2542,5	2928,9	3390,9
X	1	8,1	4,1	4,5	6,1
	2	42,3	24,8	25,9	32,8
	3	3060,9	2382,9	2427,4	2741,7
Свердловск					
I	1	3,0	3,5	2,2	2,4
	2	19,8	22,1	15,3	15,9
	3	2141,2	2251,9	1911,2	1962,5
IV	1	6,3	4,7	3,8	4,7
	2	34,5	27,6	23,2	26,8
	3	2776,2	2506,5	2316,5	2496,6
VII	1	12,1	9,1	7,2	9,0
	2	56,3	45,8	37,4	43,0
	3	3439,5	3154,8	2868,6	3060,0
X	1	6,6	5,0	4,1	5,0
	2	35,3	29,1	24,2	27,4
	3	2806,0	2576,0	2368,9	2517,1
Куйбышев					
I	1	3,2	3,2	2,6	
	2	20,6	20,5	17,3	
	3	2189,0	2182,6	2029,2	
IV	1	6,9	5,5	4,1	5,3
	2	37,1	31,1	24,5	29,4
	3	2871,4	2644,0	2373,3	2607,7
VII	1	13,7	8,5	8,2	0
	2	61,5	44,0	41,2	0
	3	3582,2	3124,2	3005,4	0
X	1	7,3	6,0	4,8	5,6
	2	38,2	33,0	27,6	30,2
	3	2911,8	2727,2	2520,7	2641,8
Тбилиси					
I	1	6,2	5,0	3,5	
	2	33,9	29,0	21,6	
	3	2754,7	2562,8	2235,1	
IV	1	9,6	6,2	5,3	
	2	46,9	33,6	29,0	
	3	3171,0	2736,9	2548,1	

Месяц	λ мк	Јбезоб.	Јн.я	Јср.я	Јв.я
VII	1	16,9	9,0	9,6	
	2	71,4	46,1	46,2	
	3	3785,6	3172,7	3136,0	
X	1	10,5	6,4	5,6	
	2	50,8	35,5	30,6	
	3	3309,2	2818,2	2608,8	
Новосибирск					
I	1	2,2	2,9	1,7	
	2	15,6	19,2	12,7	
	3	1911,3	2104,5	1750,1	
IV	1	6,2	3,6	3,7	4,6
	2	34,7	23,3	22,9	26,1
	3	2775,7	2306,1	2295,2	2442,5
VII	1	12,9	9,5	7,4	9,2
	2	60,9	48,4	38,6	44,3
	3	3638,7	3262,0	2937,3	3105,7
X	1	6,6	4,2	3,9	5,0
	2	36,2	25,8	28,6	28,6
	3	2837,1	2420,9	2339,3	2575,3
Ашхабад					
I	1	6,7	5,3	4,2	6,0
	2	36,1	30,4	25,2	33,4
	3	2838,8	2619,6	2408,8	2759,5
IV	1	11,4	6,6	6,4	
	2	54,3	36,4	34,0	
	3	3416,6	2844,5	2748,6	
VII	1	19,6	12,1	11,9	
	2	82,8	57,8	55,9	
	3	4171,5	3541,7	3491,0	
X	1	10,5	6,9	6,1	7,8
	2	52,4	38,0	33,6	40,1
	3	3410,6	2924,3	2762,4	3031,3
Ленинград					
I	1	4,4	3,7	2,8	3,3
	2	26,2	22,8	18,0	20,1
	3	2431,8	2285,2	2055,6	2169,7
IV	1	6,4	4,1	3,7	4,7
	2	34,7	25,4	22,4	26,6
	3	2785,8	2409,8	2277,4	2472,6
VII	1	12,7	7,5	7,3	9,4
	2	57,8	39,9	37,5	43,9
	3	3434,9	2952,8	2845,5	3049,9
X	1	7,8	5,6	4,5	6,1
	2	40,0	31,6	26,0	32,2
	3	2956,9	2676,5	2439,6	2711,7

Таблица 7

Радиационные температуры, рассчитанные в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), и истинные температуры для безоблачной атмосферы и облаков нижнего, среднего, верхнего ярусов для различных городов по отдельным месяцам

Месяц	λ мк	$t_{\text{безоб.}}$		$t_{\text{н. я}}$		$t_{\text{ср. я}}$		$t_{\text{в. я}}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Якутск									
I	1	-45,0		-27,5		-37,0			
	2	-43,5	-44,7	-28,5	-26,9	-36,5	-32,0		
	3	-44,5		-28,5		-37,8			
IV	1	-15,4		-19,0		-25,0		-23,5	
	2	-17,0	-16,6	-19,5	-18,8	-25,5	-30,5	-23,0	-43,2
	3	-17,0		-19,5		-24,8		-22,0	
VII	1	11,0		3,2		1,5		4,5	
	2	9,0	12,1	3,0	4,0	1,0	-6,0	3,0	-27,9
	3	8,5		1,5		-0,8		1,5	
X	1	-12,5		-16,0		-18,5			
	2	-13,5	-12,2	-17,0	-15,8	-18,5	-20,7		
	3	-16,5		-20,0		-21,2			
Иркутск									
I	1	-27,0		-22,5		-27,5			
	2	-26,4	-25,6	-22,5	-21,0	-28,2	-28,2		
	3	-25,8		-22,2		-27,5			
IV	1	-3,0		-13,5		-16,0			
	2	-4,8	-2,8	-14,3	-13,3	-18,0	-29,2		
	3	-5,5		-15,5		-19,0			
VII	1	12,0		4,0		2,5			
	2	10,0	13,1	4,0	5,4	1,8	-5,2		
	3	10,5		2,5		0,7			
X	1	-3,0		-10,7		-13,0			
	2	-3,7	-2,8	-11,5	-10,7	-14,5	-20,6		
	3	-5,5		-12,5		-15,0			
Киев									
I	1	-6,5		-10,0		-14,5			
	2	-7,5	-5,9	-10,8	-9,4	-15,0	-19,2		
	3	-8,5		-11,5		-15,5			
IV	1	3,0		-6,0		-6,5			
	2	2,5	3,7	-6,0	-5,2	-7,5	-13,3		
	3	0,5		-7,3		-8,5			
VII	1	14,5		5,0		4,0			
	2	11,5	15,7	4,2	6,0	3,0	-3,2		
	3	10,0		3,0		1,0			
X	1	3,5		-3,0		-6,5			
	2	3,0	4,7	-3,5	-2,8	-8,0	-15,0		
	3	0,8		-5,0		-9,0			

Месяц	λ мк	$t_{\text{безоб.}}$		$t_{\text{н. я}}$		$t_{\text{ср. я}}$		$t_{\text{в. я}}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Алма-Ата									
I	1	-12,5		-14,5		-21,5		-17,0	
	2	-13,0	-12,4	-15,5	-14,0	-21,5	-26,6	-18,0	-36,6
	3	-13,2		-15,8		-21,5		-17,8	
IV	1	4,5		-8,0		-6,0		-0,8	
	2	3,5	5,2	-8,3	-7,7	-6,5	-13,7	-1,8	-25,4
	3	2,0		-9,5		-7,8		-3,8	
VII	1	16,2		-7,0		2,8		10,0	
	2	13,5	17,5	-7,3	-6,5	1,5	-9,7	7,8	-14,5
	3	12,5		-8,0		1,0		7,2	
X	1	3,5		-10,0		-8,0		-2,0	
	2	3,0	3,9	-10,5	-9,6	-10,0	-18,3	-3,0	-28,5
	3	1,5		-11,5		-10,0		-4,5	
Свердловск									
I	1	-15,5		-12,5		-22,0		-20,0	
	2	-16,0	-14,8	-13,5	-12,0	-21,0	-24,2	-21,0	-36,5
	3	-16,5		-14,5		-21,8		-20,0	
IV	1	-1,5		-7,2		-11,0		-7,2	
	2	-1,5	-1,1	-8,0	-6,9	-12,5	-18,2	-8,8	-31,6
	3	-4,0		-9,0		-12,8		-9,0	
VII	1	11,0		5,0		1,0		5,0	
	2	9,1	12,7	4,2	6,4	0,5	-7,6	3,5	-26,0
	3	8,0		3,2		-2,0		1,5	
X	1	-0,5		-6,2		-10,0		-6,5	
	2	-1,0	-0,2	-6,5	-5,5	-11,5	-16,7	-8,5	-32,0
	3	-2,8		-7,5		-11,5		-8,5	
Куйбышев									
I	1	-14,5		-14,5		-18,5			
	2	-15,0	-13,9	-14,5	-14,0	-19,0	-20,2		
	3	-15,5		-16,0		-19,0			
IV	1	0,5		-4,0		-10,0		-5,0	
	2	0,2	0,7	-5,0	-3,9	-11,0	-17,5	-6,5	-26,9
	3	-2,0		-6,5		-11,5		-6,5	
VII	1	14,2		4,0		3,0			
	2	11,5	15,4	3,8	4,8	2,2	-5,0		
	3	10,0		2,5		0,2			
X	1	1,5		-2,5		-7,0		-3,5	
	2	0,5	1,9	-3,0	-2,2	-8,0	-12,5	-5,8	-26,6
	3	-1,5		-4,8		-8,5		-6,5	
Тбилиси									
I	1	-1,5		-6,5		-12,5			
	2	-2,0	-1,4	-6,8	-5,5	-14,0	-21,2		
	3	-4,5							
IV	1	6,5		-1,8		-4,8			
	2	5,0	7,8	-2,5	-1,5	-6,8	-14,9		
	3	3,5		-4,5		-8,0			

Месяц	λ мк	t _{безоб.}		t _{н. я}		t _{ср. я}		t _{в. я}	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
VII	1	19,0		5,0		6,5			
	2	15,5	20,3	4,5	6,0	4,8	-3,3		
	3	13,5		3,5		3,0			
X	1	8,2		-1,0		-3,5			
	2	7,2	9,5	-1,0	-0,8	-5,2	-15,2		
	3	6,0		-3,2		-7,0			

Новосибирск

I	1	-21,5		-16,0		-26,0			
	2	-21,5	-21,0	-16,8	-15,6	-25,8	-27,3		
	3	-21,8		-17,5		-25,5			
IV	1	-1,5		-12,0		-11,5		-7,5	
	2	-1,5	-1,4	-12,0	-11,7	-12,5	-19,0	-9,5	-39,1
	3	-3,0		-13,5		-13,0		-10,0	
VII	1	12,8		6,0		1,5		5,5	
	2	12,0	13,7	5,5	7,2	1,0	-8,2	4,0	-41,1
	3	11,0		5,0		-1,0		2,8	
X	1	-0,5		-10,0		-10,0		-6,5	
	2	-0,5	-0,4	-10,0	-9,1	-12,0	-18,3	-7,2	-27,5
	3	-2,8		-10,1		-12,5		-7,2	

Ашхабад

I	1	0		-5,0		-10,0		-2,5	
	2	-0,5	0	-5,0	-4,5	-10,0	-15,0	-2,5	-20,5
	3	-2,8		-6,5		-10,8		-4,2	
IV	1	10,0		-0,5		-1,0			
	2	8,5	11,1	-0,3	-0,2	-2,0	-11,4		
	3	8,0		-2,5		-4,0			
VII	1	22,0		11,0		11,0			
	2	19,5	23,4	10,0	12,4	9,0	2,9		
	3	19,0		9,5		8,5			
X	1	8,5		0,5		-2,0		2,5	
	2	7,5	9,2	0,5	0,5	-2,5	-11,1	2,0	-26,6
	3	7,5		-0,5		-4,0			

Ленинград

I	1	-8,5		-11,5		-16,5		-13,8	
	2	-10,0	-7,7	-12,7	-11,3	-18,0	-23,1	-15,5	-39,7
	3	-10,5		-13,5		-18,5		-16,0	
IV	1	-1,0		-10,0		-11,5		-7,5	
	2	-1,5	-0,7	-10,0	-9,0	-13,0	-20,1	-9,0	-33,5
	3	-3,5		-11,0		-13,5		-9,5	
VII	1	12,5		2,0		1,5		6,0	
	2	10,0	13,9	-1,7	2,4	0,5	-8,2	3,5	-26,8
	3	7,5		0,5		-2,0		1,5	
X	1	2,5		-4,0		-8,0		-2,0	
	2	2,0	3,5	-4,5	-3,3	-10,0	-16,4	-4,0	-22,6
	3	-0,5		-5,5		-10,0		-5,0	

Таблица 8

Контраст радиационных температур, рассчитанных в окнах прозрачности 3,5—4 мк (1), 4,5—5 мк (2), 8—13 мк (3), и контраст истинных температур между безоблачной атмосферой и облаками нижнего, среднего и верхнего ярусов для различных городов по отдельным месяцам

Месяц	λ мк	$\Delta t_{н.я}$		$\Delta t_{ср.я}$		$\Delta t_{в.я}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Якутск							
I	1	-17,5		-8,0			
	2	-15,0	-17,8	-7,0	-12,7		
	3	-16,0		-6,7			
IV	1	3,6		9,6		8,1	
	2	2,5	3,6	8,5	13,9	6,0	26,6
	3	2,5		7,8		5,0	
VII	1	7,8		9,5		6,5	
	2	6,0	8,1	8,0	18,0	6,0	40,0
	3	7,0		9,3		7,0	
X	1	3,5		6,0			
	2	3,5	3,6	5,0	8,5		
	3	3,5		4,7			
Иркутск							
I	1	-4,5		0,5			
	2	-3,9	-4,6	2,1	2,6		
	3	-3,6		1,7			
IV	1	10,5		13,0			
	2	10,5	10,5	13,2	26,4		
	3	10,0		13,5			
VII	1	8,0		9,5			
	2	6,0	8,0	8,2	19,3		
	3	8,6		9,8			
X	1	7,7		10,0			
	2	7,8	7,8	11,0	17,8		
	3	7,0		9,5			
Киев							
I	1	3,5		8,0			
	2	3,3	3,5	7,5	13,3		
	3	3,0		7,0			
IV	1	9,0		9,5			
	2	8,5	9,0	10,0	17,0		
	3	7,8		9,0			
VII	1	9,5		10,5			
	2	7,3	9,7	8,5	18,9		
	3	7,0		9,0			
X	1	6,5		10,0			
	2	6,5	7,5	11,0	19,7		
	3	5,8		9,8			

Месяц	λ мк	Δt _{н. я}		Δt _{ср. я}		Δt _{в. я}	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
Алма-Ата							
I	1	2,0	1,6	9,0	14,2	4,5	24,2
	2	2,5		8,5		5,0	
	3	2,6		8,3		4,6	
IV	1	12,5	12,9	10,5	18,9	5,3	30,6
	2	11,8		10,0		5,3	
	3	11,5		9,8		5,8	
VII	1	23,2	24,0	13,4	27,2	6,2	32,0
	2	20,8		12,0		5,7	
	3	20,5		11,5		5,3	
X	1	13,5	13,5	11,2	22,2	5,3	32,4
	2	13,5		13,0		6,0	
	3	13,0		11,5		6,0	
Свердловск							
I	1	-3,0	-2,8	6,5	9,4	4,5	21,7
	2	-2,5		5,0		5,0	
	3	-2,0		5,3		3,5	
IV	1	5,7	7,8	9,5	17,1	5,7	30,5
	2	6,5		11,0		7,3	
	3	5,0		8,8		5,0	
VII	1	6,0	6,3	10,0	20,3	6,0	38,7
	2	4,9		8,6		5,6	
	3	5,8		10,0		6,5	
X	1	5,7	5,3	9,5	16,5	6,0	31,8
	2	5,5		10,5		7,5	
	3	4,7		8,7		5,7	
Куйбышев							
I	1	0,0	0,1	4,0	6,3		
	2	-0,5		5,0			
	3	0,5		3,5			
IV	1	4,5	4,6	10,5	18,2	5,5	27,6
	2	5,2		11,2		6,7	
	3	4,5		9,5		4,5	
VII	1	10,2	10,6	11,2	20,4		
	2	7,7		9,3			
	3	7,5		9,8			
X	1	4,0	4,1	8,5	14,4	5,0	28,5
	2	3,5		8,5		6,3	
	3	3,3		10,0		5,0	
Тбилиси							
I	1	5,0	4,1	11,0	19,8		
	2	4,8		12,0			
	3	3,5		10,0			
IV	1	8,3	9,3	11,3	22,7		
	2	7,5		11,8			
	3	8,0		11,5			

Месяц	λ км	$\Delta t_{н.я}$		$\Delta t_{ср.я}$		$\Delta t_{в.я}$	
		радиационная	истинная	радиационная	истинная	радиационная	истинная
VII	1	14,0		12,5			
	2	11,0	14,3	10,7	23,6		
	3	10,0		10,5			
X	1	9,2		11,7			
	2	8,2	10,3	12,4	24,7		
	3	9,2		13,0			
Новосибирск							
I	1	-5,5		4,5			
	2	-4,7	-5,4	4,3	6,3		
	3	-4,3		3,7			
IV	1	10,5		10,0		6,0	
	2	10,5	10,3	11,0	17,6	8,0	37,7
	3	10,5		10,0		7,0	
VII	1	6,8		11,3		7,3	
	2	6,5	6,5	11,0	21,9	8,0	54,8
	3	6,0		12,0		8,2	
X	1	9,5		9,5		6,0	
	2	9,5	8,7	11,5	17,9	6,7	27,1
	3	7,3		9,7		4,4	
Ашхабад							
I	1	5,0		10,0		2,5	
	2	4,5	4,5	9,5	15,0	2,5	20,5
	3	3,7		8,0		4,2	
IV	1	10,5		11,0			
	2	8,8	11,3	10,5	22,5		
	3	10,5		12,0			
VII	1	11,0		11,0			
	2	9,5	11,0	10,5	20,5		
	3	9,5		10,5			
X	1	8,0		10,5		6,0	
	2	7,0	8,7	10,0	20,3	5,5	35,8
	3	8,0		11,5		6,7	
Ленинград							
I	1	3,0		8,0		5,3	
	2	2,7	3,6	8,0	15,4	5,5	32,0
	3	3,0		8,0		6,5	
IV	1	9,0		10,5		6,5	
	2	8,5	8,3	11,5	19,4	7,5	32,8
	3	7,5		10,0		6,0	
VII	1	10,5		11,0		6,5	
	2	8,3	11,5	9,5	22,1	6,5	40,7
	3	7,0		9,5		6,0	
X	1	6,5		10,5		4,5	
	2	6,5	6,8	12,0	19,9	6,0	26,1
	3	5,0		9,5		4,5	

На рис. 5 представлен годовой ход контрастов между радиационной температурой подстилающей поверхности и облаков.

Из-за отсутствия в отдельные месяцы года исходных данных по температуре и высотам облаков верхнего яруса некоторые значения на рис. 4—5 представлены дискретно.

Из рис. 4 видно, что максимальные значения интенсивности уходящего излучения в области окон прозрачности 3,5—4 и 8—13 мк наблюдаются в летние месяцы, минимальные — зимой. Максимальные контрасты радиационных температур Земли и облаков наблюдаются также в летний период, минимальные — в зимний.

Для Ленинграда, правда, как в окне прозрачности 3,5—4,0 мк, так и в 8—13 мк минимальный контраст радиационных температур отмечается в марте. Это связано с тем, что в исходных данных для

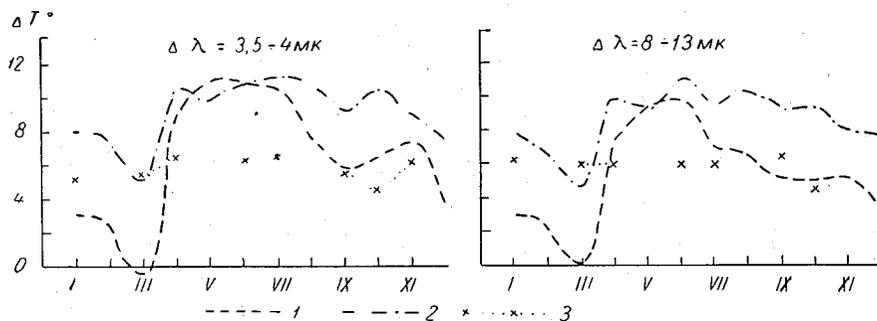


Рис. 5. Годовой ход контрастов между радиационными температурами подстилающей поверхности и облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов в интервалах 3,5—4 и 8—13 мк. Ленинград.

1 — нижний ярус, 2 — средний ярус, 3 — верхний ярус.

марта наблюдалось инверсионное распределение температуры воздуха в приземном слое до границы облачности нижнего яруса. В связи с этим получился отрицательный контраст, т. е. облака нижнего яруса имеют более высокую радиационную температуру, чем подстилающая поверхность.

Расчетные величины контрастов радиационных температур как в окне прозрачности 3,5—4 мк, так и в окне 8—13 мк, представлены в табл. 3 для 10 городов и нанесены на карты (рис. 6—9).

Эти карты иллюстрируют распределение по территории СССР средних значений контрастов между радиационной температурой безоблачных районов и радиационной температурой при наличии облаков различных ярусов для сезонов года.

Для облаков нижнего яруса максимальные величины контрастов (ΔT) наблюдаются в летнее время года. На юге страны величины ΔT составляют от 11 до 23,2°, над Европейской территорией СССР (ЕТС) и Сибирью от 6 до 10° (рис. 8). Зимой облака нижнего яруса дают на фоне подстилающей поверхности над ЕТС радиационный контраст от 0 до 3,5°, на юге СССР до 5°, над территорией Сибири в районе Якутска, Новосибирска, Свердловска и Иркутска наблюдаются отрицательные контрасты (рис. 6). Так, в Якутске зимой отрицательный контраст радиационных температур достигает для облаков нижнего яруса в области спектра 3,5—4 мк —17,5°, в 8—13 мк —16°.

Облака среднего яруса в январе дают уменьшение величин контрастов с 8° на западе до —8° на востоке (рис. 6) и увеличение ΔT с севера на юг от 4—6° до 10—11°.

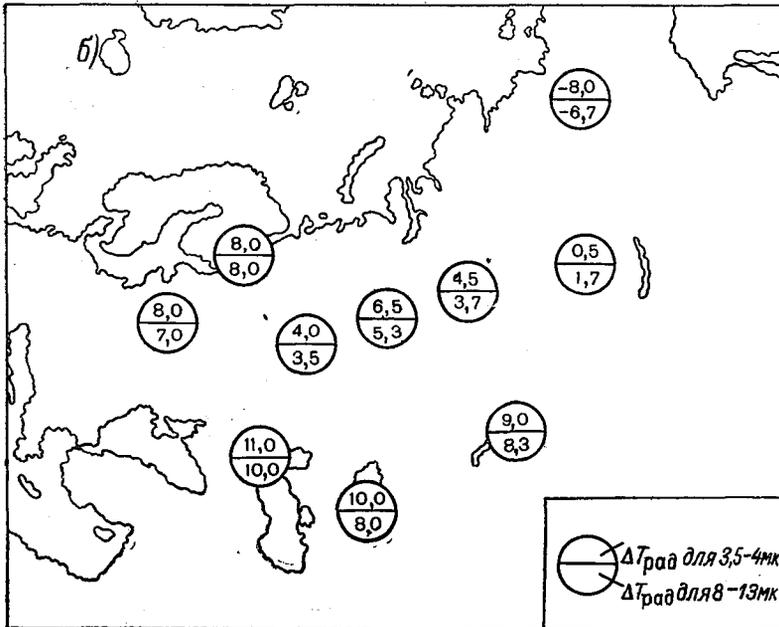
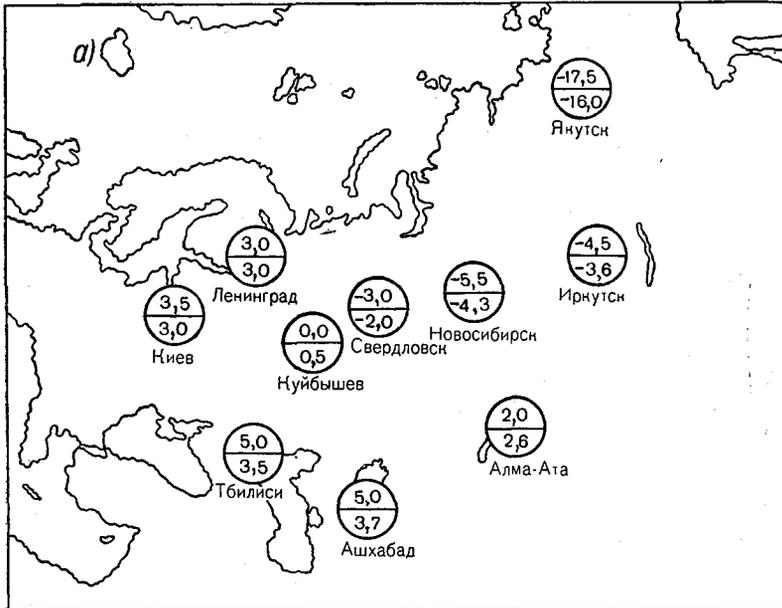


Рис. 6. Величины контрастов между радиационными температурами подстилающей поверхности и облаков нижнего (а) и среднего (б) ярусов для различных районов Советского Союза. Январь.

В июле (рис. 8) облака среднего яруса дают величины ΔT , равные на большей части территории СССР 9—10°, на юге страны 12—13°. Сравнивая величины контрастов радиационных температур в двух спектральных интервалах, 3,5—4 и 8—13 мк, можно сказать, что для

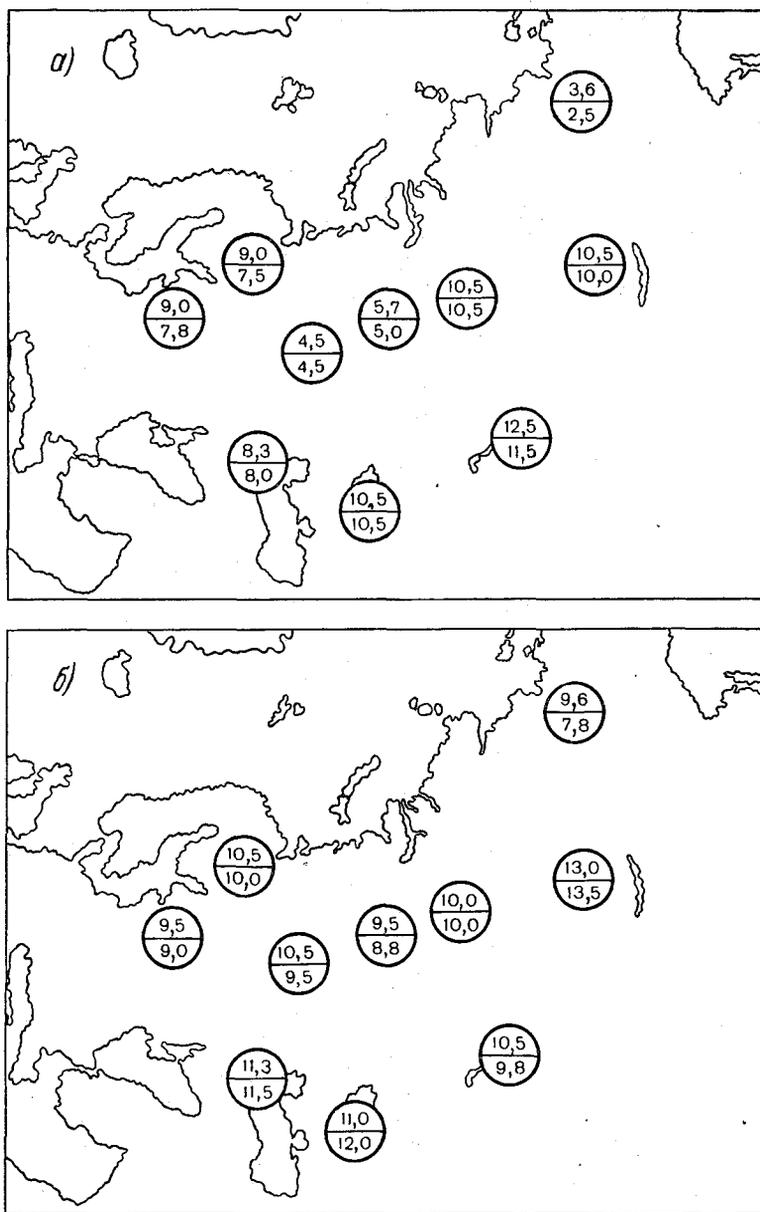


Рис. 7. Величины контрастов между радиационными температурами подстилающей поверхности и облаков нижнего (а) и среднего (б) ярусов для различных районов Советского Союза. Апрель.

облаков нижнего яруса величины контрастов (ΔT) в окне прозрачности 3,5—4 мк оказываются на 10—20% больше величин ΔT в окне 8—13 мк. Для облаков среднего яруса в ряде пунктов в апреле и октябре наблю-

далась обратная картина, т. е. наибольшие величины контрастов отмечались в окне прозрачности 8—13 мк. Этот факт можно объяснить следующим образом. Облака среднего яруса в областях спектра 3,5—4 и 8—13 мк имеют различные коэффициенты черноты, кроме того, в этих

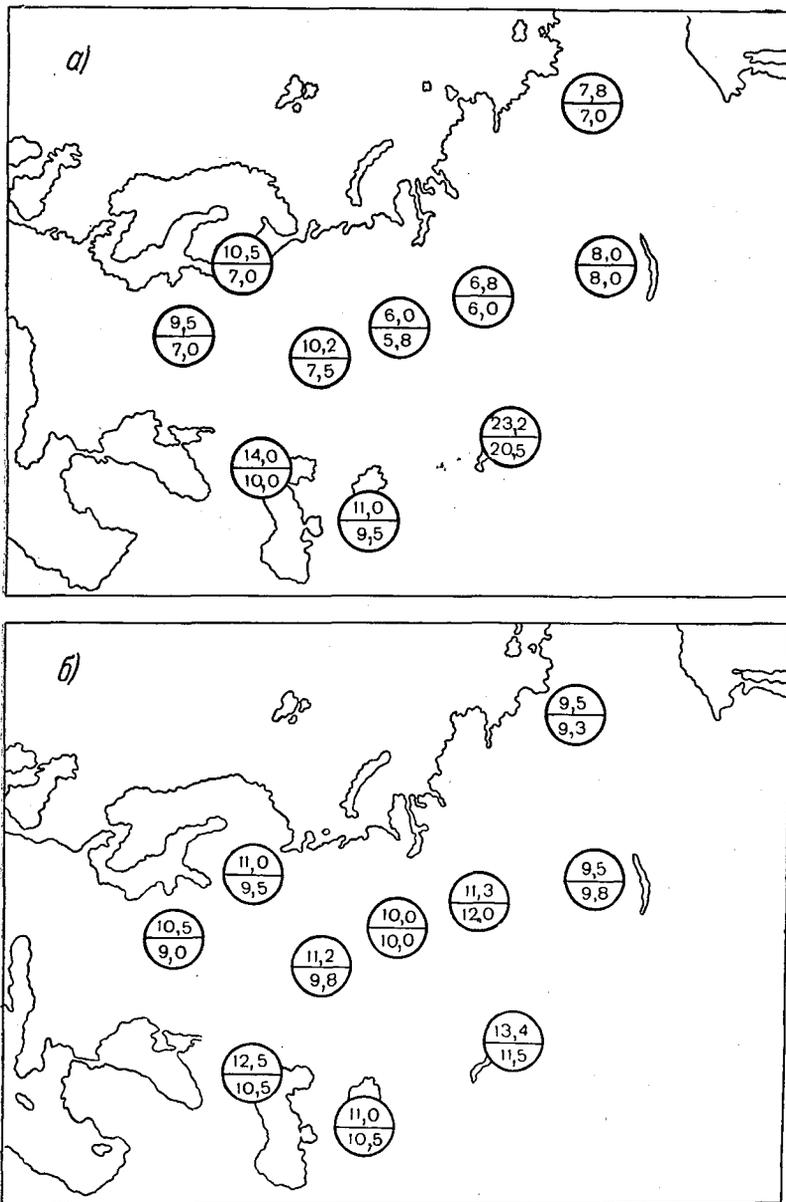


Рис. 8. Величины контрастов между радиационными температурами подстилающей поверхности и облаков нижнего (а) и среднего (б) ярусов для различных районов Советского Союза. Июль.

участках спектра наблюдается различная зависимость поглощения водяным паром от температуры. Совместное действие этих факторов при значительном различии в температурах подстилающей поверхности и

облаков среднего яруса и приводит к тому, что для некоторых пунктов контраст в области спектра 8—13 мк оказывается большим, чем в интервале 3,5—4 мк.

На рис. 10 представлены графики корреляции между контрастами радиационных температур Земли и облаков нижнего яруса $\Delta T_{\text{рад}}$ и кон-

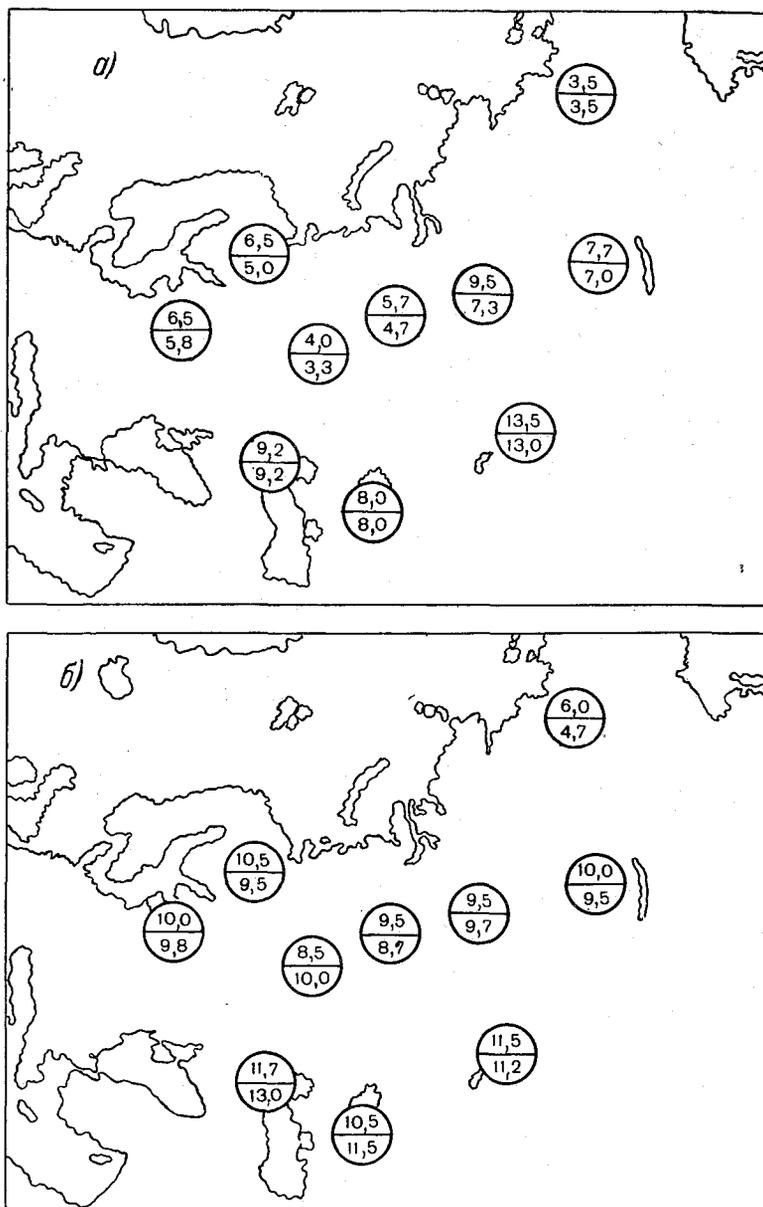


Рис. 9. Величины контрастов между радиационными температурами подстилающей поверхности и облаков нижнего (а) и среднего (б) ярусов для различных районов Советского Союза. Октябрь.

трастами их истинных температур $\Delta T_{\text{ист}}$ в участках спектра 3,5—4 и 8—13 мк по расчетам десяти городов для четырех месяцев (I, IV, VII и X).

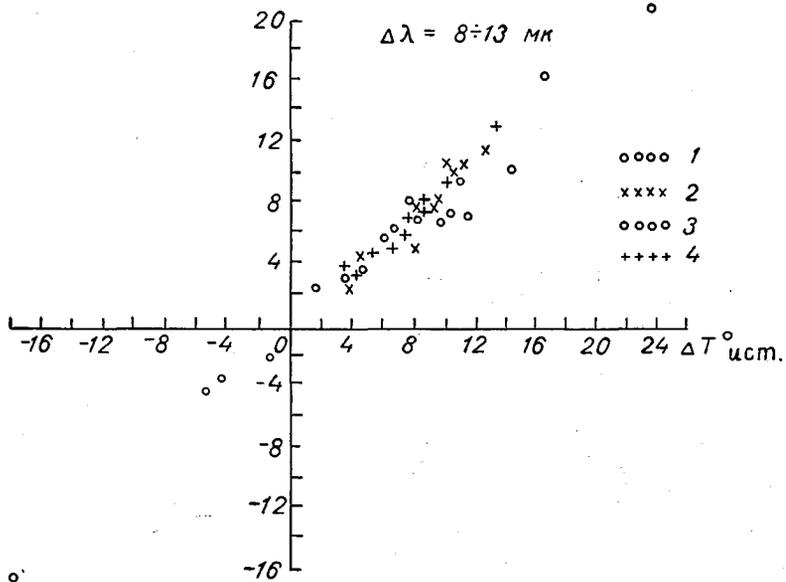
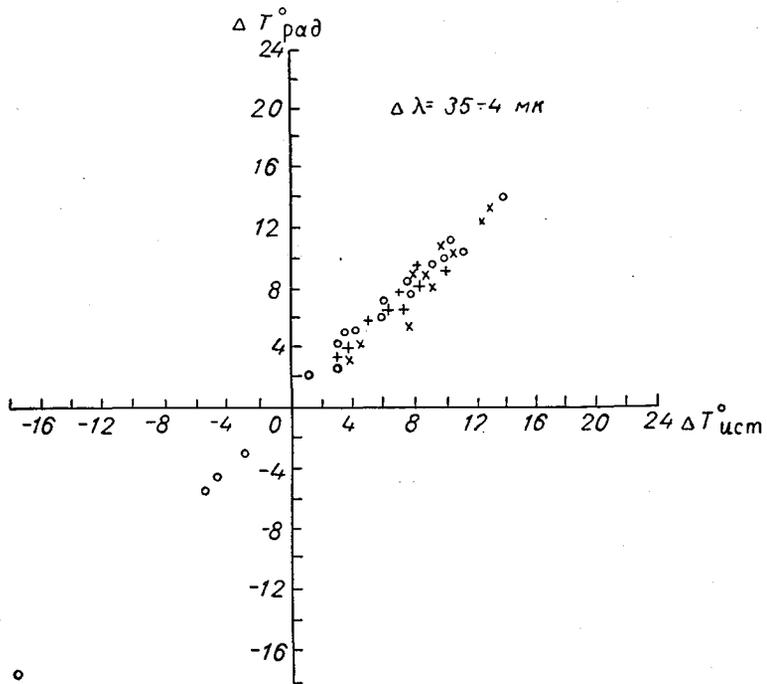


Рис. 10. Корреляционная зависимость между рассчитанными в окне прозрачности радиационными контрастами температур Земли и облаков нижнего яруса $\Delta T_{\text{рад}}$ и истинными контрастами температур $\Delta T_{\text{ист}}$ для $\Delta \lambda$ 3,5—4 и 8—13 мк

1 — январь, 2 — апрель, 3 — июль, 4 — октябрь.

На рис. 11 представлены аналогичные зависимости для облаков среднего яруса по расчетам в тех же спектральных участках, для тех же городов и месяцев. Из рисунка видно, что между величинами $\Delta T_{\text{рад}}$ и $\Delta T_{\text{ист}}$ для облаков среднего и нижнего ярусов, в окне прозрачности 3,5—4 мк имеется довольно тесная корреляция, а в окне 8—13 мк наблюдается разброс точек для летнего сезона.

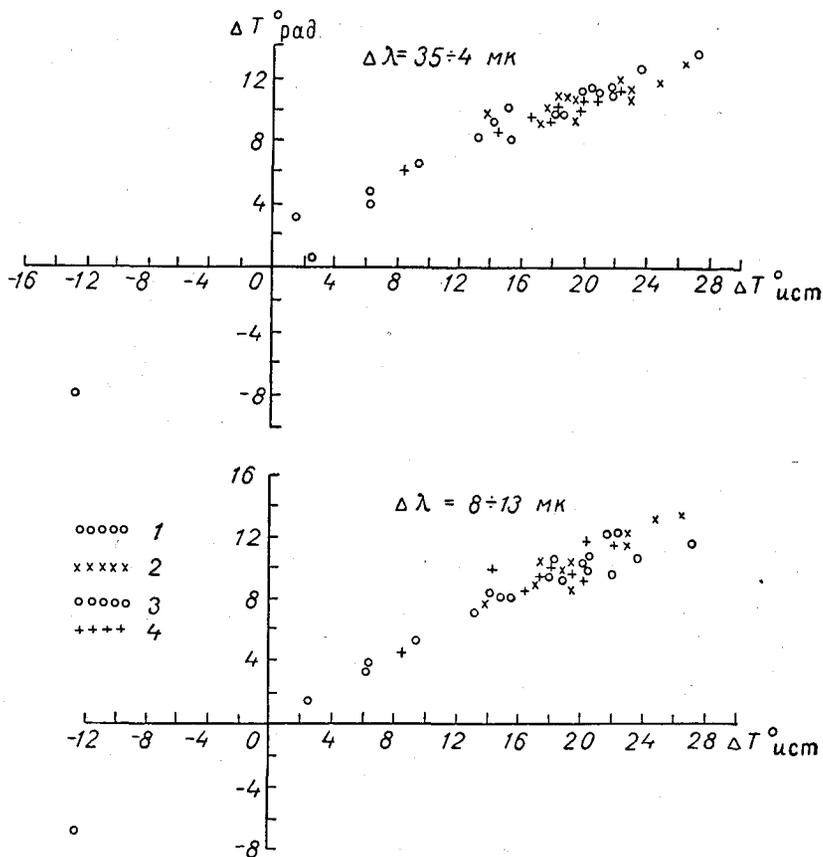


Рис. 11. Корреляционная зависимость между рассчитанными в окне прозрачности радиационными контрастами температур Земли и облаков среднего яруса $\Delta T_{\text{рад}}$ и истинными контрастами температур $\Delta T_{\text{ист}}$ для интервалов 3,5—4 и 8—13 мк.

1 — январь, 2 — апрель, 3 — июль, 4 — октябрь.

Вычисления коэффициентов линейной корреляции, средних квадратических отклонений и коэффициентов уравнения регрессии были произведены на ЭВМ «Урал-4». Результаты расчетов представлены в табл. 9.

Как видно из таблицы, корреляционная связь радиационных и истинных контрастов температур достаточно тесная, коэффициенты линейной корреляции близки к единице.

Несколько менее тесную связь контрастов $\Delta T_{\text{рад}}$ и $\Delta T_{\text{ист}}$ дают облака среднего яруса летом в области спектра 8—13 мк, коэффициент корреляции составляет 0,6. Это можно объяснить тем, что облака среднего яруса в окне прозрачности 8—13 мк имеют коэффициент черноты, значительно отличающийся от единицы, за счет чего они пропу-

скают достаточно большое количество радиации, идущей от более теплой подстилающей поверхности.

Таблица 9

Коэффициент корреляции, средние квадратические отклонения и коэффициенты уравнения регрессии между рассчитанными радиационными и истинными контрастами температур

Месяцы	Участок спектра, мк	r	$\sigma_{\Delta T_{ист}}$	$\sigma_{\Delta T_{рад}}$	b	a	Уравнение регрессии	
Облака нижнего яруса								
I, IV, X	3,5—4	0,995	6,29	6,16	0,97	-0,03	$\Delta T_{рад} = 0,97$	$\Delta T_{ист} - 0,03$
I, IV, X	8—13	0,993	6,29	5,61	0,88	0,04	$\Delta T_{рад} = 0,88$	$\Delta T_{ист} + 0,04$
VII	3,5—4	0,998	4,92	4,71	0,96	0,18	$\Delta T_{рад} = 0,96$	$\Delta T_{ист} + 0,18$
VII	8—13	0,955	4,92	4,10	0,80	0,08	$\Delta T_{рад} = 0,80$	$\Delta T_{ист} + 0,08$
Облака среднего яруса								
I, IV, X	3,5—4	0,970	7,58	3,98	0,51	0,59	$\Delta T_{рад} = 0,51$	$\Delta T_{ист} + 0,59$
I, IV, X	8—13	0,980	7,58	3,89	0,51	0,39	$\Delta T_{рад} = 0,51$	$\Delta T_{ист} + 0,39$
VII	3,5—4	0,945	2,62	1,18	0,42	2,0	$\Delta T_{рад} = 0,42$	$\Delta T_{ист} + 2,0$
VII	8—13	0,603	2,62	0,90	0,21	5,89	$\Delta T_{рад} = 0,21$	$\Delta T_{ист} + 5,89$

Примечание. r — коэффициент корреляции, $\sigma_{\Delta T_{ист}}$ — среднее квадратическое отклонение для контрастов истинных температур, $\sigma_{\Delta T_{рад}}$ — среднее квадратическое отклонение для радиационных контрастов температур, b , a — коэффициенты уравнения регрессии.

Следует заметить, что наличие хорошей корреляционной связи между $\Delta T_{рад}$ и $\Delta T_{ист}$ позволяет рекомендовать способ приближенного определения величин $\Delta T_{рад}$ по известным $\Delta T_{ист}$ без проведения трудоемких расчетов. Но при этом необходимо отметить, что если в случае облаков нижнего яруса величина $\Delta T_{рад}$ может быть определена по $\Delta T_{ист}$ достаточно надежно с точностью до 1—2°, то в случае облаков среднего и верхнего яруса следует иметь в виду, что излучательная способность облаков среднего и верхнего яруса соответствует средним многолетним оптическим свойствам этих облаков. В действительности величина δ будет меняться в довольно широких пределах, поэтому определять величину $\Delta T_{рад}$ по известной $\Delta T_{ист}$ без проведения расчетов целесообразно лишь при рассмотрении некоторых средних, характерных для данного района, величин.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Радиационные контрасты температур Земли и облаков в спектральном интервале 3,5—4 мк несколько превышают радиационные контрасты температур в интервале 8—13 мк (рис. 2—3). Однако измеряемые радиационные потоки в области спектра 3,5—4 мк при низких температурах ($t^\circ < 0^\circ$) очень малы, они находятся на пределе чувствительности существующих радиометров [5], вследствие чего радиометры могут не почувствовать различия в тепловых потоках от подстилающей поверхности и от облачности. Поэтому при низких температурах обнаружение облачности на фоне подстилающей поверхности целесообразнее производить в спектральном диапазоне 8—13 мк.

2. При не очень низких температурах подстилающей поверхности (около 0° и выше) обнаружение облачности на ночной стороне Земли выгоднее производить в спектральном диапазоне 3,5—4 мк, так как измерение существующими приемниками радиации даже с малым углом зрения не представляет в этом случае трудностей [5]. Об этом

свидетельствуют также результаты измерений с искусственного спутника Земли «Нимбус-1» [2].

3. Кроме того, следует заметить, что спектральный интервал, лежащий в диапазоне 8—13 мк, оказывается более удобным в дневное время суток, когда происходит подсветка прибора отраженной от Земли солнечной радиацией [5].

Отсюда следует, что интервал 8—13 мк оказывается более универсальным интервалом для обнаружения облачности на фоне подстилающей поверхности, так как позволяет производить наблюдения в любое время суток и при любых температурах подстилающей поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бадинов И. Я., Андреев С. Д. Прозрачность земной атмосферы и разделение оптической толщины на компоненты в инфракрасной области спектра 8—13 мк. Изв. АН СССР, сер. физики атмосф. и океанов, № 4, 1965.
2. Ветлов И. П., Гаевский В. Л., Гусева Л. Н., Домбковская Е. П., Кондратьев К. Я., Нодберг В., Тер-Маркарянц Н. Е. Опыт анализа инфракрасных изображений облачности, полученных при помощи метеорологического спутника «Нимбус-1». Метеор. и гидрол. № 9, 1965.
3. Гусева Л. Н. К вопросу об определении температуры поверхности почвы по температуре воздуха. Труды ГГО, вып. 166, 1965.
4. Гуцин Г. П. Закономерности горизонтального распределения и колебания во времени атмосферного озона. Атмосферный озон. Изд. МГУ, М., 1961.
5. Кондратьев К. Я., Новосельцев Е. П., Тер-Маркарянц Н. Е. Об определении температуры подстилающей поверхности и облаков с метеорологических спутников Земли. Труды ГГО, вып. 166, 1966.
6. Новосельцев Е. П. О степени черноты облаков верхнего и среднего ярусов. Труды ГГО, вып. 166, 1965.
7. Муравьева Л. В., Тер-Маркарянц Н. Е. О возможности прослеживания облачности на теневой стороне Земли с метеорологических спутников. Труды ГГО, вып. 166, 1965.
8. Хекфорд Г. Л. Инфракрасное излучение. Изд. «Энергия», М.—Л., 1964.
9. Wark D. Q., Yamamoto G., Lienisch J. Methods of estimating infrared flux and surface temperature from meteorological satellites. J. Atm. Sci., v. 19, no. 5, Sept. 1962.
10. Möller F., Raschke E. Final Report. Evaluation of Tiros radiation data. Ludwig Maximilians Universität Meteor. Institut, München. German. March 1964.
11. Elsasser W. M., Culbertson M. F. Atmospheric radiation tables. Meteorological Monographs, v. 4, no. 23, 1960.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЛАЧНОГО ПОКРОВА ЗЕМЛИ

Предлагаются некоторые обобщенные характеристики телевизионных изображений облачного покрова Земли и алгоритмы их определения на электронных цифровых вычислительных машинах. Приведены и сопоставлены различные критерии отделения фона от облачности на реальных снимках. Разработаны методы, позволяющие численно охарактеризовать различные особенности снимков, такие как, например, полосатость и волнистость формы облака, извилистость полос облачных систем, выпуклость ячеек и др.

Введение

Метеорологический спутник представляет для синоптического анализа данные, которые невозможно получить никакими другими средствами. Основная форма информации с метеорологических искусственных спутников Земли (ИСЗ) в наши дни — фотоснимки облачного покрова Земли, передаваемые по телевизионным сигналам.

Искусственные спутники Земли обеспечили такое увеличение метеорологической информации, что ее эффективная обработка немислима без использования электронных вычислительных машин (ЭВМ).

Выполненная нами работа относится к первоначальному этапу автоматизации обработки телевизионных изображений облачного покрова Земли: сведению всей информации, содержащейся в телевизионном изображении, к ограниченному числу обобщенных характеристик. Наши алгоритмы автоматизированного определения границ облачного покрова и геометрической формы областей, занятых облаками, основываются на различиях яркостей облачности и фона открытых участков земной поверхности. Мы ставили перед собой задачу разработки метода математической обработки снимков; проблема связи между метеоснимками облачных систем и погодообразующими процессами нами здесь не рассматривается.

Если будет принята некоторая система классификации облачности, то распознавание снимков по этой системе можно будет осуществить методом обучения машин на некоторых шаблонах.

В настоящей работе мы решали только строго формализованные или детерминированные задачи распознавания классов на основе определенной параметризации их. Для наших целей мы считали метод случайного обучения нецелесообразным, а возможно, и неприемлемым, по крайней мере в настоящее время.

При этом мы руководствовались следующими соображениями.

1. Образы облачных систем, полученные с ИСЗ, настолько разнообразны и сложны, что требуемая в процессе обучения для их распознавания память значительно превысит возможность современных ЭЦВМ.

2. Распознавание, основанное на случайном обучении, всегда менее надежно, чем решение формализованных (детерминированных) задач.

3. Большинство современных методов распознавания образов, основанных на случайном обучении, связано с «гипотезой компактности образов». Для интересующих нас образов метеоснимков облачных систем эта гипотеза вряд ли подтверждается.

4. Принятые системы классификации могут с течением времени изменяться. При каждом изменении системы потребуется проводить новое обучение на достаточно обширном материале.

В настоящее время нет общепринятой системы классификации снимков облачного покрова, полученных с искусственных спутников Земли. Поэтому нами разработаны общие алгоритмы, применимые к разбиению снимков на классы для любой системы классификации. В основе разработанной нами схемы лежат следующие характеристики:

1) яркостный критерий, отделяющий фон от облачности для данного снимка;

2) параметры, характеризующие форму границ облачностей, в частности коэффициент формы — отношение квадрата периметра облака к его площади, численные характеристики вытянутости и извилистости полос, выпуклости ячеек, связности облаков;

3) взаиморасположение облаков, изображенных на снимке, определяемое наименьшим расстоянием между границами или расстоянием между центрами тяжести;

4) геометрическое распределение точек различной яркости на данном облаке — линии уровней яркости, форма экстремальных линий яркости, в частности степени их изогнутости, плотность локальных максимумов и др.

Для обработки снимков на ЭЦВМ требуется прежде всего превратить фотоснимок в двумерную таблицу цифр, характеризующих яркость изображения в отдельных точках.

Массив данных яркости в отдельных точках можно получить или трудоемким процессом фотометрирования снимка, или специально устроенным приемником телевизионных сигналов, содержащим наряду с обычным экраном устройство для прямого вывода данных о напряжении на управляющем электроде кинескопа. При этом для непосредственного ввода телевизионной информации в машину необходимо будет разработать устройство, позволяющее преобразовать аналоговый телевизионный сигнал, соответствующий изображению облачного покрова и полученный непосредственно от метеорологического спутника, в дискретные сигналы в кодовом представлении для непосредственного ввода в машину. Только после этого автоматическая параметризация и классификация снимков будет эффективной. Короче говоря, вместо того чтобы телесигналы превращать в снимок, а снимок в массив цифр, можно будет данные о яркости изображения, содержащиеся в телевизионном сигнале, использовать непосредственно.

Ввиду отсутствия в настоящее время устройства для преобразования аналоговых сигналов в дискретные и ввода этих дискретных сигналов в ЭЦВМ мы вынуждены были при опробовании нашей методики ограничиться трудоемким процессом фотометрирования снимка. Разумеется при таком методе получения данных о яркости в отдельных точках снимка мы не могли получить материал в массовом количестве

и должны были для проверки наших алгоритмов взять несколько снимков.

Отделение фона от облачностей

Постоянного значения яркости, разграничивающего яркость фона и облачностей, не существует, так как яркость точки снимка зависит не только от отражающей способности оригинала, но и от многих привходящих факторов, как то: взаимного расположения телевизионной камеры, Солнца и изображаемой поверхности, различной скорости действия затвора телевизионной камеры, неоднородной яркости катодно-лучевой трубки и других технических особенностей съемки и воспроизведения изображений.

Наиболее естественным критерием, разделяющим фон от облачностей, казалось бы, является величина или крутость скачка яркости при переходе от фона к облачности. Однако эта характеристика так же, как и другие, зависит от контрастности снимка, и общего критерия для всех снимков установить нельзя. Кроме того, ввиду неоднородной яркости облаков такое разделение может указать нам «облако в облаке», что является абсурдом.

Полусумма крайних значений яркости или какая-либо иная функция от размаха распределения является для этой цели весьма изменчивым и поверхностным критерием, так как с появлением или исчезновением даже небольших по площади ярких пятен на снимке эта статистика резко меняет свои значения.

Возможно, что для тех снимков, для которых наблюдаемые ряды распределения имеют два модальных значения, их полусумма дает более надежную искомую статистику разделения, чем полусумма крайних значений.

Среднее значение яркости как статистика, разграничивающая фон от облачности, существенно зависит от доли облачности и фона, и в случае значительной положительной косости распределения яркости часть фона может быть ошибочно отнесена к облачности, а в случае отрицательной косости — наоборот.

Предлагаемый критерий будем обозначать κ .

Статистика κ равна среднему арифметическому значению яркости фона и облачности такой двухцветной, «черно-белой» модели, у которой первые три начальных момента соответственно совпадают с фактическими начальными моментами данного снимка. Этот критерий более устойчив к возрастанию абсолютной величины меры косости, т. е. менее чувствителен к колебаниям между площадями, занятыми облаками и фоном, чем рассмотренные выше.

Пусть a и b — постоянные яркости облачности и фона модели соответственно, равные средней яркости площадей, занятых облаками и фоном на реальном снимке, p и q — доли облачности и фона реального снимка, m_1, m_2, m_3 — начальные моменты яркости первого, второго и третьего порядков.

Тогда

$$m_1 = ap + bq;$$

$$m_2 = a^2p + b^2q;$$

$$m_3 = a^3p + b^3q. \quad (1)$$

$$x = \frac{a+b}{2}. \quad (2)$$

Разумеется и эта статистика не является идеальным критерием разделения фона от облачностей, но во всяком случае она имеет определенные преимущества перед остальными статистиками и на тех снимках, которые подвергались экспериментальной проверке, она дала наилучшее совпадение с визуальной оценкой снимка.

Формула (2) для x не является окончательной, так как a и b до разделения фона и облачности неизвестны.

Вычислим дисперсию яркости черно-белой модели

$$\sigma^2 = m_2 - m_1^2 = a^2 p + b^2 q - (ap + bq)^2 = (a-b)^2 pq.$$

Для исключения из системы (1) p и q рассмотрим отношение $\frac{m_3 - m_1 m_2}{m_2 - m_1^2}$.

$$\frac{m_3 - m_1 m_2}{\sigma^2} = \frac{a^3 + b^3 - ab(a+b)}{(a-b)^2} = a + b.$$

Следовательно,

$$x = \frac{a+b}{2} = \frac{m_3 - m_1 m_2}{2(m_2 - m_1^2)}. \quad (3)$$

Придадим статистике x другую форму:

$$x = \frac{1}{2} \left[\frac{m_3 - 3m_1 m_2 + 2m_1^3}{\sigma^2} + \frac{2m_2 m_1 - 2m_1^3}{\sigma^2} \right] = \frac{1}{2} \alpha \sigma + m_1,$$

где $\alpha = \frac{\mu_3}{\sigma^3}$ — мера косости, $\mu_3 = m_3 - 3m_1 m_2 + 2m_1^3$ — третий центральный момент.

Итак,

$$x = \frac{1}{2} \alpha \sigma + m_1. \quad (4)$$

Остановимся на некоторых свойствах статистики x .

Можно показать, что:

1) x — статистика, линейно связанная с яркостью снимка;

2) x фактически разделяет область реальных значений яркости данного снимка;

3) предлагаемая нами статистика более устойчива относительно колебаний между площадями, занятыми облаками и фоном, чем среднее значение. Для установления указанных свойств статистики x нам удобно будет формализовать задачу следующим образом.

Пусть дана случайная величина ξ — яркость дискретных точек снимка. Относительно распределения известно только то, что оно является конечным, т. е. что для функции распределения $F(\xi)$ найдутся такие два числа a и b , что

$$F(\xi) = 0 \quad \text{при} \quad \xi < a;$$

$$F(\xi) = 1 \quad \text{при} \quad \xi \geq b,$$

где $\xi = \xi_1 \vee \xi_2$ (ξ есть объединение ξ_1 и ξ_2) и

$$P(\xi_1 \geq \xi_2) = 0.$$

Здесь ξ_1 — яркость точек фона, ξ_2 — яркость точек облачности. Статистика разделения κ должна удовлетворять условиям:

$$P(\xi_1 < \kappa) \approx 1 \quad \text{и} \quad P(\xi_2 > \kappa) \approx 1.$$

Пусть

$$P(\xi = \xi_1) = p; \quad P(\xi = \xi_2) = q.$$

Рассмотрим предварительно дисперсию случайной величины ξ

$$\begin{aligned} \sigma^2(\xi) &= m_2(\xi) - m_1^2(\xi) = pm_2(\xi_1) + qm_2(\xi_2) - [pm_1(\xi_1) + qm_1(\xi_2)]^2 = \\ &= pm_2(\xi_2) - p^2m_1^2(\xi_1) + qm_2(\xi_2) - q^2m_1^2(\xi_2) - 2pqm_1(\xi_1)m_2(\xi_2) = \\ &= p[m_2(\xi_1) - m_1^2(\xi_1)] + q[m_2(\xi_2) - m_1^2(\xi_2)] + pqm_1^2(\xi_1) + pqm_1^2(\xi_2) - \\ &\quad - 2pqm_1(\xi_1)m_1(\xi_2) = p\sigma^2(\xi_1) + q\sigma^2(\xi_2) + pq[m_1(\xi_2) - m_1(\xi_1)]^2. \end{aligned}$$

Естественно предположить, что при $pq \neq 0$ и не близком к нулю 1-е и 2-е слагаемые этой суммы, дающие «внутригрупповые» рассеяния яркости на облаках и фоне, значительно меньше 3-го слагаемого, дающего межгрупповую изменчивость снимка. Это предположение экспериментально полностью подтвердилось на тех данных наблюдения, которые были в нашем распоряжении.

Первое свойство статистики κ . Статистика κ линейно зависит от яркости снимка, т. е.

$$\kappa(a\xi + b) = a\kappa(\xi) + b.$$

Доказательство: пусть $\xi' = a\xi + b$; $\alpha(\xi')$, $\sigma(\xi')$ и $m_1(\xi')$ — статистики ξ' .

Тогда по формуле (4)

$$\kappa(\xi') = \frac{1}{2} \alpha(\xi') \sigma(\xi') + m_1(\xi'). \quad (5)$$

Из курса математической статистики известно, что

$$\begin{aligned} \alpha(a\xi + b) &= \alpha(\xi); \\ \sigma(a\xi + b) &= a\sigma(\xi); \\ m_1(a\xi + b) &= am_1(\xi) + b. \end{aligned}$$

Подстановка последних формул в равенство (5) и докажет линейность κ относительно ξ .

Второе свойство статистики κ . Статистика κ лежит между наименьшими и наибольшими значениями яркости данного снимка, или, иначе говоря, κ разделяет множество фактических значений яркости. Для доказательства этого свойства нам понадобится неравенство

$$m_{i+j} \geq m_i m_j, \quad (6)$$

где m_i , m_j , m_{i+j} означают начальные моменты одномерной случайной величины соответственно порядка i , j и $i+j$.

Неравенство (6) справедливо для любой случайной величины, принимающей только положительные значения.

Это неравенство нигде в математической литературе мы не нашли, поэтому нам пришлось его самостоятельно доказать.

Теорема 1. Пусть ξ — случайная величина, принимающая лишь положительные значения, и $F(\xi)$ ее функция распределения

$$F(\xi) = 0 \quad \text{при} \quad \xi < 0,$$

тогда, $m_{i+j} - m_i m_j \geq 0$, причем равенство достигается лишь в том случае, когда $\sigma^2(\xi) = 0$.

Доказательство: рассмотрим две невозрастающие последовательности чисел.

$$\begin{aligned} a_1, a_2, a_3, \dots, a_n; & \quad a_i \geq a_j \quad \text{при} \quad i \geq j \\ b_1, b_2, b_3, \dots, b_n; & \quad b_i \geq b_j \quad \text{при} \quad i \geq j \end{aligned}$$

Нетрудно доказать, что $\sum_{i=1}^n a_i b_{I(i)}$, где $I(i)$ есть отображение множества значений i на себя, имеет максимальное значение при $j=i$.

При $n=2$ это непосредственно видно из неравенства $a_1 b_1 + a_2 b_2 \geq a_2 b_1 + a_1 b_2$, вытекающего из очевидного $(a_1 - a_2)(b_1 - b_2) \geq 0$.

Если в $\sum_{i=1}^n a_i b_i$ переставить между собой вторые множители у каких-либо двух слагаемых, то по доказанному новая сумма будет меньше или равна $\sum_{i=1}^n a_i b_i$.

Отсюда следует, что $\sum_{i=1}^n a_i b_{I(i)}$ достигает максимума при таком отображении множества $\{i\}$ на $\{I(i)\}$, при котором из $a_{i_1} \geq a_{i_2}$ следует, что $b_{I(i_1)} \geq b_{I(i_2)}$.

Рассмотрим произведение

$$\sum_{k=1}^n a_k \sum_{i=1}^n b_i.$$

Переставим во внутренней сумме слагаемые так, чтобы первый член имел индекс k , а в последующих слагаемых индексы возрастали циклически по модулю n так, что $b_{i+n} = b_i$.

Получим

$$\sum_{k=1}^n a_k \left(\sum_{i=k}^{k+n-1} b_i \right) = \sum_{k=1}^n a_k \left(\sum_{l=1}^n b_{k+l-1} \right) = \sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^n a_k b_{k+l-1}. \quad (7)$$

Пусть теперь $c_k \geq 0$.

Рассмотрим две последовательности

$$\begin{aligned} c_1^i, c_2^i, \dots, c_n^i; \\ c_1^j, c_2^j, \dots, c_n^j \end{aligned}$$

и составим

$$\sum_{k=1}^n c_k^i \sum_{k=1}^n c_k^j. \quad (8)$$

Согласно равенству (7) можно (8) записать в виде

$$\sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^n c_k^i c_{k+l-1}^j.$$

Для каждого l по доказанному

$$\sum_{k=1}^n c_k^i c_{k+l-1}^j \leq \sum_{k=1}^n c_k^i c_k^j = \sum_{k=1}^n c_k^{i+j}.$$

Следовательно,

$$\sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^n c_k^l c_{k+l-1}^j \leq n \sum_{k=1}^n c_k^{l+j}.$$

Далее

$$\left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n c_k^l \right) \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n c_k^j \right) \leq \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n c_k^{l+j}.$$

Иначе для дискретно распределенной величины c_k

$$m_i m_j \leq m_{i+j}.$$

Теорема 2. Статистика x , равная полусумме постоянных яркостей облака и фона для черно-белой модели, всегда лежит между наибольшими и наименьшими значениями яркости реального снимка.

В силу теоремы 1

$$x(\xi) = \frac{1}{2} \frac{m_3 - m_1 m_2}{m_2 - m_1^2} \geq 0.$$

Пусть $\xi' = \xi - \xi_{\min}$; ξ_{\min} — минимальное значение яркости всего снимка; $\xi' \geq 0$.

По доказанному свойству

$$x(\xi_1) = x(\xi) - \xi_{\min} \geq 0.$$

Следовательно,

$$x(\xi) \geq \xi_{\min}.$$

Аналогично, если $\xi_2 = \xi_{\max} - \xi$; $\xi_2 \geq 0$,

$$x(\xi_2) = \xi_{\max} - x(\xi) \geq 0; \quad x(\xi) \leq \xi_{\max}.$$

Окончательно имеем

$$\xi_{\min} \leq x(\xi) \leq \xi_{\max}.$$

т. е. статистика x разделяет область значений яркости реального снимка.

Доказательство третьего свойства ввиду краткости статьи мы приводить не будем.

Геометрическая форма областей, занятых на снимках облаками

Многие характерные особенности снимка облачного покрова такие, как, например, процент облачности, коэффициент формы облаков (отношение квадрата периметра контура к площади облака), изогнутость полос облачных систем, сплошность или многосвязность облачного покрова, степень выпуклости ячеек, мера зернистости снимка и др. связаны с различными свойствами граничных линий и могут быть численно определены после того, как будут выявлены и в памяти машины сохранены контурные линии облачного покрова. Поэтому при машинной обработке снимка надо прежде всего указать алгоритмы поиска очередной граничной точки.

В тексте программы мы приводим один из таких возможных алгоритмов.

Нами разработаны методы, позволяющие выявить такие особенности снимков, как: а) кучевообразность облаков; б) полосатость и волокнистость формы облака; в) выпуклость ячеек; г) извилистость полос; д) зернистость снимка.

Мы предлагаем отличать кучевообразные облака на снимках от некучевообразных плотностью локальных максимумов, т. е. числом локальных максимумов, приходящихся на единицу площади. Под локальными максимумами мы понимаем такие внутренние точки облачности, яркость которых превосходит яркость всех соседних точек. На ЭЦВМ осуществить поиск таких точек не представляет затруднений.

Критерием полосатости может служить отношение «средней ширины» облака к длине «средней линии» облака.

Отыскание средней ширины и средней линии облака связано с проведением нормалей к границам облака.

Нормальной прямой в данной точке границы облака естественно называть прямую, проходящую через эту точку перпендикулярно к хорде, соединяющей точки границы, близкие к данной.

Для того чтобы сгладить случайности в деталях контура и погрешности, связанные с переходом от контура границы к ломаной экспериментальных данных яркости, целесообразно близкими к данной граничной точке считать не соседние точки, а отстоящие от нее на некотором постоянном для снимка расстоянии $\pm \delta$. Длина этого отрезка δ связана с размерами элементарных площадок и степенью извилистости границ облаков. В нашей программе мы, например, взяли δ , равным 3. При этом мы учитывали в основном соображения интуиции. Обоснованием этой статистики мы пока не занимались.

Нормальной хордой в данной точке границы мы будем называть отрезок нормальной прямой, лежащий внутри облака и соединяющий данную граничную точку с какой-либо другой точкой границы облака. Так как в памяти машины для каждого облака хранится последовательность его граничных точек, то для односвязных контуров легко удастся найти для каждой граничной точки противоположный конец нормали и длину этой нормали.

Алгоритмы поиска числа связностей данного облака и различных характеристик для многосвязанных областей нами изучаются. Но так как эта часть программы еще не отлажена на ЭЦВМ, то она не вошла в текст программы, приложенной к данной статье.

Среднеарифметическое значение длин нормальных хорд называют шириной облака. Можно было бы наибольшую из нормальных хорд принять за ширину облака, но это было бы во всех отношениях менее удачной статистикой.

Геометрическое место середин этих нормальных хорд мы будем называть средней линией облака. Отношение ширины к длине средней линии является характеристикой степени вытянутости облака. Волокнистые облака мы рассматриваем как полосатые облака сильно вытянутой формы.

Выпуклость границы. Точкой выпуклости будет являться такая граничная точка, что на касательной в окрестности точки касания не будет содержаться ни одной внутренней точки облачности. Или иначе хорда, соединяющая граничные точки, отстоящие от фиксированной точки на расстоянии $\pm \delta$, должна целиком проходить внутри облака.

Если облако обходить с внешней стороны, то выпуклость и вогнутость границы на некотором его участке $M_1M_2M_3$ можно определить знаком векторно-скалярного произведения

$$s = (\overline{M_1M_2} \times \overline{M_2M_3}) \cdot \overline{n},$$

где \overline{n} — какой-либо фиксированный вектор, перпендикулярный плоскости рисунка.

Если, например, направить вектор \bar{n} на «нас», то при обходе облака извне против часовой стрелки на участке выпуклости тройка векторов M_1M_2 , M_2M_3 , \bar{n} окажется правой и число s будет > 0 , на участке вогнутости — левой и $s < 0$.

Критерием выпуклости облачных ячеек может служить отношение части периметра облака, в которой нарушается выпуклость, ко всему периметру.

Извилистость облачных систем может быть охарактеризована как абсолютной величиной средней кривизны, так и числом перемен знака кривизны «средней линии» облаков, приходящихся на единицу длины этой линии.

Известно, что

$$\bar{K} = \frac{d^2\bar{r}}{ds^2} = \frac{d\bar{\tau}}{ds}. \quad (9)$$

Для приближенного вычисления \bar{K} в точке M_0 можно воспользоваться формулой

$$\bar{K} \approx \frac{2\bar{r}_{M_0} - \bar{r}_{M_{-\delta}} - \bar{r}_{M_{+\delta}}}{\delta^2},$$

где $M_{-\delta}$ и $M_{+\delta}$ точки, отстоящие от данной на $\pm \delta$.

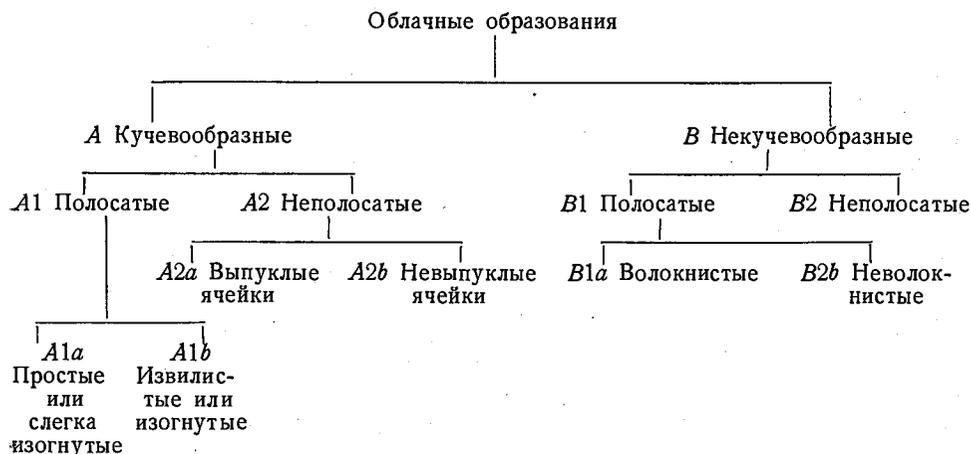
Степень зернистости можно охарактеризовать: а) средним количеством зерен, приходящихся на единицу площади; б) средней площадью одной ячейки данного снимка облачности; в) распределением ячеек данной облачной системы по размерам.

Классификация снимков и текст программы

В настоящее время нет общепринятой классификации снимков облачного покрова Земли, полученных со спутников.

В качестве примера для проверки алгоритмов отыскания параметров мы взяли классификацию, близкую к той, которая приведена в статье Д. Коновера [2]. Она указана на схеме.

Схема классификации облачных снимков



Ниже, в тексте программы, нами даны алгоритмы отыскания параметров и распознавания классов на международном алгоритмическом языке «Алгол-60». Мы в этой программе находим и выводим на печать начальные моменты снимка, критерий χ , отношение площади облачного покрова, изображенного на снимке, ко всей площади снимка и отношение суммарной площади облаков, относящихся к данному типу вышеуказанной классификации, ко всей площади изображенного на снимке облачного покрова.

Текст программы

```

begin
  integer          m, n, delta, i;
  array           critery [1:5];
  p0042          (m, n, delta, critery);
  begin real array M [1:3],
  Max [1:(m × n)];
  integer array  a [1:m, 1:n], k [1:m, 1:n],
  q [1:m, 1:n], c [0:(m × n)], d [1:(m × n)],
  l [1:(m × n)], S [1:(m × n)];
  integer g, t, s, i1, j1, H, h, R, u;
  real  $\chi$ , M2, A, B, A1, A2, A1a, A1b, A2a, A2b, B1, B2, B1a B1b, j, r
  procedure L0; begin h := j1;
  for h := h + 1 while k [H, h] ≠ - 1 do
  begin t := 1; dh := h;
  for R := - 1 step 1 until 1 do
  for u := - 1 step 1 until 1 do
  if u ≠ 0 ∨ R ≠ 0 then
  begin if a [H, h] ≤ a [H + R, h + u] then
  t := 0 end;
  Max [g] := Max [g] + 1
  end; h := dh + 1; S [g] := S [g] - j1 + h;
  s := s - j1 + h end процедуры L0. В этой процедуре мы подсчитываем
  количество локальных максимумов Max [g] в g-том облаке. Одновремен-
  но мы подсчитываем площадь облака S [g] и общую площадь обла-
  ков S;
  procedure L1; begin c [g] := c [g] + 1;
  d [c [g]] := i1; l [c [g]] := j1 end процедуры L1. В L1 мы подсчитываем
  количество граничных точек данного облака c [g] - c [g - 1] и запоми-
  наем координаты новой граничной точки в массивах d [c] и l [c];
  A := B := A1 := A2 := A1a := A1b := A2a := A2b := B1 := B2 :=
  := B1a := B1b := M [1] := M [2] := M [3] = 0
  p0042(a); c [0] := 0
  comment далее подсчитываем начальные моменты первых трех поряд-
  ков:
  for i := 1 step 1 until m do
  for j := 1 step 1 until n do
  for g := 1 step 1 until 3 do
    M [g] := M [g] + (a [i, j] ↑ g) / (m × n);
  comment подсчитываем критериальную величину яркости  $\chi$  для данного
  снимка и статистики  $\sigma$  и  $\alpha$ 
   $\chi$  := . 5 × (M [3] - M [2] × M [1]) / (M [2] - M [1] × M [1]);
   $\sigma$  := sqrt (M [2] - M [1] × M [1]);

```

$\alpha := (M[3] - 3 \times M[2] \times M[1] + 2 \times M[1] \uparrow 3) / \sigma \uparrow 3;$
 $p0041(M[1], \sigma, \alpha, \kappa);$

comment далее выделяем граничные точки облаков;

for $i := 1$ **step** 1 **until** m **do**
for $j := 1$ **step** 1 **until** n **do**
begin **if** $a[i, j] < \kappa$ **then begin**

comment если некоторая элементарная площадка принадлежит фону, а соседняя справа или снизу от нее принадлежит облаку, то мы говорим, что данная площадка (или какая-либо точка на ней) является граничной и придаем ей соответственно значения $q = +1$ и $q = +2$

if $(j + 1 \leq n) \wedge (a[i, j + 1] \geq \kappa)$ **then** $q[i, j] := +1$
else if $(i + 1 \leq m) \wedge (a[i + 1, j] \geq \kappa)$ **then**
 $q[i, j] := +2$ **else** $q[i, j] := 0$ **end**

выделения граничных точек, принадлежащих фону. Если точка принадлежит облаку, то мы говорим, что она является граничной точкой облака, и придаем ей значение $q = -1$ или $q = -2$, если соответственно правая от нее или нижняя точка принадлежат фону или если с той же стороны обрывается снимок.

else if $(j = n) \vee (a[i, j + 1] < \kappa)$ **then** $q[i, j] := -1$
else if $(i = m) \vee (a[i + 1, j] < \kappa)$ **then** $q[i, j] := -2$
else $q[i, j] := 0;$ $k[i, j] := q[i, j]$ **end**

выявления граничных точек. Если точка не является граничной, то мы придаем ей значение $q = 0$.

Таким образом, из какой бы точки мы ни двигались по столбцу или по строке, пересечение границы облака будет зафиксировано значением $q \neq 0$

$g := 0$ **comment** выделяем границы облачностей как связные кривые;
for $i := 1$ **step** 1 **until** m **do**
for $j := 1$ **step** 1 **until** n **do**
if $k[i, j] \neq 0$ **then begin comment**

в этом цикле мы, последовательно перебирая точки, встречаем точку, являющуюся границей снимка. Около нее мы в определенной последовательности ищем другие граничные точки облака и, как легко доказывается, в итоге обходим облако по границе против часовой стрелки. После того, как граница облака замкнется, в массиве K величинам, соответствующим уже найденным граничным точкам, придаем значения, равные нулю. При обращении к процедуре $L0$ мы находим основные параметры облака:

$Max[g]$ — количество локальных максимумов и $S[g]$ — площадь g -того облака;

$i1 := i; j1 := j; c[g + 1] := c[g]; g := g + 1;$
 $L2: L1; \text{is } k[i1, j1] = +1 \text{ then begin } H := i1; L0;$
if $(j1 - 1 \leq n) \wedge (k[i1, j1 - 1] \neq 0)$ **then begin** $j1 := j1 - 1;$
 $D: \text{go to if } (i1 = i) \wedge (j1 = j) \text{ then } L_5 \text{ else } L2 \text{ end}$
else if $k[i1, j1 + 1] \neq 0$ **then begin**
 $j1 := j1 + 1$ **go to** D **end**
elsa if $(i1 + 1 \leq m) \wedge (k[i1 + 1, j1] \neq 0)$ **then**
begin $i1 := i1 + 1$ **go to** D **end**
else if $j1 \neq 1$ **then begin** $j1 := j1 - 1;$
 $i1 := i1 + 1$ **go to** D **end else go to** $L3$ **end**

Случай, когда $k = +1$, логически исчерпан. Если две точки, имеющие $k = +1$, находятся на границе рядом, то при нашей последователь-

ности поиска остальных граничных точек заикливания не происходит. Переходим к случаю, когда $k=+2$.

```

else if  $k[i1, j1] = +2$  then begin
if  $(j1 - 1 \geq 1) \wedge (k[i1, j1 - 1] \neq 0)$  then
begin  $j1 := j1 - 1$ ; go to D end
else if  $j1 - 1 \geq 1$  then begin
 $i1 := i1 - 1$ ;  $j1 := j1 - 1$ ; go to D end
else go to L3 end
else if  $k[i1, j1] = -1$  then begin
if  $(i1 - 1 \geq 1) \wedge (k[i1 - 1, j1] \neq 0)$  then begin
if  $j1 = 1$  then go to L3;  $i1 := i1 - 1$  go to D end
else if  $i1 \neq 1$  then begin  $i1 := i1 - 1$ ;
 $j1 := j1 + 1$  go to D end
else go to L4 end
else if  $(i1 + 1 \leq m) \wedge (k[i1 + 1, j1] \neq 0)$  then
begin  $i1 := i1 + 1$ ; go to D end
else begin  $j1 := j1 + 1$  go to D end;
L3: begin  $H := i1$ ;
for  $H := H + 1$ 
while  $k[H, 1] = 0$  do
begin  $dh := H$ ; L0; L1 end
L0:  $H := dh + 1$ ;  $S[g] := S[g] + H - i1 + 1$ ;
 $s := s + H - i1 + 1$ ;  $i1 := H$ ; go to D end
L4: begin  $H - i1 + 1, h := j1$ ;
for  $h := h - 1$  while  $(k[1, h] \neq +1) \wedge (h > 1)$  do
begin L1;  $dh := h$  end;
 $h := dh - 1$ ;
 $j1 := h$ ;
if  $k[1, j1] = +1$  then go to D else
go to L3 end;
L5: for  $h := c[g - 1] + 1$  step 1 until  $c[g]$  do
 $k[d[h], l[h]] := 0$ ; end

```

p0041 ($S/(m \times n)$); comment. Итак, все облака отысканы, число их равно g . Для каждого, скажем, H -го облака найдена его площадь $S(H)$, количество локальных максимумов в нем $Max[H]$, число граничных точек $C[H] - C[H - 1]$ и зафиксированы координаты граничных точек в массивах $d[c]$ и $l[c]$. Кроме того, найдена общая площадь облаков и выведено на печать отношение общей площади облаков к площади снимка. Переходим непосредственно к классификации облаков:

```

for  $H = 1$  step 1 until  $g$  do
begin  $Max[H] := Max[H]/S[H]$ ;
 $S[H] := S[H]/S$ ;
 $t := 0$ ;  $r := 0$ ;  $u := 1$ ;
for  $h := c[H - 1] + 1$ 
step 1 until  $c[H]$  do
if  $(q[d[h], l[h]] \neq 0) \wedge (d[h] \neq m) \wedge (l[h] \neq n)$ 
then begin comment

```

как упоминалось выше, «средняя линия» рассматривается как геометрическое место середин отрезков нормали к границе облака от данной точки до ближайшей граничной точки того же облака на этой нормали. Направление нормали мы ищем как перпендикуляр к хорде, соединяющей близлежащие к данной точке граничные точки:

$i1 := h - delta$; comment $delta$ — константа, не зависящая от снимка;

if $i1 \leq c[H-1]$ **then** $i1 := i1 + c[H] - c[H=1]$;
 $j1 := h + delta$;
if $j1 > c[H]$ **then** $j1 := j1 - c[H] + c[H-1]$;
if $(d[h] - d[i1]) \times (l[j1] - l[h]) -$
 $(l[h] - l[i1]) \times (d[j1] - d[h]) < 0$ **then**
 $t := t + 1$ **comment** t — число точек, в которых граница не выпукла;
 $R := 1$; $L6: i := d[h] + R \times (l[j1] - l[i1]) /$
 $\text{sqrt}((l[j1] - l[i1]) \uparrow 2 + (d[j1] - d[i1]) \uparrow 2)$;
 $j := l[h] - R \times (d[j1] - d[i1]) / \text{sqrt}((l[j1] - l[i1]) \uparrow 2$
 $+ (d[j1] - d[i1]) \uparrow 2)$;
comment вектор

$$\left(\frac{l[j1] - l[i1]}{(l[j1] - l[i1])^2 + (d[j1] - d[i1])^2}, \right. \\ \left. \frac{-(d[j1] - d[i1])}{(l[j1] - l[i1])^2 + (d[j1] - d[i1])^2} \right)$$

есть орт нормали. Величина R подсчитывает длину нормали:

if $(i \neq 1) \wedge (i \neq m) \wedge (j \neq 1) \wedge (j \neq n) \wedge (q[i, j] = 0)$
then begin $R := R + 1$ **go to** $L6$ **end**;
if $(i \neq 1) \wedge (j \neq 1) \wedge (i \neq m) \wedge (j \neq n)$ **then**
begin $r := r + 2 \times R(c[H] - c[H-1])$
comment r — ширина облака;

$k[1, u] := (d[h] + i) / 2$;
 $k[2, u] := (e[h] + j) / 2$;

comment

$q[i, j] := 0$; $u := u + 1$;
 u — количество точек средней линии; **end**; **end**;
 $j := 0$ **for** $i := delta + 1$ **step** 1 **until** $u - delta$
do begin comment после того как найдены все точки средней линии,
мы определяем ее кривизну по формуле

$$K = \left| \frac{d\bar{t}}{ds} \right|,$$

где \bar{t} есть орт касательной. У нас это соответственно будет

$$K \approx \frac{|2\bar{r}_{M_0} - \bar{r}_{M_{-\delta}} - \bar{r}_{M_{+\delta}}|}{\delta^2},$$

где M_0 точка, в которой мы определяем кривизну, $M_{-\delta}$ и $M_{+\delta}$ — точки, отстоящие от данной с разных сторон на расстоянии δ ;

$i := i - delta$; $j1 := i + delta$;
if $(k[1, i1] - k[1, j1]) \uparrow 2 + (k[2, i1] - k[2, j1]) \rightarrow 2 \leq$
 $4 delta \uparrow 2$ **then**
 $j := j + \text{sqrt}((k[1, i1] + k[1, j1] - 2 \times k[1, i]) \uparrow 2 +$
 $(k[2, i1] + k[2, j1] - 2 \times k[2, i]) \uparrow 2)$ **end**;
 $j := j / u$ **comment** j — средняя кривизна средней линии;

if $Max[H] \geq \text{critery}[1]$ **then begin**
comment $\text{critery}[1]$ — критерий плотности локальных Max для кучевообразных;
 $(A := A + S[H])$

if $r / u \leq \text{critery}[2]$ **then begin comment**

$\text{critery}[2]$ — отношение ширины к длине средней линии — критерий полосатости;

$A1 := A1 + S[H]$

if $i \leq \text{critery}[3]$ **then begin comment**

$\text{critery}[3]$ — критерий изогнутости;

```

A1a := A1a + S[H] end
else A1b := A1b + S[H] end A1
else begin A2 := A2 + S[H];
if t/(c[H] - c[H - 1]) < criteriy [4] then
  A2a := A2a + S[H]
else A2b := A2b + S[H] end criteriy [4] — критерий выпуклости облака.
t/(c[H] - c[H - 1]) — отношение числа точек, в которых нарушается
выпуклость, к длине граничной кривой облака end A
else begin B := B + S[H];
if r/u <= criteriy [5] then begin
comment criteriy [5], как и criteriy [2], есть критерий полосатости, но
для некучевых облаков;
  B1 := B1 + S[H]
if r/u <= criteriy [6] then begin
comment criteriy [6] << criteriy [5] — критерий волокнистости;
  B1a := B1a + S[H] end
else B1b := B1b + S[H] end B1
else B2 := B2 + S[H]
end B end H

```

Все облака классифицированы, накоплены суммы A , $A1$, $A2$, $A1a$, $A1b$, $A2a$, ..., указывающие удельный вес облаков, относящихся к данной классификации, в общей площади облаков;

p0041 (A , $A1$, $A1a$, $A1b$, $A2$, $A2a$, $A2b$, B , $B1$, $B1a$, $B1b$, $B2$) end
stop end...

Считаю своим долгом выразить благодарность профессору К. С. Шифрину за ценные советы и инженерам В. Е. Гольдину и И. Р. Рыбакову за помощь при написании и корректировке программы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридман Ю. С., Гольдин В. Е. Параметризация телевизионных изображений облачности на электронных цифровых вычислительных машинах. Труды ГГО, вып. 196, 1966.
2. Коновер Джон. Интерпретация спутниковых фотографий облаков и облачных мезомасштабных систем. Труды 1-го Международного симпозиума по ракетной и спутниковой метеорологии. Гидрометеоиздат, Л., 1964.

О МЕТОДАХ РАСЧЕТОВ ПОТОКОВ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН

Приводится краткий обзор работ, освещающих вопросы методики расчетов интегральных и спектральных потоков длинноволновой радиации с помощью электронных вычислительных машин (ЭВМ).

Различного рода расчеты переноса теплового излучения обычно производятся с помощью радиационных номограмм, но они сопряжены со значительными затратами времени. Имеющиеся же способы таких расчетов с помощью ЭВМ требуют задания большого количества исходных данных и пригодны лишь для ограниченного числа участков спектра.

Для выявления наиболее общих закономерностей пространственного распределения потоков длинноволновой радиации, чему должно способствовать проведение массовых расчетов, применение радиационных номограмм нецелесообразно. Поэтому многие авторы в своих исследованиях пошли по линии реализации на ЭВМ некоторых теоретических методов расчета радиационных потоков в атмосфере.

Предлагаемый краткий обзор имеет в виду освещение методических сторон вопроса расчетов как интегральных, так и спектральных потоков длинноволнового излучения, используемых некоторыми исследователями.

Настоящий обзор ни в коей мере не претендует на полноту охвата всех применяемых методов расчетов.

Остановимся сначала на рассмотрении работ, посвященных расчетам интегральных потоков теплового излучения. В частности, рассмотрим методы расчетов, использованных в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова (ГГО) К. Я. Винниковым, Б. Е. Шнееровым, Р. Л. Каганом и в Гидрометеорологическом Центре П. Н. Беловым и А. Ф. Кивгановым.

Рассчитывая уходящее излучение системы Земля—атмосфера с помощью средних многолетних значений температуры и влажности у земной поверхности, а также данных о средней облачности, К. Я. Винников [4] использовал следующие соотношения:

для безоблачной атмосферы

$$F = u_H + (u_0 - u_H) \frac{P(\omega_0) + P(\omega_H)}{2}, \quad (1)$$

при наличии облаков различных ярусов

$$F = u_H + (u_0 - u_H) \frac{P(\omega_0) + P(\omega_H)}{2} (1 - c_n n_n - c_{cp} n_{cp} - c_b n_b), \quad (2)$$

где $u = \sigma T^4$ (T — температура воздуха, σ — постоянная Стефана—Больцмана), $0, H$ — индексы, относящиеся соответственно к уровням поверхности Земли и тропопаузы, ω — содержание водяного пара в толще атмосферы, $P(\omega)$ — интегральная функция пропускания, n — количество облаков различных ярусов по наблюдениям сверху,

$$c_n = 0,22, \quad c_{cp} = 0,34, \quad c_b = 0,85.$$

Приняты предположения о линейной стратификации температуры, об экспоненциальном изменении массы водяного пара в тропосфере и изотермии в стратосфере.

Интегральная функция пропускания $P(\omega)$ аппроксимирована линейной зависимостью

$$P(\omega) = \mu \lg \frac{\nu}{\omega}, \quad (3)$$

где $\mu = 0,17$, $\nu = 22,5 \text{ г/см}^2$, $0,0003 \text{ г/см}^2 \leq \omega \leq 10 \text{ г/см}^2$.

Расчеты произведены для средних (климатических) исходных данных. Для любой стратификации при задании значений метеоэлементов на нескольких уровнях предлагается использовать при безоблачной атмосфере соотношение

$$F_0 = u_N + \sum_{i=1}^N (u_{i-1} - u_i) \frac{P(\omega_{i-1}) + P(\omega_i)}{2}, \quad (4)$$

в котором i — номер уровня, N — количество уровней.

При расчете потоков интегрального уходящего излучения Б. Е. Шнеевым [13] функция пропускания строится в зависимости от одного аргумента, влагосодержания u , а все остальные параметры считаются также зависящими от u . Вертикальное распределение плотности водяного пара ρ_ω и давления принимается по экспоненциальному закону. Объемная концентрация в атмосфере углекислого газа постоянная — 0,03%, эффективное содержание озона при построении функции пропускания также считается постоянным — 0,12 см.

Вполне естественно, что для большого числа конкретных распределений поглощающих веществ с высотой, функции пропускания будут отличаться от построенной в работе.

Для удобства расчета с помощью ЭВМ построенная в работе функция пропускания аппроксимировалась в виде:

$$P(u) = 0,515e^{-0,8\sqrt{u}} + 0,845e^{-20\sqrt{u}}, \quad (5)$$

Атмосфера разбивалась на слои, ограниченные изобарическими поверхностями 1000, 850, 700, 500 мб и уровнем тропопаузы.

При определении количества облачности по наблюдениям сверху применен принцип пропорциональности: если \bar{n} — действительное количество облачности данного яруса в долях единицы, \bar{N} — количество этой же облачности, видимой с Земли, n — количество облаков нижележащих ярусов по наблюдениям снизу, то

$$\bar{n} = \frac{n}{1 - \bar{N}}.$$

Р. Л. Каган [6] для расчета восходящих и нисходящих потоков длинноволнового излучения на различных уровнях в атмосфере использовал соотношения:

$$J_1(m) = B(0)P(m) + \int_0^m B(u) dP(m-u) - \alpha \left[B(0) + \int_0^M B(u) dP(u) \right] P(m); \quad (6)$$

$$J_2(m) = - \int_m^M B(u) dP(u-m), \quad (7)$$

где J_1 — поток восходящего излучения, J_2 — поток нисходящего излучения, α — альbedo подстилающей поверхности, $B(0)$ — излучение абсолютно черного тела в данной области спектра при температуре подстилающей поверхности, $B(u)$ — излучение абсолютно черного тела при температуре соответствующей оптической массе u .

В работе предложено для наибольшей экономичности при расчетах на ЭВМ использовать сокращенную таблицу функции пропускания для ограниченного набора аргументов. В частности, использована сокращенная таблица функции пропускания для диффузного интегрального теплового излучения в зависимости от приведенных масс водяного пара и углекислого газа (по К. Я. Кондратьеву и Х. Ю. Нийлиск [14]. Даны формулы билинейной интерполяции между заданными табличными значениями, которые дают возможность находить функцию пропускания с точностью до $1/100$.

Приведенные массы поглощающих веществ находились по формуле

$$m = \int_0^z \rho_m \left(\frac{p}{p_0} \right)^n dz, \quad (8)$$

где ρ_m — плотность поглощающего вещества, p — давление на уровне, p_0 — стандартное давление, n — для водяного пара 0,5, для углекислого газа 0,8.

Массы водяного пара получались при использовании величин упругости водяного пара E и давления p в миллибарах из соотношения

$$\Delta \omega_j = 0,01 \left(\frac{E_j}{\sqrt{p_j}} + \frac{E_{j+1}}{\sqrt{p_{j+1}}} \right) (p_j - p_{j+1}), \quad (9)$$

где $\Delta \omega_j$ — приращение массы водяного пара между двумя уровнями.

Массы углекислого газа находились по формуле

$$u_i = 146 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{1,8} - \left(\frac{p_i}{p_0} \right)^{1,8} \right], \quad (10)$$

p_1 — давление на подстилающей поверхности.

Интегрирование в уравнениях (6) и (7) осуществлялось методом трапеций.

По предложенной схеме произведены расчеты потоков с использованием функций пропускания Кондратьева—Нийлиск и Шехтер [12].

$$P = 0,471e^{-0,696 \sqrt{\omega}} + 0,529e^{-8,91 \sqrt{\omega}} \quad (11)$$

Сравнение результатов показало достаточно хорошее совпадение при расчетах восходящих потоков и более существенные различия при расчетах нисходящих потоков.

Показано, что практически при такого рода расчетах можно пренебречь учетом альбедо a подстилающей поверхности. Точность расчетов потоков по предложенной методике не высока и допускает относительные ошибки до 5%. С помощью данной методики, вычислив функции пропускания для различных слоев, можно рассчитывать потоки восходящего и нисходящего излучений на различных уровнях в атмосфере, если располагать соответствующими исходными данными.

П. Н. Белов и А. Ф. Кивганов [2] использовали аналогичные соотношения (6) и (7) для расчетов потоков длинноволновой радиации.

В качестве функции пропускания использовалась функция в аналитической форме (11), предложенная Ф. Н. Шехтер. Эта функция пропускания позволяет одновременно учитывать поглощение водяным паром и углекислым газом.

Исходной информацией служили значения температуры и точки росы на основных изобарических поверхностях 1000, 850, 700, 500, 300 и 200 мб.

Для большей детализации вертикального профиля потоков в атмосфере расчетные формулы расписывались в конечно разностном виде для 21 уровня с интервалами между ними 50 мб.

Значения температуры и точки росы на промежуточных уровнях определялись путем линейной интерполяции данных на основных уровнях. Выше 200 мб точка росы считалась постоянной и равной T_d на уровне 200 мб, а температура на верхней границе атмосферы бралась по стандартной атмосфере.

В схеме учтена зависимость характера пропускания атмосферы от давления путем расчета эффективной массы водяного пара по соотношению

$$\omega(p) = \frac{10^3}{g} \int_{1000}^p \left(\frac{p}{1000} \right)^{0,6} q dp, \quad (12)$$

где p — давление, g — ускорение силы тяжести, q — удельная влажность. (В схеме осуществляется переход от T_d к удельной влажности q).

Как методика Р. Л. Кагана, так и методика П. Н. Белова и А. Ф. Кивганова позволяют производить расчеты интегральных потоков длинноволновой радиации только для безоблачной атмосферы.

Теперь перейдем к рассмотрению спектральных методов расчета потоков длинноволнового излучения.

Как известно, отдельные спектральные интервалы из-за индивидуальных физических особенностей вносят различный вклад в суммарный поток радиации. Поэтому для более детального изучения потоков длинноволнового излучения необходимо иметь методы спектральных расчетов таких потоков.

В этой связи остановимся на методике, использованной автором в ГГО для расчетов спектральных восходящих и нисходящих интенсивностей длинноволновой радиации на различных уровнях в атмосфере.

Величины интенсивностей восходящего и нисходящего излучений для отдельных спектральных интервалов определялись из уравнений переноса длинноволновой радиации в следующей форме:

$$J_{\Delta\lambda}^{\uparrow} = (1 - A_{\Delta\lambda}) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda}(T) d\lambda + \sum_{i=1}^n \left\{ \int_{\lambda_i}^{\lambda_2} E_{\lambda}(T_{i, \text{cp}}) d\lambda \right\} \Delta_i A_{\Delta\lambda}; \quad (13)$$

$$J_{\Delta\lambda}^{\downarrow} = \sum_{i=1}^n \left\{ \int_{\lambda_i}^{\lambda_2} E_{\lambda}(T_{i, \text{cp}}) d\lambda \right\} \Delta_i A_{\Delta\lambda}, \quad (14)$$

где $J_{\Delta\lambda}^{\uparrow}$ — интенсивность восходящего излучения, $J_{\Delta\lambda}^{\downarrow}$ — интенсивность нисходящего излучения, $(1 - A_{\Delta\lambda})$ — функция пропускания толщи атмосферы, $E_{\lambda}(T)$ — функция Планка при температуре поверхности, $E_{\lambda}(T_{i\text{ ср}})$ — функция Планка при средней температуре слоя атмосферы, $\Delta_i A_{\Delta\lambda} = A_{\Delta\lambda}(\omega_i) - A_{\Delta\lambda}(\omega_{i-1})$ — функция поглощения каждого слоя атмосферы, ω_i — масса поглощающего вещества для i -того слоя атмосферы.

Решение уравнений (13) и (14) выполняется методом послынного интегрирования для каждого интервала $\Delta\lambda$ 0,1 мк по спектру от 3 до 40 мк. В атмосфере выбрано 22 слоя в соответствии со стандартными изобарическими поверхностями: Земля — 950, 950—900 мб и т. д. до поверхности 50 мб через 50 мб, а затем 50—25, 25—10, 10—5 мб.

В схеме учитывалось поглощение радиации водяным паром в спектре 3—40 мк, углекислым газом в интервалах 4—5, 13—18 мк и озоном в спектре 9,1—10,2 мк. Массы поглощающих субстанций вычислялись по формулам:

$$\omega_{i\text{ H}_2\text{O}} [\text{г/см}^2] = 0,31 \cdot 10^{-3} (p_i^2 - p_{i+1}^2) u_i \frac{E_i}{p_{i\text{ ср}}}; \quad (15)$$

$$\omega_{i\text{ CO}_2} [\text{см}] = 0,11 \cdot 10^{-3} (p_i^2 - p_{i+1}^2). \quad (16)$$

Содержание озона в атмосфере задается фактическим для каждого слоя.

Здесь i — уровень или слой, u_i — относительная влажность, E_i — максимальное насыщение при средней температуре слоя, p_i — давление на уровне поверхности.

Функции поглощения водяного пара (исключая «окно прозрачности» 8—13 мк), углекислого газа и озона выражались по закону квадратного корня, через интеграл вероятности ошибок. В области 8—13 мк функция пропускания водяного пара аппроксимировалась экспонентой. Обобщенные коэффициенты поглощения водяным паром заимствованы из работы Уорка, Ямамото, Линиша [21] (в окне 8—13 мк — из работы Бадинова, Андреева [1]), углекислым газом — из работы Рашке и Меллера [20]. Для озона коэффициенты поглощения взяты по Эльзассеру и Кальбертсону [16]. Введены поправки на зависимость коэффициентов поглощения от давления как отношение $\frac{p_{\text{ср}}}{p_0}$ в соответствующей степени.

Функции Планка для интервалов $\Delta\lambda = 0,1$ мк вычислялись по формулам

$$E_{\Delta\lambda}(T) = \frac{R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2}}{2k\pi}; \quad (17)$$

$$R_{\lambda_1} = \frac{c_1}{\lambda_1^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_1 T}} - 1 \right)^{-1}; \quad (18)$$

$$R_{\lambda_2} = \frac{c_1}{\lambda_2^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_2 T}} - 1 \right)^{-1} \quad (19)$$

Схема позволяет производить расчеты интенсивностей восходящих и нисходящих излучений на любом уровне в атмосфере при различных зенитных углах от 0 до θ_{max} (вычисляются эффективные содержания поглощающих субстанций $\omega_S = \omega_z \cdot \sec \theta$, $\theta_{\text{max}} = 72^\circ,5$). Расчеты можно производить как для безоблачной атмосферы, так и при наличии облаков различных ярусов. Задаются конкретные значения температуры и высоты, а также ярус облаков. Изложенная методика была запрограм-

мирована на ЭВМ «Урал-4» и использовалась для расчетов притоков тепла на различных уровнях в атмосфере [7]. Кроме того, схема использовалась при расчетах интенсивностей на верхнюю границу атмосферы и контрастов радиационных температур облаков различных ярусов на фоне подстилающей поверхности [5]. Излучение подстилающей поверхности и облаков нижнего яруса считалось абсолютно черным, а для облачности среднего и верхнего ярусов использованы спектральные коэффициенты черноты, заимствованные из работы Е. П. Новосельцева [10].

Схема предусматривает расчет интегральных потоков излучения в отдельных участках спектра, получаемых суммированием из спектральных.

Далее рассмотрим также спектральный метод расчета теплового излучения, использованный Б. Д. Паниным [11], в основу которого положено решение уравнения переноса монохроматической длинноволновой радиации для стационарного поля излучения. Окончательное уравнение имеет вид, аналогичный (13). При расчетах прибегают к численному или графическому интегрированию, разбив атмосферу на слои, а участок спектра $\Delta\lambda$ на интервалы $\delta\lambda$. С учетом этого расчетное уравнение имеет вид

$$J_{\Delta\lambda}(z, \theta) = \sum_j \epsilon_j E_j(T_0) P_{\Delta\lambda}(\omega_0) - \sum_i \sum_j E_j(\bar{T}_i) \Delta_i P_{\Delta\lambda}. \quad (20)$$

В работе обосновывается необходимость и достаточность использования формул аналогичных (17), (18), (19), а также закон косинусов при использовании эффективных содержаний поглощающих субстанций.

Для расчета функции пропускания использовалось соотношение вида

$$P_{\Delta\lambda}(\mu) = \gamma e^{-\alpha\mu} + (1 - \gamma) e^{-\beta\mu}, \quad (21)$$

с помощью которого описывалось поглощение в любых полосах.

Здесь α и β — коэффициенты поглощения, определяемые по экспериментальным измерениям функций поглощения, γ и $(1 - \gamma)$ — относительные размеры спектральных интервалов, внутри которых коэффициенты поглощения равны α и β .

Величины коэффициентов α , β , γ для некоторых спектральных участков даются в работе Б. Д. Панина [11]. Интегральные интенсивности излучения предлагается рассчитывать используя соотношение (20), заменив функцию Планка функцией Стефана—Больцмана, а спектральную функцию пропускания интегральной. В схеме использовалась функция пропускания Ф. Н. Шехтер [12].

Описанная схема расчета была запрограммирована на ЭВМ и реализована. Программа допускает любое количество исходных данных о температуре, давлении и содержании поглощающих газов для любых участков спектра.

Приведем блок-схему программы (рис. 1), на которой через ω , u , t обозначены эффективные содержания водяного пара, углекислого газа и озона соответственно. Пунктирными линиями представлена схема вычислений автономного блока для вычисления суммарного длинноволнового баланса и радиационных изменений температуры для любого слоя атмосферы.

С помощью этой программы выполнено большое количество расчетов, по которым получены статистические характеристики поля уходя-

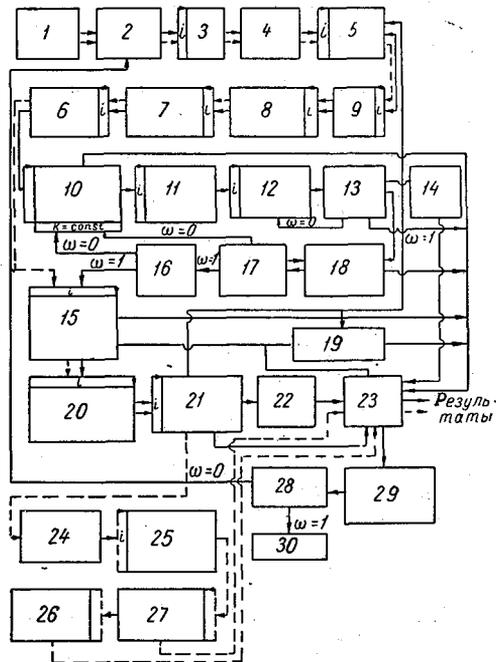
щей радиации. Наблюдается хорошее согласование результатов с измерением ИСЗ и соответствующими статистическими характеристиками.

Следует также остановиться на вычислениях уходящего излучения на верхней границе атмосферы в области спектра 8—12 мк, выполненных В. Г. Болдыревым [3]. Вычисление уходящего излучения для направления, определяемого углом θ , производилось по соотношению

$$J_{\nu_{\infty}}(\theta) = \sum_k \left[B_{\nu_k}(T_0) \tau(l_{\nu_k} \omega_{\infty}^*) + \sum_{i=0}^{N=200} B_{\nu_k}(T_i) \Delta_i \tau \right], \quad (22)$$

Рис. 1. Блок-схема программы вычисления излучений.

1 — ввод программы и исходных данных, 2 — пересылка первого массива исходных данных в рабочие ячейки, 3 — перевод $10 \rightarrow 2$, 4 — формирование изменяемых адресов в зависимости от числа слов, 5 — вычисление эффективных масс водяного пара при $\theta=0^\circ$, 6 — вычисление эффективных масс углекислого газа при $\theta=0^\circ$, 7 — вычисление эффективных масс озона в стратосфере при $\theta=0^\circ$, 8 — вычисление эффективных масс озона в тропосфере при $\theta=0^\circ$, 9 — расчет T_i , 10 — вычисление $P_{\Delta\lambda}(\omega, u, t)$ и $\Delta_i P(\omega, u, t)$ в пределах спектрального интервала $\lambda_1 - \lambda_2$ (для потока или интенсивности), 11 — вычисление функции Планка при $T=T_i$ для $\delta\lambda=0,02$ мк (поток или интенсивность), 12 — расчет излучений на верхней границе i -того слоя для $\delta\lambda=0,02$ мк, 13 — накопление сумм значений излучения в пределах $\Delta\lambda=0,1$ мк, 14 — вычисление эффективной температуры, 15 — расчет функций пропускания и $\Delta_i P$ для интегрального излучения (для потока или интенсивности), 16 — переход к другому интервалу $\lambda_1 - \lambda_2$, 17 — переадресация по K и λ внутри интервала $\lambda_1 - \lambda_2$, 18 — накопление сумм значений излучения в пределах $\lambda_1 - \lambda_2$, учет фильтров, 19 — вычисление эффективной температуры, 20 — расчет функции Стефана-Больцмана при $T=T_i$ (поток или интенсивность), 21 — расчет интегрального уходящего излучения на верхней границе i -того слоя, 22 — расчет эффективной температуры, 23 — перевод $2 \rightarrow 10$; печать, 24 — расчет излучательной способности i -того слоя, 25 — расчет нисходящего интегрального излучения на верхней границе i -того слоя, 26 — расчет радиационных измерений температуры, 27 — вычисление баланса интегрального излучения i -того слоя ΔF_i , 28 — восстановление программы, 29 — переадресация для расчетов по данным следующего массива, 30 — остановка.



где $B_{\nu_k}(T_0)$, $B_{\nu_k}(T_i)$ — функция Планка при температуре земной поверхности и при средней температуре соответствующего слоя, $\tau(l_{\nu_k} \omega_{\infty}^*)$ — функция пропускания атмосферы, l_{ν_k} — обобщенные коэффициенты Эльзассера, k — индекс спектрального интервала.

Атмосфера разбивалась на слои $\Delta p=5$ мб, а участок спектра на интервалы 20 см^{-1} . Использовались обобщенные коэффициенты поглощения Эльзассера [16]. Функция пропускания водяным паром выбрана в виде, предложенном Ямамото [22], но в интервале спектра 790—1220 см^{-1}

$$\tau = e^{-\beta \omega^*} \quad (23)$$

Здесь β заимствованы из работы Меллера [17]. Для озона функция поглощения аппроксимировалась интегралом вероятности ошибок. Температура верхних уровней атмосферы находилась экстраполяцией по Маргетройду [18], а влажность — по Манабе и Меллеру [15]. Распределение озона бралось по данным Раманатана и Кулькарни [19].

К. Я. Кондратьев, Х. Ю. Нийлиск и Р. Ю. Ноорма [8, 9], исследуя характерные поля радиационных притоков тепла в условиях атмосферы, произвели расчеты интенсивности и потоков восходящей и нисходящей тепловой радиации. Расчет производился в области спектра 5—12 мк для 35 узких спектральных интервалов. Атмосфера (от 0 до 50 км) разбивалась на слои и расчет производился для 19 уровней. Учитывалось поглощение водяным паром и озоном. Функция пропускания для водяного пара в области спектра от 5 до 8,333 мк аппроксимировалась

$$P_{\Delta\lambda}(\omega^*) = e^{-k_{\Delta\lambda} \sqrt{\omega^*}}, \quad (24)$$

а в области от 8,333 до 12,0 мк

$$P_{\Delta\lambda}(\omega^*) = e^{-k_{\Delta\lambda} \omega^*} \quad (25)$$

Функция пропускания для озона выражалась

$$P_{\Delta\lambda}(m^*) = 1 - \Phi\left(\sqrt{l_{\Delta\lambda} \frac{m^*}{2}}\right), \quad (26)$$

где $k_{\Delta\lambda}$, $l_{\Delta\lambda}$ — коэффициенты поглощения водяным паром и озоном соответственно, ω^* и m^* — эффективные содержания водяного пара и озона в атмосфере, Φ — интеграл вероятности ошибок.

Выше были рассмотрены различные методы как интегральных, так и спектральных расчетов потоков длинноволновой радиации, используемые отдельными авторами.

Следует заметить, что в настоящее время, к сожалению, нет достаточного единства в выборе аппроксимаций функций пропускания, а также и в выборе коэффициентов поглощения. В связи с этим было бы крайне существенно получить экспериментальным путем новые надежные данные о спектральных функциях пропускания и коэффициентах поглощения атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бадинов И. Я., Андреев С. Д. Прозрачность земной атмосферы и разделение оптической толщины на компоненты в ИК области спектра 8—13 мк. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, № 4, 1965.
2. Белов П. Н., Кивганов А. Ф. Об изменении температуры и геопотенциала, обусловленных радиационным притоком тепла. Труды ММО, вып. 8, 1965.
3. Болдырев В. Г. К вопросу об использовании измерений уходящей радиации для расчета температуры земной поверхности и высоты верхней границы облаков. Труды ММЦ, вып. 8, 1965.
4. Винников К. Я. Уходящее излучение системы Земля — атмосфера. Труды ГГО, вып. 168, 1965.
5. Жвалев В. Ф., Кондратьев К. Я., Тер-Маркарянц И. Е. О расчете спектральных величин уходящего излучения и контрастов между радиационной температурой подстилающей поверхности и облаков в связи с задачей обнаружения облачности с ИСЗ. См. наст. сб.
6. Каган Р. Л. О расчете потоков теплового излучения в безоблачной атмосфере. Труды ГГО, вып. 174, 1965.
7. Кондратьев К. Я., Стыро Д. Б., Жвалев В. Ф. Лучистый приток тепла в области спектра 4—40 микрон на различных уровнях в атмосфере. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, № 1, 1966.
8. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю. О спектральном распределении радиационных притоков тепла в свободной атмосфере. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, № 2, 1966.
9. Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю. О спектральном распределении интенсивности и потоков теплового излучения в свободной атмосфере. Сб. «Радиационный режим атмосферы», ИФА АН ЭССР, Тарту, 1965.
10. Новосельцев Е. П. О степени черноты облаков верхнего и среднего ярусов. Труды ГГО, вып. 166, 1965.
11. Панин Б. Д. Автоматизация расчетов переноса теплового излучения в атмосфере с помощью ЭЦВМ.

12. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
13. Шнееров Б. Е. О расчете радиационного баланса системы «земная поверхность-атмосфера» и его составляющих. Метеор. и гидрол., № 7, 1963.
14. Kondratiev K. Y., Niilisk N. J. The new radiation chart. *Geofisica purae applicata*, v. 49, 1961.
15. Manabe S., Möller F. On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere. *Monthly Weather Rev.*, v. 89, no. 12, 1961.
16. Elsasser W. M., Culbertson M. F. Atmospheric radiation tables. *Met. Monographs*, v. 4, 1960.
17. Möller F. Evaluation of TIROS III radiation data. *Int. Rep., Met. Inst., Univ. München*, no. 1.
18. Murgetroyd R. I. Winds and temperature between 20 km and 100 km. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, v. 83, no. 358, 1957.
19. Ramanathan K., Kulkarni P. N. Meanmeridional distribution of ozone in different seasons calculated from Umkehr observation and probable vertical mechanism. *Union Geodesique et Geophysique Internationale, Monographie*, n° 3, 1960.
20. Rasehke E., Möller F. Final Report. Evaluation of TIROS radiation data. L.—M., Universität Met. Institut, München, March, 1964.
21. Wark D. Q., Yamamoto G., Lienisch F. H. Methods of estimating infrared flux and surface temperature from meteorological satellite. *J. Atm. Sci.*, v. 19, no. 5, 1962.
22. Yamamoto G. On a radiation chart. *Sci. Rep. Tohoku Univ., ser. B*, v. 4, no. 1, 1952.

К. Я. КОНДРАТЬЕВ, Л. Н. ДЬЯЧЕНКО

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЙ УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ РАДИОЗОНДОВ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ

Рассмотрены результаты сравнения некоторых данных вычислений уходящего излучения, полученных при использовании электронных вычислительных машин, с аналогичными величинами, измеренными с помощью актинометрических радиозондов и метеорологических спутников.

Теплообмен между земной поверхностью и атмосферой — частично, а излучение тепла в мировое пространство — полностью, осуществляются посредством длинноволновой радиации. В связи с этим изучение потоков длинноволновой радиации в атмосфере имеет очень большое значение и приобретает все большую актуальность. Именно этими обстоятельствами объясняется тот факт, что в программе исследований, проводимых на метеорологических спутниках, одно из первых мест занимают измерения длинноволнового уходящего излучения.

При вычислении уходящего излучения F_{∞} нами была использована довольно простая схема расчета, предложенная К. Я. Винниковым [3] и примененная им для расчета климатологических величин F_{∞} .

Вычисление величины уходящего излучения по более точной методике, разработанной М. Е. Швецом и Б. Е. Шнееровым [8, 9], трудоемко и может быть осуществлено лишь при наличии данных радиозондирования. Таких систематических данных пока мало. Поэтому использование схемы М. Е. Швеца и Б. Е. Шнеерова для массовых расчетов неудобно. Сравнение результатов расчета по методике Б. Е. Шнеерова $F_{\infty ш}$ и по более простой схеме, описанной К. Я. Винниковым $F_{\infty в}$, показало, что последняя является вполне удовлетворительной. Рассмотрим некоторые результаты такого рода расчетов.

Для вычисления величины уходящего излучения по схеме К. Я. Винникова нами была составлена и реализована программа для электронной цифровой вычислительной машины «Проминь». Были вычислены значения уходящего излучения для 60 пунктов, находящихся в Европе, для ночного (03 часа) и дневного (15 час.) сроков 13 и 14 января 1960 г.

В качестве исходных материалов для расчета были использованы данные синоптических карт: температура воздуха и точка росы вблизи земной поверхности, температура на уровне верхней границы тропопauses, облачность (общая и нижняя). В связи с отсутствием сведений

о количестве облаков для среднего и верхнего ярусов (в баллах) облачность рассчитывалась по формулам:

$$n_B = (n - n_H) k_B;$$

$$n_{CP} = (n - n_H) k_B \frac{1 - k_B}{k_B} = n_B \frac{1 - k_B}{k_B},$$

где k_B — коэффициент, характеризующий облачность среднего и верхнего ярусов. (Если облачность верхнего яруса отсутствует, то $k_B=0$, если отсутствует облачность среднего яруса, то $k_B=1$, если имеется облачность верхнего и среднего ярусов, $k_B=0,5$); $n_{общ}$, n_H , n_{CP} , n_B — облачность общая, нижняя, средняя и верхняя при условии, что наблюдатель находится на земле.

Исходными материалами для расчета служили также данные синоптических карт за отдельные сроки наблюдений. Использование таких ежедневных данных позволит быстро и достаточно надежно провести необходимые расчеты для интерпретации спутниковых данных.

Сравнение двух методов расчета проведено для шести пунктов Советского Союза 13 февраля 1960 г. для ночного (03 часа) и дневного (15 час.) сроков. При сопоставлении результатов расчетов, проведенных по обеим методикам (табл. 1), можно заключить, что данные довольно хорошо согласуются. В ночное время расхождение не превышает

Таблица 1
Сравнение двух методов расчета величин уходящего излучения для некоторых пунктов СССР

Станция	T° воздуха	с точка росы	T_1° тропопаузы	$n_{общ}$	n_H	k_B	$F_{\infty III}$	$F_{\infty III}$	$\Delta F_{\infty} = F_{\infty III} - F_{\infty B}$
13 февраля 1960 г. 3 часа									
Мурманск	-11,0	-15,0	-64	0,4	0	1	0,230	0,259	-0,03
Москва	-12,0	-17,0	-67	0,1	0,1	0	0,270	0,274	-0,00
Минск	-2,0	-3,0	-66	0,1	0,1	0	0,290	0,296	-0,01
Киев	-2,0	-2,0	-66	0,1	0,1	0	0,313	0,295	0,01
Ростов-на-Дону	0	0	-67	0,1	0,1	0	0,312	0,300	0,01
Свердловск	-4,0	-5,0	-66	0,8	0,7	0	0,239	0,262	-0,02
Среднее							0,276	0,281	$\pm 0,01 \pm 4\%$
13 февраля 1960 г. 15 час.									
Мурманск	-9,0	-13,0	-65	0,9	0,9	0	0,246	0,258	-0,01
Москва	-7,0	-9,0	-70	0,1	0	0	0,247	0,283	-0,04
Минск									
Киев	2,0	0	-67	0,9	0,9	0	0,318	0,278	0,04
Ростов-на-Дону	5,0	2,0	-60	0,1	0	0	0,253	0,313	-0,06
Свердловск	-14,0	-21,0	-57	0	0	0	0,280	0,278	0,00
Среднее							0,268	0,282	$-0,04$ $+0,02 \pm 11\%$

0,03 кал/см² мин. (или $\Delta F_{\infty} \leq 0,03$ кал/см² мин), а среднее отклонение $\frac{F_{\infty III} - F_{\infty B}}{F_{\infty III}} 100\%$ составляет величины порядка $\pm 4\%$ или $\pm 0,01$ кал/см² мин. Соответствующие величины для дневного срока равны $\pm 11\%$ или $\pm 0,03$ кал/см² мин.

Аналогичные сравнения проведены для 13 и 14 января 1960 г. (ночной и дневной сроки). С этой целью вычислены значения $F_{\infty B}$ для 65 пунктов, равномерно размещенных по территории Европы. Величина уходящего излучения, рассчитанная по обоим методикам, изменяется от 0,20 кал/см² мин. (в северных районах) до 0,32 кал/см² мин. (в южных районах) ночью и примерно в тех же пределах днем.

Среднее отклонение $\frac{F_{\infty \text{Ш}} - F_{\infty B}}{F_{\infty \text{Ш}}} 100\%$ как для ночи, так и для дня составляет величину порядка $\pm 6\%$ или 0,01—0,02 кал/см² мин.

Всего рассмотрено 240 случаев. Результаты сравнения показывают, что данные расчета по обоим методикам довольно хорошо согласуются между собой. Некоторое несовпадение частично объясняется расхождением величин влагосодержания в атмосфере, так как методика К. Я. Винникова не учитывает послойное распределение влажности, а это сказывается на определении функции пропускания, которая входит в формулу для расчета уходящего излучения.

Сравнение данных расчета уходящего излучения с данными актинометрического радиозондирования было проведено на материалах четырех пунктов: Долгопрудной, Киева, Высокой Дубравы, Ташкента. Результаты актинометрического радиозондирования атмосферы нам любезно предоставила Центральная аэрологическая обсерватория. На основе этих данных и исследований, проведенных Г. Н. Костяным [6, 7], были проанализированы полученные нами величины уходящего излучения.

Величина уходящего излучения отождествлялась с направленным вверх потоком радиации на высоте 20—22 км над ур. м. (или на изобарической поверхности, которой соответствует давление ниже 100 мб; как правило, это были поверхности 50 мб и ниже).

В качестве примера приводятся данные актинометрического радиозондирования, которое производилось над Долгопрудной 10 августа 1962 г. в 20 час. при безоблачном небе (рис. 1). Аналогичные профили, построенные по данным ЦАО, рассмотрены в работе авторов [4]. На рис. 2 представлено изменение потоков радиации при сплошной облачности (10/10 баллов) типа F_{тнб} и As оп. 20 августа 1962 г.

На рис. 1, 2 показано изменение по высоте температуры t , влажности e и направленных вверх F^{\uparrow} и вниз F^{\downarrow} потоков длинноволновой радиации. Как видно из рисунков, поток длинноволновой радиации в стратосфере изменяется очень незначительно. Примерно с уровня 12 км он практически постоянен.

Таким образом, с полным основанием можно отождествлять величину потока длинноволновой радиации, направленного вверх, на уровне 20 км и выше с уходящим излучением. В рассматриваемых случаях имеем: 10 августа 1962 г. $F'_{\infty} = 0,31$ кал/см² мин., 20 августа 1962 г. $F'_{\infty} = 0,26$ кал/см² мин. В качестве исходного материала для расчета уходящего излучения по схеме К. Я. Винникова нами использовались метеоданные, полученные при помощи актинометрических радиозондов.

Сравнение расчетных и измеренных величин производилось для четырех пунктов Советского Союза (Долгопрудная, Киев, Высокая Дубрава, Ташкент) для летнего и зимнего периодов. Расчет был произведен для 30 случаев ясного, 18 случаев облачного и 34 случаев пасмурного неба. В качестве примера приведем только данные по Долгопрудной.

Уходящее излучение рассчитывалось как по температуре воздуха, так и по температуре поверхности почвы. В табл. 2 приводятся величины уходящего излучения F_{∞} , рассчитанные по температуре воздуха,

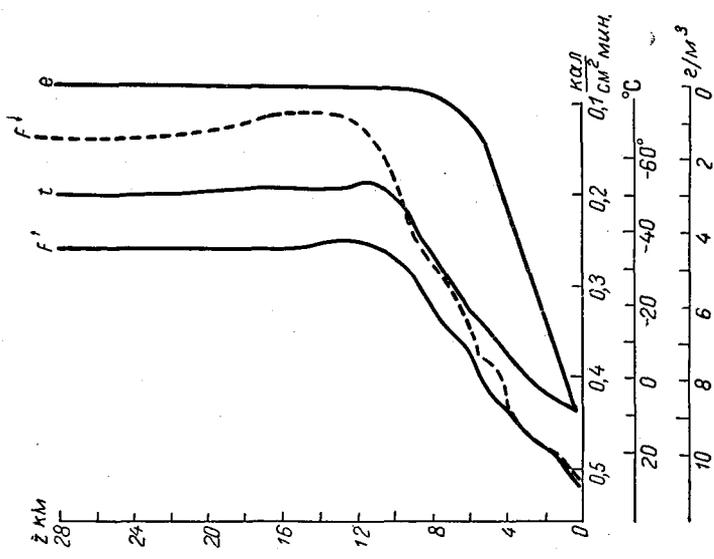


Рис. 2. Профиль актинометрического радиозондирования над ст. Долгопрудная при облачности 10/10 баллов.

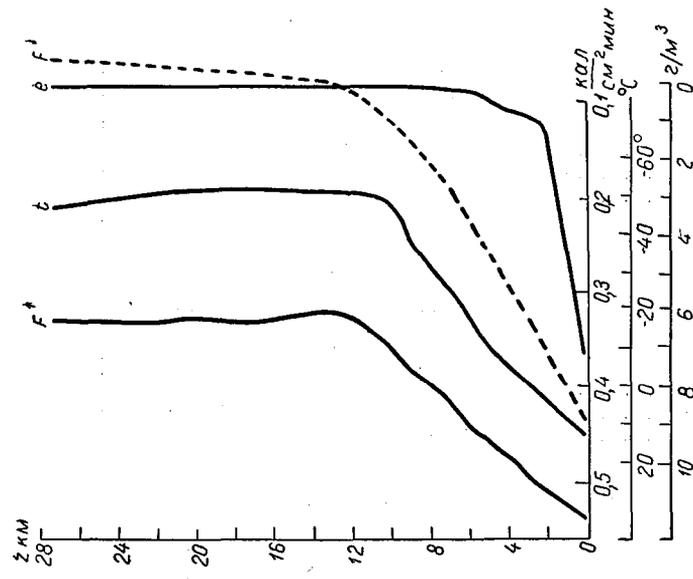


Рис. 1. Профиль актинометрического радиозондирования над ст. Долгопрудная при безоблачном небе.

а также поправка δF на разность температур между подстилающей поверхностью и воздухом и величина $F_{0\infty}$, вычисленная с учетом упомянутой поправки.

При анализе данных табл. 2 можно заключить, что поправка на разность температур к величине потока уходящего излучения δF меняется в зависимости от облачности. В пасмурную погоду при сплошной низкой облачности (10/10 баллов) она равна нулю, так как температура у нижней границы облачности и у поверхности почвы выравнивается.

В ясную безоблачную погоду, например, для Долгопрудной зимой она составляет в среднем величину порядка $\delta F_{\text{ясно}}^{\text{ср}} = -0,015$ кал/см² мин., а летом $\delta F_{\text{ясно}}^{\text{ср}} = -0,010$ кал/см² мин. При средней частичной облачности летом, т. е. при общей облачности 3—7 баллов поправка составляет величину порядка $\delta F_{\text{обл}}^{\text{ср}} = -0,005$ кал/см² мин.

Таблица 2

Уходящее излучение (кал/см² мин.), рассчитанное по температуре воздуха (F_{∞}) и по температуре подстилающей поверхности ($F_{0\infty}$)

Дата	F_{∞}	δF	$F_{0\infty}$
Долгопрудная. Зима			
Ясно			
8 I	0,272	-0,016	0,256
23 I	0,249	-0,016	0,233
15 I	0,260	—	—
10 I	0,266	—	—
16 I	0,260	-0,018	0,242
25 I	0,268	-0,016	0,252
30 I	0,271	-0,012	0,259
30 I	0,275	-0,014	0,261
Сумма	2,121	-0,092	1,503
Число случаев	8	6	6
Среднее	0,26	-0,02	0,25
Облачно			
22 I	0,244	-0,015	0,229
23 I	0,248	-0,015	0,233
Сумма	0,492	-0,030	0,462
Число случаев	2	2	2
Среднее	0,25	-0,02	0,23
Пасмурно			
25 I	0,245	-0,00	0,245
24 I	0,257	-0,00	0,257
26 I	0,212	-0,00	0,212
26 I	0,252	-0,00	0,252
Сумма	0,966	-0,000	0,966
Число случаев	4	4	4
Среднее	0,24	0,00	0,24

Дата	F_{∞}	δF	$F_{0\infty}$
Долгопрудная. Лето			
Ясно			
17 VI	0,343	-0,010	0,333
20 VII	0,342	-0,012	0,330
10 VII	0,343	-0,099	0,334
24 VII	0,345	-0,013	0,332
7 VIII	0,335	-0,008	0,327
10 VIII	0,333	-0,006	0,327
13 VIII	0,349	-0,008	0,341
Сумма	2,393	-0,056	2,324
Число случаев	7	7	7
Среднее	0,34	-0,01	0,33
Облачно			
29 VI—30/VI	0,333	-0,005	0,338
27 VI	0,319	—	—
30 VI	0,320	-0,007	0,318
1 VII	0,328	-0,003	0,325
1 VII	0,329	-0,006	0,280
17 VIII	0,311	-0,002	0,300
Сумма	1,940	-0,023	1,561
Число случаев	6	5	5
Среднее	0,32	-0,01	0,31
Пасмурно			
3 VI	0,303	-0,00	0,303
5 VI	0,308	-0,00	0,272
1 VII	0,315	-0,001	0,314
3 VIII	0,301	-0,001	0,300
20 VII	0,297	-0,00	0,297
8 VIII	0,290	-0,00	0,290
12 VIII	0,308	-0,00	0,308
19 VIII	0,286	-0,006	0,280
Сумма	2,408	-0,008	2,364
Число случаев	8	8	8
Среднее	0,30	-0,00	0,30

Для трех других пунктов Советского Союза (Киев, Высокая Дубрава, Ташкент) величины $\delta F_{\text{ср}}$ имеют тот же порядок. Из-за малого количества данных, мы рассчитали $\delta F_{\text{ср}}$ для всех трех пунктов вместе и привели их в табл. 3.

Таблица 3

Состояние неба	Долгопрудная		Высокая Дубрава, Киев, Ташкент	
	зима	лето	зима	лето
Ясно	-0,015	-0,010	-0,010	-0,008
Облачно	—	-0,005	-0,008	-0,004
Пасмурно	0,00	0,00	0,00	0,00

В табл. 4 приводятся данные для сравнения рассчитанных величин уходящего излучения с измеренными. Кроме того, в ней приведены данные для сравнения значений эффективного излучения поверхности F_0 и величин притока тепла к атмосфере за счет длинноволновой радиации $F_a = F_\infty - F_0$.

Таблица 4

Средние величины потоков при различной облачности (зонд — расчет)

Состояние неба (баллы)	F_0		F_∞		F_a		Число случаев
	измеренные	рассчитанные	измеренные	рассчитанные	измеренные	рассчитанные	
Долгопрудная							
Зима							
Ясно (0/0—2/0)	0,050	0,082	0,238	0,246	0,18	0,16	12
Облачно	0,042	0,065	0,222	0,231	0,18	0,16	2
Пасмурно (10/10—10/8)	0,008	0,024	0,225	0,240	0,20	0,22	6
Лето							
Ясно (0/0—2/0)	0,060	0,103	0,308	0,332	0,24	0,21	10
Облачно	0,052	0,062	0,304	0,308	0,25	0,24	12
Пасмурно (10/10—10/8)	0,007	0,026	0,271	0,296	0,28	0,27	7
Высокая Дубрава							
Зима							
Ясно (0/0—2/0)	0,054	0,086	0,224	0,247	0,18	0,16	4
Облачно	0,037	0,038	0,214	0,222	0,17	0,18	6
Пасмурно (10/10—10/8)	0,014	0,024	0,222	0,240	0,20	0,21	12
Лето							
Ясно (0/0—2/0)	0,075	0,110	0,312	0,334	0,24	0,24	6
Облачно	0,049	0,048	0,292	0,297	0,24	0,25	11
Пасмурно (10/10—10/8)	0,021	0,025	0,282	0,304	0,26	0,27	2
Ташкент							
Лето							
Ясно (0/0—2/0)	0,098	0,103	0,320	0,340	0,23	0,24	5
Облачно	—	—	—	—	—	—	—
Пасмурно (10/10—10/8)	—	—	—	—	—	—	—

Как видно из табл. 4, рассчитанные величины почти всюду несколько превышают измеренные. Такая картина наблюдается как зимой, так и летом.

Нами был построен корреляционный график зависимости рассчитанных величин от измеренных при помощи актинометрических радиозондов. Рассматривались данные за два сезона (холодный и теплый) для четырех пунктов Советского Союза: Долгопрудной, Высокой Дубравы, Киева, Ташкента. Зависимость получилась линейной с коэффициентом корреляции $r=0,90$.

Для сравнения рассчитанных величин уходящего излучения с данными спутниковых измерений использованы результаты измерений, осуществленных с помощью спутника «Тайрос-III». Анализ проводился по данным измерений, относящимся к территории Западной и частично Восточной Европы. Были использованы данные 42, 43 и 44-го витков, полученные по каналу 4 радиометра (область длин волн 8—30 мк).

Представленные в атласе [11] в виде радиационных температур данные были пересчитаны в кал/см² мин. и осреднены по квадратам 5×5° координатной сетки. По этим данным построена карта распределения уходящего излучения над Европой для 15 июля 1961 г.

Для того же дня по данным метеорологических радиозондов было рассчитано уходящее излучение над Европой. Исходные для расчета величины сняты с синоптических карт. Расчет производился для 89 пунктов, равномерно размещенных по территории Европы. В табл. 5

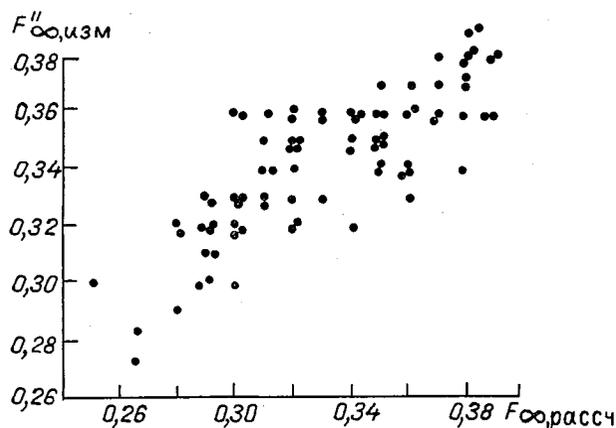


Рис. 3. Корреляция измеренных со спутника «Тайрос-III» и рассчитанных величин уходящего излучения.

приведены значения уходящего излучения F''_{∞} , измеренного со спутника, и F_{∞} , рассчитанные для того же дня. Кроме того, здесь же указаны значения разности $\Delta F_{\infty} = F_{\infty} - F''_{\infty}$. Эти разности в 44 случаях положительны, а в 30 отрицательны. Средняя для Европы рассчитанная величина F_{∞} составляет 0,33 кал/см² мин., а измеренная 0,34 кал/см² мин.

Среднее отклонение измеренных величин от рассчитанных равно $\pm 0,02$ кал/см² мин., что соответствует примерно $\pm 6\%$. Абсолютный максимум уходящего излучения наблюдается в более южных районах и составляет 0,39 кал/см² мин. по данным расчета, а измерения дают величину 0,38 кал/см² мин. Абсолютный минимум наблюдается в более северных широтах (над Англией) и соответствует значениям 0,28—0,29 кал/см² мин. как по расчетным, так и по измеренным данным.

На рис. 3 представлен график корреляционной связи величин уходящего излучения, рассчитанных и полученных со спутников. Из графика видно, что эта зависимость является линейной. То, что корреляция не слишком высокая, объясняется отчасти не вполне удовлетворительным качеством материалов, полученных при помощи спутника «Тайрос-III». Вследствие неточности определения момента времени измерения радиации и ошибки в определении угла сканирования как функции времени

Таблица 5

Сравнение рассчитанных и измеренных со спутника величин уходящего излучения для территории Европы

Индекс станции	F_{∞} рассчитанные	F_{∞}'' измеренные	$F_{\infty}'' - F_{\infty}$ $\Delta F = F_{\infty}'' - F_{\infty}$	Индекс станции	F_{∞} рассчитанные	F_{∞}'' измеренные	$F_{\infty}'' - F_{\infty}$ $\Delta F = F_{\infty}'' - F_{\infty}$
005	0,297	0,32	0,023	036	0,335	0,35	0,015
075	0,277	0,32	0,043	008	0,309	0,35	0,041
011	0,345	0,32	-0,025	375	0,320	0,35	0,030
953	0,249	0,30	0,051	425	0,364	0,36	-0,004
969	0,292	0,30	0,008	345	0,347	0,35	0,003
604	0,289	0,33	0,044	317	0,349	0,36	0,011
496	0,314	0,33	0,044	393	0,336	0,36	0,024
510	0,293	0,32	0,027	565	0,346	0,35	0,004
149	0,300	0,32	0,020	658	0,376	0,36	-0,016
447	0,307	0,33	0,023	946	0,375	0,37	-0,005
260	0,308	0,34	0,032	018	0,347	0,37	0,023
390	0,393	0,38	-0,013	260	0,370	0,38	0,010
221	0,378	0,34	-0,038	549	0,383	0,38	-0,003
239	0,376	0,37	-0,006	054	0,387	0,38	-0,007
560	0,364	0,37	0,006	861	0,398	0,38	-0,018
320	0,382	0,37	-0,012	560	0,346	0,36	0,014
274	0,390	0,36	-0,030	900	0,292	0,31	0,018
420	0,390	0,36	-0,030	300	0,315	0,35	0,035
843	0,342	0,35	0,008	009	0,351	0,35	-0,001
838	0,354	0,35	-0,004	122	0,371	0,36	-0,011
035	0,331	0,35	0,019	962	0,334	0,33	-0,004
866	0,300	0,35	0,050	047	0,368	0,36	-0,008
720	0,296	0,35	0,054	612	0,341	0,35	0,009
385	0,343	0,35	0,007	553	0,362	0,34	-0,012
338	0,312	0,35	0,038	196	0,312	0,34	0,028
185	0,315	0,35	0,035	037	0,323	0,33	0,007
009	0,321	0,35	0,029	804	0,364	—	—
180	0,334	0,35	0,016	418	0,357	—	—
384	0,301	0,32	0,019	205	0,387	—	—
415	0,321	0,32	-0,01	165	0,340	—	—
035	0,279	0,32	0,041	021	0,360	—	—
062	0,300	—	—	330	0,365	—	—
115	0,264	—	—	933	0,297	—	—
836	0,364	—	—	921	0,381	0,38	-0,001
217	0,372	—	—	440	0,376	0,38	—
522	0,347	—	—	698	0,351	0,35	-0,001
550	0,309	—	—	274	0,334	—	—
165	0,340	—	—	121	0,290	0,30	0,01
077	0,320	0,32	0,00	133	0,304	0,30	-0,004
038	0,294	0,32	0,026	909	0,281	0,29	0,009
974	0,293	0,32	0,027				
063	0,359	0,32	-0,019				
802	0,356	0,34	-0,016				
820	0,353	0,34	-0,013				
422	0,295	0,33	-0,035				
258	0,291	0,33	-0,039				
289	0,304	0,33	-0,026				
477	0,295	0,33	-0,035				
850	0,316	0,35	0,034				
				Сумма . .	29,609	25,42	
				Число случаев . .	89	74	
				Среднее . .	0,33	0,34	+0,024 -0,014

возникает ошибка в географической привязке данных. Кроме того, наблюдаются ошибки в расшифровке радиотелеметрических сигналов из-за радиотехнических шумов. Важное значение имеет неконтролируемое изменение чувствительности радиометра. Считается, что предельные ошибки определения радиационной температуры по каналу 4 (интегральное тепловое излучение 8—30 мк) составляют $\pm 6^\circ$ при $T = 240^\circ \text{K}$ [1, 2].

Несмотря на недостатки, присущие материалам наблюдений, они все же позволяют сделать предварительные выводы о пространственной структуре поля уходящей радиации.

Используя результаты расчета и данные спутниковых измерений, нам удалось построить карту распределения уходящего излучения и провести сравнительный анализ результатов для территории Европы.

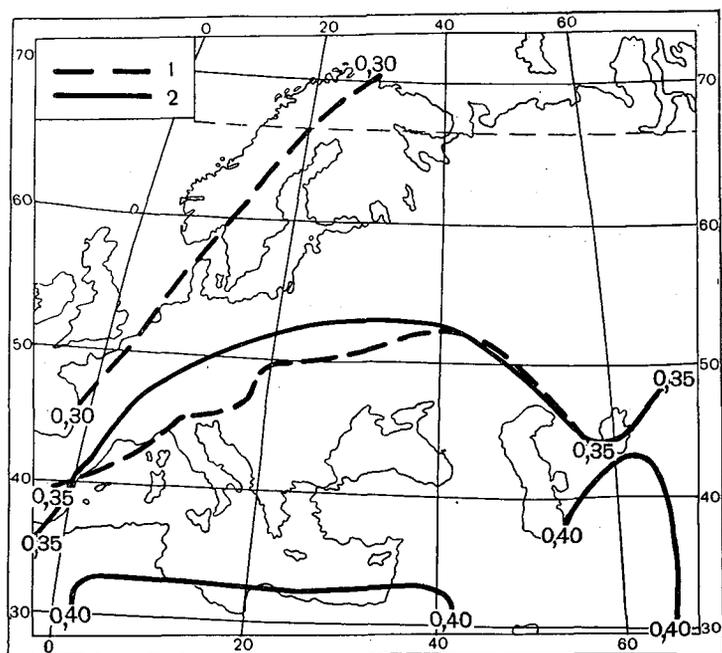


Рис. 4. Уходящее излучение 15 июля 1961 г. над Европой.
1 — рассчитанное, 2 — измеренное со спутника «Тайрос-III».

Карта приведена на рис. 4. Сплошные черные изолинии на этом рисунке соответствуют величинам F''_{∞} , измеренным со спутника «Тайрос-III», пунктирные характеризуют поле уходящего излучения F_{∞} по расчетным величинам.

Составив карту распределения уходящего излучения по измеренным и рассчитанным данным, приходим к заключению, что характер распределения величин F_{∞} и F''_{∞} над Европой 15 июля 1961 г. сходный. Минимальные величины (меньше $30 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$) наблюдаются на севере и северо-западе исследуемого района в области пониженного давления, а наибольшие (больше $0,40 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$) отмечены в южных районах в области повышенного давления.

Такого рода зависимость поля уходящего излучения от местоположения барических образований была отмечена и рядом других авторов [5, 10, 12, 13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисенков Е. П., Доронин Ю. П., Кондратьев К. Я. Структурные характеристики поля излучения Земли как планеты. Космич. исслед., т. I, вып. 1, 1963.
2. Борисенков Е. П., Доронин Ю. П., Кондратьев К. Я. Структурные характеристики полей уходящей радиации по данным искусственных спутников Земли «Тайрос-II» и «Тайрос-III» и их интерпретация. Космич. исслед., т. III, вып. 3, 1965.
3. Винников К. Я. Уходящее излучение системы Земля — атмосфера. Труды ГГО, вып. 168, 1965.
4. Кондратьев К. Я., Дьяченко Л. Н. Корреляционные связи между величинами длинноволнового баланса атмосферы и уходящего излучения. Труды ГГО, вып. 184, 1966.
5. Кондратьев К. Я. Некоторые проблемы интерпретации результатов измерений уходящего излучения при помощи метеорологических спутников. Космич. исслед., т. I, вып. 1, 1963.
6. Костяной Г. Н. Радиационный радиозонд. Метеор. и гидрол., № 7, 1963.
7. Костяной Г. Н. Предварительные результаты актинометрического зондирования в 1961 г. в антициклопальных условиях. Труды ЦАО, вып. 49, 1963.
8. Швец М. Е., Шнееров Б. Е., Колосова Л. Ф. Об использовании результатов радиационных измерений со спутников в модели крупномасштабных атмосферных движений. Труды ГГО, вып. 166, 1964.
9. Шнееров Б. Е. О расчете радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера и его составляющих. Метеор. и гидрол., № 7, 1963.
10. Fritz S. a. Winston I. S. Synoptic use of radiation measurements from satellite TIROS II. Monthly Weather Rev., 90, no. 1, 1962.
11. TIROS III radiation data. User's annual Supplements. Goddard Space Flight Center, 1963.
12. Winston I. S. a. Rao P. K. Preliminary study of planetary scale outgoing long-wave radiation as measured from TIROS III measurements. Monthly Weather Rev., v. 90, no. 8, 1962.
13. Weinstein M. a. Suomi V. E. Analysis of satellite infrared radiation measurements on a synoptic scale. Monthly Weather Rev., v. 89, no. 11, 1961.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ИНДИКАТРИСЫ К ФОРМЕ КРИВОЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассматривается чувствительность полидисперсной индикатрисы, соответствующей распределению Юнге и типа Юнге, к форме кривой распределения частиц аэрозоля.

1. При решении обратной задачи теории рассеяния с целью получения кривой распределения частиц полидисперсных систем необходимо использовать те участки индикатрис или кривых спектральной прозрачности, которые наиболее чувствительны к форме кривой распределения.

Различные участки индикатрис и кривых спектральной прозрачности неравноценны с точки зрения содержащейся в них информации об аэрозольной микроструктуре. В работе [1], в частности, было показано, что для аэрозольной микроструктуры, описываемой гамма-распределением, область максимальной чувствительности полидисперсной индикатрисы соответствует переднему участку индикатрисы.

Ряд исследователей полагает, что микроструктура аэрозоля описывается так называемым распределением Юнге

$$\begin{aligned} f(a) &= \frac{A}{a^4}, & a_{\min} < a < \infty; \\ f(a) &= 0, & 0 < a < a_{\min}, \end{aligned} \quad (1)$$

где a — радиус аэрозольных частиц.

В этом распределении параметром, определяющим форму, является a_{\min} (A — параметр нормировки). Ниже будет показано, что как для случая распределения Юнге, так и для случая обобщенного распределения Юнге [2]

$$\begin{aligned} f(a) &= \frac{B}{a^n}, & a_{\min} < a < \infty; \\ f(a) &= 0, & 0 < a < a_{\min}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $n=5,6$, наиболее чувствительным к кривой распределения является передний участок полидисперсной индикатрисы.

2. Распределение Юнге. Для полидисперсной индикатрисы $\bar{J}(\beta)$, соответствующей распределению Юнге, в работе [2] было получено следующее выражение:

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-4}(u), \quad (3)$$

где

$$J_{\text{рел}}(\bar{a}) = I_0 |\alpha|^2 \frac{128}{9} \frac{\pi^6 \bar{a}^6}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \beta);$$

I_0 — интенсивность падающего света; $|\alpha|^2$ — коэффициент, определяемый свойствами вещества аэрозольных частиц; λ — длина волны падающего света, которую при всех последующих расчетах мы будем полагать равной 0,550 мк;

$$u = \frac{8\pi\bar{a}}{3\lambda} \sin \frac{\beta}{2} = \frac{4\pi a_{\text{min}}}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2};$$

$$\varphi_{-4}(u) = \frac{32}{81} \frac{1}{u^6} \{ 1 - \cos 2u + 3u^2 + \pi u^3 - u^2 \cos 2u - 2u \sin 2u - 2u^3 \sin 2u \}. \quad (4)$$

Полидисперсная индикатриса будет обладать наибольшей чувствительностью к форме кривой распределения при тех значениях угла рассеяния β , при которых абсолютное значение $\frac{d\bar{J}}{da_{\text{min}}}$ будет максимальным

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\text{min}}} = \frac{dJ_{\text{рел}}(\bar{a})}{da_{\text{min}}} \varphi_{-4}(u) + J_{\text{рел}}(\bar{a}) \frac{d\varphi_{-4}}{du} \frac{du}{da_{\text{min}}}; \quad (5)$$

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\text{min}}} = k \left\{ 9 \bar{a}^5 \varphi_{-4}(u) + \bar{a}^6 \frac{d\varphi_{-4}}{du} \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2} \right\} (1 + \cos^2 \beta); \quad (6)$$

$$k = I_0 |\alpha|^2 \frac{128}{9} \frac{\pi^6}{\lambda^4};$$

$$\frac{d\varphi_{-4}}{du} = \frac{32}{27} \frac{1}{u^6} \left\{ -4u - \pi u^2 + 4 \sin 2u + 2u \sin 2u - \frac{2}{u} + \frac{2 \cos 2u}{u} \right\}.$$

С точностью до постоянного множителя $\bar{a}^5 k \frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\text{min}}}$ равна

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\text{min}}} = F_{-4}(\bar{a}, \beta) = \left\{ 9\varphi_{-4}(u) + \frac{4\pi\bar{a}}{\lambda} \frac{d\varphi_{-4}}{du} \sin \frac{\beta}{2} \right\} (1 + \cos^2 \beta). \quad (7)$$

Располагая $F_{-4}(\bar{a}, \beta)$ мы можем произвести расчет чувствительности индикатрисы к форме кривой распределения для различных \bar{a} . Результаты расчета $\lg F_{-4}(\bar{a}, \beta)$ для $\lambda = 0,550 \mu$ и \bar{a} , равного 0,05; 0,10; 0,15 мк, приведены в табл. 1.

На основании данных таблицы построены кривые чувствительности (рис. 1). Из рисунка видно, что наиболее чувствительным к форме кривой распределения является передний участок индикатрисы и что чувствительность резко убывает по мере увеличения угла рассеяния β .

3. Распределение типа $n=5$.

$$f(a) = \frac{B}{a^5}, \quad a_{\text{min}} < a < \infty;$$

$$f(a) = 0, \quad 0 < a < a_{\text{min}}. \quad (8)$$

В работе [3] для данного распределения была получена полидисперсная индикатриса

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-5}(u), \quad (9)$$

Таблица 1

β	$\lg F_{-4}(\bar{a}, \beta)$			$\lg F_{-5}(\bar{a}, \beta)$		$\lg F_{-6}(\bar{a}, \beta)$
	$\bar{a}=0,05$	$\bar{a}=0,10$	$\bar{a}=0,15$	$\bar{a}=0,05$	$\bar{a}=0,10$	$\bar{a}=0,05$
10	4,111	3,613	3,137	5,404	3,041	6,663
20	3,570	2,838	2,103	3,630	2,258	5,439
30	3,107	2,230	1,584	2,751	1,842	4,718
40	2,699	1,708	1,166	2,366	1,547	4,190
50	2,369	1,366	0,835	1,932	1,281	3,768
60	2,003	0,799	0,566	1,741	1,060	3,420
70	1,761	0,724	0,170	1,570	0,849	3,127
80	1,605	0,683	0,154	1,426	0,681	2,392
90	1,453	0,548	-0,041	1,327	0,562	2,709
100	1,360	0,452	-0,292	1,262	0,458	2,580
110	1,313	0,404	-0,492	1,219	0,385	2,493
120	1,298	0,382	-0,594	1,211	0,308	2,439
130	1,327	0,375	-0,680	1,216	0,347	2,410
140	1,300	0,373	-0,742	1,251	0,339	2,393
150	1,281	0,384	-0,670	1,265	0,326	2,384
160	1,286	0,389	-0,735	1,246	0,266	2,378
170	1,294	0,402	-0,777	1,261	0,306	2,325
180	1,292	0,388	-0,750	1,267	0,313	2,277

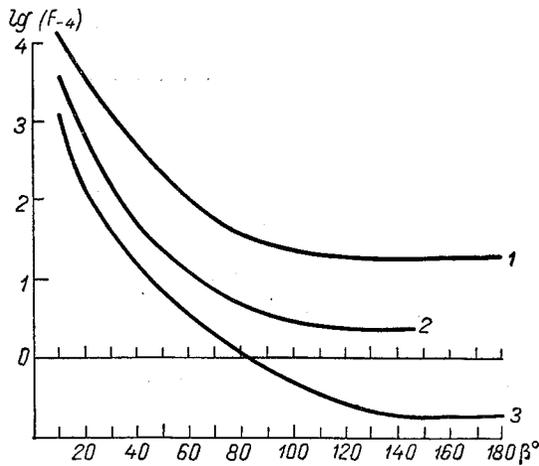


Рис. 1.

1) $\bar{a}=0,05$ мк; 2) $\bar{a}=0,10$ мк; 3) $\bar{a}=0,15$ мк.

где

$$a = \frac{8\pi}{\lambda} a_{\min} \sin \frac{\beta}{2} = \frac{6\pi\bar{a}}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2};$$

$$\varphi_{-5}(u) = \frac{3^3}{4^3} \frac{1}{u^6} \left\{ -\frac{u \sin u}{2} - \frac{\cos u}{2} + \frac{u^2}{4} + \frac{1}{2} \right\}.$$

Рассуждая аналогично предыдущему случаю, мы получаем с точностью до постоянного множителя ka^5 следующее выражение для $\frac{dJ(\beta)}{da_{\min}}$:

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\min}} = F_5(\bar{a}, \beta) = \left\{ 8\varphi_{-5}(u) + \frac{8\pi\bar{a}}{\lambda} \frac{d\varphi_{-5}}{du} \sin \frac{\beta}{2} \right\} (1 + \cos^2 \beta), \quad (10)$$

где

$$\frac{d\varphi_{-5}}{du} = \frac{3^8}{2^6} \frac{1}{u^6} \left\{ -\frac{u \cos u}{2} - u + 3 \sin u + \frac{3 \cos u}{u} - \frac{3}{u} \right\}.$$

В табл. 1 приведены результаты расчетов $\lg F_{-5}(\bar{a}, \beta)$ для \bar{a} , равного 0,05; 0,10 мк, а на рис. 2 даны соответствующие кривые. Эти кривые показывают, что и для случая обобщенного распределения Юнге $n=5$ имеет место та же ситуация, что и для $n=4$. Наиболее чувствительным к форме кривой распределения оказывается передний участок полидисперсной индикатрисы.

4. Обобщенное распределение Юнге $n=6$.

$$f(a) = \frac{c}{a^6}, \quad a_{\min} < a < \infty;$$

$$f(a) = 0, \quad 0 < a < a_{\min}. \quad (11)$$

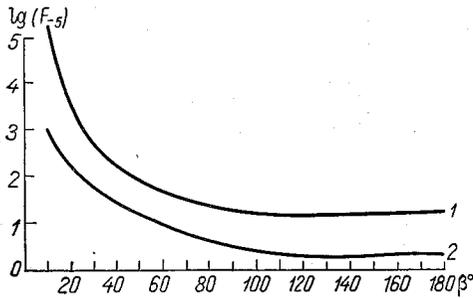


Рис. 2.
1) $\bar{a}=0,05$ мк; 2) $\bar{a}=0,10$ мк.

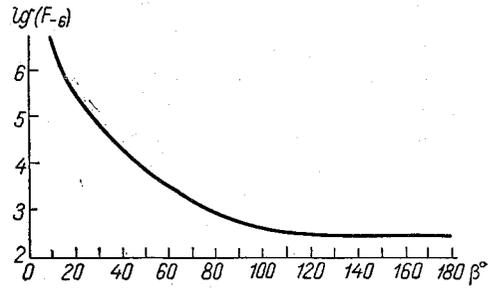


Рис. 3.
 $\bar{a}=0,05$ мк.

Используя результаты работы [3], имеем для данного случая следующее выражение для полидисперсной индикатрисы:

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-6}(u), \quad (12)$$

где

$$u = \frac{32\pi\bar{a}}{5\lambda} \sin \frac{\beta}{2} = \frac{8\pi a_{\min}}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2};$$

$$\varphi_{-6}(u) = \frac{3^2 \cdot 2^{18}}{5^6} \frac{1}{u^6} \left\{ \frac{1}{96} [2(-24 + 2u^2 + u^4) \cos u - 2u(24 + u^2) \sin u - 2u^5 \sin u + \pi u^5] + \frac{1}{2} + \frac{5}{24} u^2 \right\}.$$

Рассуждая аналогично предыдущему, окончательно получим для $\frac{d\bar{J}(\beta)}{da_{\min}} = F_{-6}(\bar{a}, \beta)$ следующее выражение с точностью до множителя $\bar{k}\bar{a}^5$.

$$F_{-6}(\bar{a}, \beta) = \left\{ \frac{15}{2} \varphi_{-6}(u) + \frac{8\pi\bar{a}}{\lambda} \frac{d\varphi_{-6}}{du} \sin \frac{\beta}{2} \right\} (1 + \cos^2 \beta),$$

где

$$\frac{d\varphi_{-6}(u)}{du} = \frac{3^2 \cdot 2^{18}}{5^6} \frac{1}{u^6} \left\{ \frac{1}{96} \left[2 \left(\frac{144}{u} + u^3 - 32u \right) \cos u + 2(144 + u^2) \sin u + 2u^4 \sin u - \pi u^4 \right] - \frac{5}{6} u - \frac{3}{u} \right\}. \quad (13)$$

В табл. 1 приведены $\lg F_{-6}(\bar{a}, \beta)$ для $\bar{a}=0,05$ мк, а на рис. 3 показана соответствующая кривая, аналогичная предыдущим.

5. Результаты, полученные в работе [1] и в данной статье, указывают на то, что для очень широкого класса функций распределения аэрозольных частиц соответствующие полидисперсные индикатрисы будут наиболее чувствительны к форме кривой распределения для малых углов β . Следовательно, каким бы методом мы не пытались получить по индикатрисе спектр аэрозольных частиц, основную ценность для нас будет представлять передний участок индикатрисы, область малых значений β . Именно в этом участке и содержится наибольшая информация о микроструктуре аэрозольной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Чувствительность полидисперсной индикатрисы к форме кривой распределения. ДАН СССР, т. 137, № 1, 1961, стр. 64—67.
2. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. К теории атмосферной индикатрисы рассеяния. Сб. «Актинометрия и атмосферная оптика». Труды 2-го межведомственного совещания. Гидрометеиздат 1961, стр. 178—186.
3. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Атмосферная индикатриса, соответствующая обобщенному распределению Юнге. Труды ГГО, вып. 109, 1961, стр. 155—160.

ЗАВИСИМОСТЬ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ, СООТВЕТСТВУЮЩЕЙ ГАММА-РАСПРЕДЕЛЕНИЮ, ОТ ПАРАМЕТРОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Проведено сравнение нормированных теоретических аэрозольных индикатрис, соответствующих гамма-распределению и распределению Юнге, с нормированными экспериментальными аэрозольными индикатрисами.

1. Гамма-распределение. В работе [1] на основе теории «мягких» частиц было получено выражение для полидисперсной индикатрисы для случая гамма-распределения. В настоящее время в результате измерений, произведенных О. Д. Бартеновой [2], мы располагаем большим количеством индикатрис рассеяния для приземного слоя воздуха. Эти индикатрисы, измеренные при различных состояниях атмосферы, и сопоставлены с теоретическими индикатрисами, рассчитанными для случая гамма-распределения.

Под гамма-распределением понимается распределение, описываемое выражением

$$f(a) = Aa^\mu e^{-\gamma a}, \quad (1)$$

где a — радиус аэрозольных частиц.

Средний радиус частиц, соответствующий распределению (1), есть

$$\bar{a} = \frac{\mu + 1}{\gamma}. \quad (2)$$

Если число частиц в 1 см^3 есть N , то параметр нормировки будет

$$A = \frac{N\gamma^{\mu+1}}{\mu!}, \quad (3)$$

а нормированное гамма-распределение есть

$$f(a) = N \frac{\gamma^{\mu+1}}{\mu!} a^\mu e^{-\gamma a}. \quad (4)$$

Если обозначить через $J(\beta, a)$ индикатрису рассеяния индивидуальной частицы, а через $f(a)$ функцию распределения аэрозольных частиц по размерам, то полидисперсная индикатриса определяется как

$$\bar{J}(\beta) = \int_0^{\infty} J(\beta, a) f(a) da. \quad (5)$$

В работе [1] было получено следующее выражение для полидисперсной индикатрисы, соответствующей гамма-распределению:

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{\mu}(u), \quad (6)$$

где $\bar{J}(\beta)$ — полидисперсная индикатриса рассеяния для аэрозоля с микроструктурой, описываемой гамма-распределением; β — угол рассеяния; $J_{\text{рел}}(\bar{a})$ — релейская индикатриса рассеяния для монодисперсного аэрозоля, содержащего частицы с радиусом \bar{a} и концентрацией N ,

$$J_{\text{рел}}(\bar{a}) = J_0 |\alpha|^2 \frac{128}{9} \frac{\pi^6 \bar{a}^6}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \beta); \quad (7)$$

J_0 — интенсивность падающего света; $|\alpha|^2$ — коэффициент, определяемый свойствами вещества частицы; для воды он равен $2,304 \cdot 10^{-3}$;

$$u = \frac{2q}{\mu + 1}; \quad q = \frac{4\pi\bar{a}}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2}; \quad (8)$$

λ — длина волны падающего света (в данной работе $\lambda = 0,550$ мк);

$$\varphi_{\mu}(u) = \frac{288}{(\mu + 1)^6 u^6} \left\{ 1 - S^{(\mu+1)} F + \frac{u^2}{4} (\mu + 1)(\mu + 2) \right\}. \quad (9)$$

Здесь

$$S = (1 + u^2)^{-\frac{1}{2}}; \quad r = \text{arctg } u;$$

$$F = \cos(\mu + 1)r + uS(\mu + 1) \sin(\mu + 2)r -$$

$$- u^2 S^2 \frac{(\mu + 1)(\mu + 2)}{4} \cos(\mu + 3)r. \quad (10)$$

В работе [3] приведены подробные таблицы специальной функции $\varphi_{\mu}(u)$ для μ , равного 0, 2, 4, 6, 8, 10.

Для вычисления нормированных индикатрис необходимо знать аэрозольный полидисперсный коэффициент рассеяния, который определяется следующим образом:

$$\bar{k}(\lambda) = \int_0^{\infty} k_p(\lambda, a) f(a) da, \quad (11)$$

где $\bar{k}(\lambda)$ — полидисперсный коэффициент рассеяния, $k_p(\lambda, a)$ — коэффициент рассеяния индивидуальной частицы, $f(a)$ — кривая распределения.

Коэффициент рассеяния индивидуальной частицы, согласно Хюлсту [3], имеет следующий вид:

$$k_p = 2\pi a^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\delta} \sin 2\delta + \frac{1 - \cos 2\delta}{2\delta^2} \right\}. \quad (12)$$

Здесь

$$\delta = \frac{2\pi a}{\lambda} (m - 1).$$

В работе [5] было получено следующее выражение для полидисперсного коэффициента рассеяния, соответствующего гамма-распределению:

$$\bar{k}(\lambda) = \bar{k}_{\infty} \theta(v), \quad (13)$$

где

$$\theta(\nu) = 1 + 2 \frac{\Gamma(\eta)}{\Gamma(\eta+2)} \operatorname{ctg}^2 \nu \{ 1 - \cos^2 \nu [\cos \eta \nu + \eta \sin \nu \sin(\eta+1)\nu] \}; \quad (14)$$

$$\nu = \operatorname{arctg} \frac{2\bar{a}}{\eta}; \quad \eta = \mu + 1;$$

\bar{k}_∞ — полидисперсный коэффициент рассеяния на предельно крупных частицах

$$\bar{k}_\infty = 2\pi\bar{a}^2 = 2\pi\bar{a}^2 \frac{\mu+2}{\mu+1}. \quad (15)$$

Нормированная индикатриса определяется как

$$\bar{J}_n(\beta) = \frac{\bar{J}(\beta)}{\bar{k}(\lambda)}, \quad (16)$$

где $\bar{J}(\beta)$ — полидисперсная индикатриса, $\bar{k}(\lambda)$ — полидисперсный коэффициент.

Следовательно, в случае гамма-распределения мы окончательно получаем следующее выражение для нормированной полидисперсной индикатрисы:

$$\bar{J}_n(\beta) = \frac{64\pi^5 a^4 |\alpha|^2}{9\lambda^4} \frac{\varphi_\mu(u)(\mu+1)}{\theta_\mu(\nu)(\mu+2)} (1 + \cos^2 \beta). \quad (17)$$

Здесь и далее J_0 полагаем равным единице.

По формуле (17) для μ , равного 2, 4, 6, 8, 10, при \bar{a} — равном 0,05; 0,10; 0,15 мк, были вычислены нормированные индикатрисы. Результаты расчета сведены в табл. 1. Перед тем, как перейти к обсуждению полученных результатов и сравнению их с результатами эксперимента рассмотрим еще нормированные индикатрисы, соответствующие распределению Юнге.

2. Распределение Юнге. Под распределением Юнге понимается следующий закон распределения аэрозольных частиц по размерам:

$$f(a) = \frac{A}{a^4}; \quad a_{\min} < a < \infty;$$

$$f(a) = 0; \quad 0 < a < a_{\min}. \quad (18)$$

Здесь a — радиус частиц аэрозоля, a_{\min} — минимальный радиус аэрозольных частиц, $f(a)$ — распределение аэрозольных частиц. Величины A и a_{\min} в данном случае следующим образом связаны со средним размером \bar{a} и концентрацией аэрозольных частиц N

$$\bar{a} = \frac{3}{2} a_{\min}; \quad A = 3Na_{\min}^3. \quad (19)$$

В работе [5] было получено следующее выражение в обозначениях, принятых в предыдущем параграфе, для полидисперсной индикатрисы, соответствующей распределению Юнге:

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-4}(a), \quad (20)$$

где

$$u = \frac{2}{3} \bar{q};$$

Таблица 1

 $\lg J_H(\beta)$

β°	$\mu = 2$												$\mu = 4$												$\mu = 8$												$\mu = 6$												$\mu = 10$											
	\bar{a}						\bar{a}						\bar{a}						\bar{a}						\bar{a}						\bar{a}						\bar{a}																							
	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15	0,05	0,10	0,15																								
0	2,049	2,756	3,209	1,799	2,486	2,896	1,444	2,344	2,736	1,491	2,236	2,653	1,230	2,243	2,600																																													
10	2,033	2,716	3,121	1,785	2,459	2,848	1,441	2,322	2,698	1,483	2,223	2,621	1,212	2,227	2,576																																													
20	1,987	2,600	2,890	1,756	2,387	2,714	1,415	2,270	2,598	1,458	2,167	2,540	1,182	2,182	2,493																																													
30	1,914	2,412	2,580	1,699	2,267	2,489	1,371	2,173	2,441	1,408	2,093	2,389	1,146	2,104	2,373																																													
40	1,820	2,196	2,218	1,623	2,124	2,236	1,307	2,057	2,207	1,350	1,987	2,215	1,086	2,017	2,212																																													
50	1,708	1,954	1,832	1,544	1,934	1,944	1,228	1,892	1,982	1,279	1,839	2,000	1,017	1,881	2,017																																													
60	1,580	1,699	1,518	1,447	1,740	1,634	1,149	1,732	1,708	1,201	1,716	1,756	0,949	1,748	1,785																																													
70	1,447	1,447	1,204	1,362	1,568	1,362	1,061	1,568	1,447	1,124	1,556	1,505	0,875	1,613	1,544																																													
80	1,342	1,230	0,949	1,301	1,362	1,114	0,996	1,431	1,204	1,072	1,415	1,279	0,826	1,491	1,342																																													
90	1,255	1,079	0,778	1,230	1,230	0,908	0,949	1,301	1,000	1,025	1,301	1,079	0,771	1,415	1,146																																													
100	1,204	0,949	0,644	1,164	1,114	0,778	0,924	1,204	0,863	1,011	1,204	0,954	0,763	1,322	0,982																																													
110	1,176	0,857	0,518	1,146	1,041	0,681	0,924	1,114	0,763	1,013	1,146	0,839	0,778	1,255	0,881																																													
120	1,146	0,806	0,477	1,176	0,978	0,613	0,954	1,114	0,681	1,041	1,114	0,748	0,806	1,230	0,799																																													
130	1,176	0,778	0,447	1,204	0,964	0,591	0,964	1,041	0,643	1,072	1,114	0,708	0,832	1,204	0,763																																													
140	1,176	0,763	0,447	1,204	0,944	0,556	0,996	1,041	0,623	1,167	1,079	0,672	0,875	1,204	0,699																																													
150	1,176	0,756	0,447	1,230	0,940	0,556	1,025	1,041	0,602	1,143	1,079	0,653	0,908	1,204	0,699																																													
160	1,176	0,748	0,447	1,255	0,934	0,556	1,049	1,041	0,602	1,167	1,079	0,653	0,934	1,204	0,699																																													
170	1,176	0,748	0,447	1,255	0,934	0,544	1,057	1,041	0,602	1,176	1,079	0,653	0,940	1,176	0,699																																													
180	1,176	0,740	0,447	1,255	0,934	0,544	1,049	1,041	0,591	1,176	1,079	0,633	0,934	1,176	0,690																																													

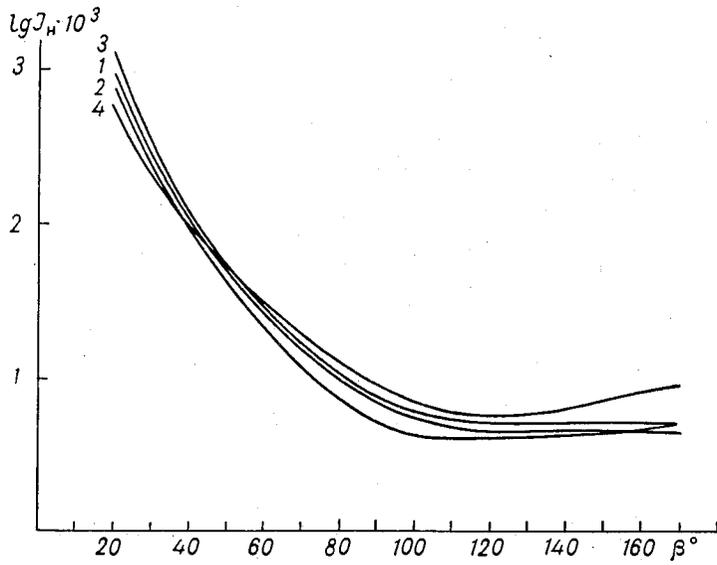


Рис. 1.

1) $\bar{a}=0,05 \mu$, 2) $\bar{a}=0,10 \mu$ (теоретические); 3) $S=1 \text{ км}$, 4) $S=1 \text{ км}$ (экспериментальные).

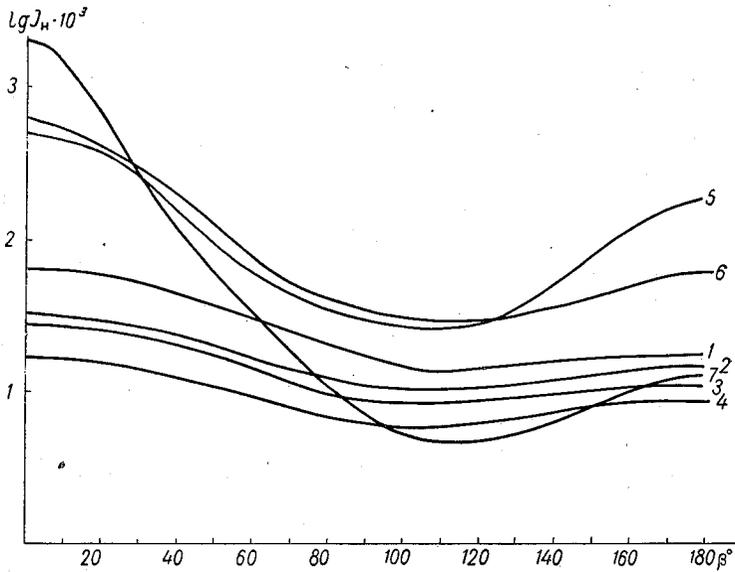


Рис. 2.

Теоретические: 1) $\bar{a}=0,05 \mu$, $\mu=4$, 2) $\bar{a}=0,05 \mu$, $\mu=6$, 3) $\bar{a}=0,05 \mu$, $\mu=8$, 4) $\bar{a}=0,05 \mu$, $\mu=10$; экспериментальные: 5) $S=150 \text{ км}$, 6) $S=20 \text{ км}$, 7) $S=2 \text{ км}$.

$$\varphi_{-4}(u) = \frac{32}{81} \frac{1}{u^6} \{ 1 - \cos 2u + 3u^2 + \pi u^3 - u^2 \cos 2u - \\ - 2u \sin 2u - 2u \operatorname{si} u \}. \quad (21)$$

Коэффициент рассеяния определится аналогично случаю гамма-распределения

$$\bar{k}(\lambda) = 2\pi A \int_{a_{\min}}^{\infty} \left\{ 1 - \frac{1}{aa} \sin 2\alpha a + \frac{1 - \cos 2\alpha a}{2a^2 a^2} \right\} \frac{da}{a^2}, \quad (22)$$

или окончательно

$$\bar{k}(\lambda) = 2\pi \bar{a}^2 \theta_{-4}(v), \quad (23)$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} (m - 1); \quad v = \frac{8\pi}{3\lambda} (m - 1) \bar{a};$$

$$\theta_{-4}(v) = \frac{4}{3} \left\{ 1 - \frac{2}{3} v \left[\frac{\sin v}{v^2} + \frac{\cos v}{v} + \frac{\cos v}{v^3} + \operatorname{si} v - \frac{\pi}{2} \right] + \frac{2}{3} \frac{1}{v^2} \right\}. \quad (24)$$

Аналогично предыдущему получаем следующее выражение для нормированной полидисперсной индикатрисы:

$$\bar{J}_n = \frac{64\pi^5 \bar{a}^4 |\alpha|^2}{9\lambda^4} \frac{\varphi_{-4}(u)}{\theta_{-4}(v)} (1 + \cos^2 \beta). \quad (25)$$

Результаты расчета полидисперсной нормированной индикатрисы для \bar{a} , равного 0,05 и 0,10 мк, и дальности видимости $S=1$ км приведены на рис. 1.

3. Результаты расчетов изображены на графиках (рис. 1, 2), где рядом с теоретическими индикатрисами помещены экспериментальные нормированные аэрозольные индикатрисы, любезно представленные автору О. Д. Бартеневой.

Из сравнения индикатрис, соответствующих гамма-распределению, с экспериментальными видно, что микроструктура аэрозоля в приземном слое не может быть описана гамма-распределением с не очень большими значениями параметра μ . Это является обобщением результатов, полученных в работе [5], где указывалось, что атмосферный аэрозоль в приземном слое не может быть описан с помощью распределения Хргиана—Мазина (гамма-распределения с $\mu=2$). Из кривых видно, что в отличие от гамма-распределения распределение Юнге обеспечивает хорошее совпадение теории с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Средняя индикатриса при гамма-распределении. Труды ГГО, вып. 109, 1961, стр. 161—167.
2. Бартенева О. Д. Индикатрисы рассеяния света в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 11, 1960.
3. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. Изд. иностр. лит., М.,
4. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Спектральная прозрачность и обратная задача теории рассеяния. Оптика и спектроскопия, т. II, 1961, стр. 268—271.
5. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. К теории атмосферной индикатрисы рассеяния. Сб. «Актинометрия и атмосферная оптика». Труды 2-го Межведомственного совещания, Гидрометеиздат, 1961, стр. 178—186.

САМОЛЕТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИНДИКАТРИС ЯРКОСТИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Описывается методика и результаты измерений пространственного распределения яркости земной поверхности и облаков с самолета в видимом и инфракрасном участках спектра.

В работах [1, 2] разработан метод перехода от отдельных значений яркости, измеряемой со спутника Земли, к плотности потока коротковолновой радиации, уходящей с верхней границы атмосферы, или, иными словами, к энергетической светимости атмосферы. Показано, что на формирование структуры поля уходящей коротковолновой радиации (УКР) наибольшее влияние оказывают альbedo подстилающей поверхности и ее индикатриса отражения при более или менее стандартных оптических свойствах атмосферы.

В этом методе для простоты расчетов принято, что отражение от Земли происходит по закону Ламберта. Детальное изучение действительных индикатрис отражения типичных подстилающих поверхностей может улучшить схему расчета УКР или, по крайней мере, позволит оценить ошибки, которые вводятся при расчете в предположении, что отражение является изотропным.

В литературе имеется мало экспериментальных данных по индикатрисам коэффициентов яркости природных образований, полученных в полевых условиях [3, 4, 5, 6], а также путем самолетных измерений в ограниченном диапазоне углов визирования [7, 8].

Ниже приводятся некоторые результаты самолетных измерений в двух участках спектра пространственного распределения яркости типичных подстилающих поверхностей.

§ 1. Принцип измерений

Измерения яркости производятся фотометром-индикатометром, оптическая схема приемной головки которого представлена на рис. 1.

Линия MN (рис. 1) разделяет индикатометр на неподвижную (верхнюю) часть, крепящуюся в фотолюке самолета, и подвижную, вращающуюся со скоростью 6 оборотов/мин. вокруг оси $O_2O'_2$, совпадающей с оптической осью прибора.

Радиация, отраженная от фотометрируемого участка Земли, через прозрачное окно в колпаке, который закрывает подвижную часть головки индикатометра, падает на плоское качающееся зеркало Z_1 и,

отразившись от него, падает на второе плоское неподвижное зеркало Z_2 , которое направляет свет на линзу L .

Пройдя линзу L , лучи падают на полупрозрачную золоченую пластинку Z_3 , расположенную под углом 45° к оптической оси прибора.

Прошедший через пластинку свет с преобладанием радиации видимого участка спектра проходит еще через фильтр Φ_1 (СЗС9) и после

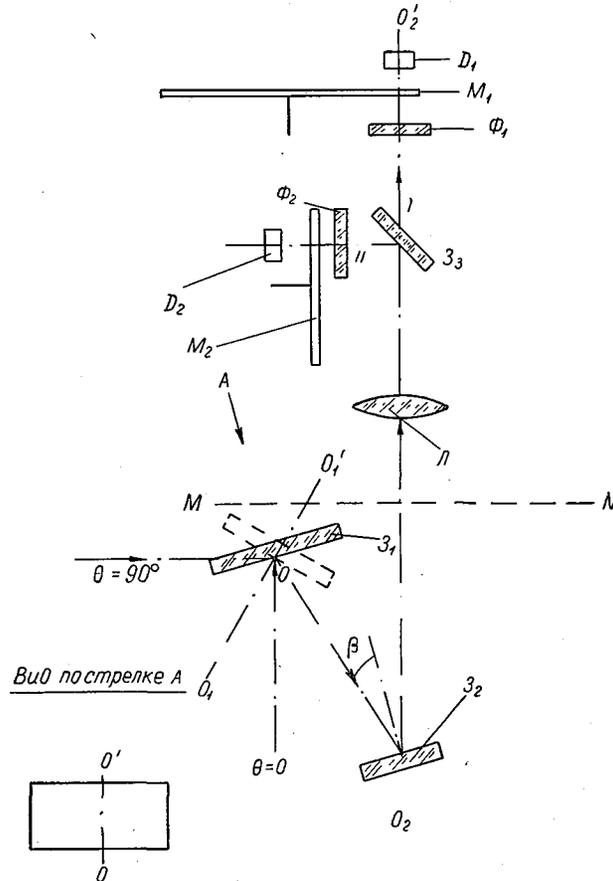


Рис. 1. Оптическая схема приемной головки индикатора.

Z_1 — подвижное плоское зеркало, Z_2 — неподвижное плоское зеркало, L — линза, Z_3 — полупрозрачная пластинка, Φ_1 — фильтр СЗС9, Φ_2 — фильтр ИКС-1, M_1 и M_2 — модуляторы, D_1 — фотосопротивление, D_2 — фототриод.

прерывания его диском модулятора M_1 с частотой 14 гц принимается сернисто-кадмиевым фотосопротивлением типа СФ2-1 (приемник D_1): Спектральная чувствительность фотосопротивления, фильтр Φ_1 и полупрозрачная пластинка обеспечивают выделение видимого участка спектра с $\lambda_{\max}=0,52$ и $\Delta\lambda=0,06$ мк (на уровне 0,5).

Отраженный от пластинки свет с преобладанием инфракрасной радиации ($\lambda > 1,1$ мк) проходит через инфракрасный фильтр Φ_2 (ИКС-1), модулируется модулятором M_2 с частотой 500 гц и принимается приемником D_2 — фототриодом типа ФТГ-2. В этом канале выделяется инфракрасный участок спектра с $\lambda_{\max}=1,2$ и $\Delta\lambda=0,85$ мк (на уровне 0,5).

Оба приемника располагаются в фокусе линзы L ($D=28$ мм, $f=150$ мм). Угол поля зрения прибора $0^{\circ}50'$.

Сканирование луча осуществляется по развертывающейся и свертывающейся спирали путем вращения подвижной головки индикометра вокруг оси $O_2O'_2$ при одновременном качании зеркала Z_1 вокруг оси $O_1O'_1$, перпендикулярной плоскости чертежа. За один оборот головки вокруг оси $O_2O'_2$ подвижное зеркало Z_1 поворачивается на угол, равный 5° , а это значит, что на линзу L попадает излучение от участков исследуемой поверхности, отстоящих друг от друга по надирному углу θ на 10° . За 9 оборотов головки этот угол изменяется от $\theta=0^{\circ}$ (надир) до $\theta=90^{\circ}$ (горизонтальное направление).

Полный цикл развертывающейся и свертывающейся спирали осуществляется за 18 оборотов головки в течение 3 мин.

Вращение головки по азимуту и кинематически с ним связанное через соответствующую передачу и кулачок качание подвижного зеркала на $\pm 14^{\circ}$ в одну сторону и $\pm 31^{\circ}$ в другую относительно горизонтальной оси осуществляется от мотора постоянного тока МН-145.

Модуляторы приводятся во вращение через редукционные цепи от синхронного двигателя Г-33.

Фототок фототриода усиливается усилителем 28-ИМ и регистрируется шлейфом осциллографа МПО-2.

Электрический сигнал с фотосопротивления через согласующий трансформатор поступает на другой шлейф этого же осциллографа.

Для определения углов визирования от установленных в головке контактных групп на один из шлейфов осциллографа через 30° поступают отметки ее азимутального угла и крайних положений подвижного зеркала, соответствующих $\theta=0$ и $\theta=90^{\circ}$.

Специальный датчик положения Солнца, установленный на заглушке астролюка самолета, позволяет записывать на отдельный шлейф азимутальное положение Солнца, отсчитываемое так же, как и азимут визируемого направления, от курса самолета.

Для дешифрирования записи на осциллографной ленте отдельным шлейфом записывается цифровой код при помощи электрических импульсов, поступающих от телефонного номеронабирателя.

Зенитное расстояние Солнца i рассчитывалось для любого измерения по известному времени и географическим координатам точки [9].

§ 2. Некоторые результаты измерений

Измерения индикатрис яркости земной поверхности в районе Каспийского моря и пустыни Каракум проводились в октябре 1964 г. с самолета ИЛ-14. Для этой цели выбирались площадки с более или менее однородной поверхностью размером не менее 5×15 км, чтобы обеспечить измерения от $\theta=0$ до $\theta=85^{\circ}$. Полеты над выбранной поверхностью совершались на высоте 200 м в безоблачные дни при горизонтальной дальности видимости в районе ближайшей метеостанции не менее 10 км.

Индикатрисы яркости исследуемых поверхностей измерялись в относительных единицах.

Рисунок 2 иллюстрирует отражение пустыни восточнее залива Кара-Богаз-Гол, которая характеризуется довольно однородной песчаной поверхностью с мелкой растительностью. Ее индикатрисы яркости для видимого участка спектра получены 18 октября при различных зенитных расстояниях Солнца (при i , равном $63,7^{\circ}$; 66° ; $68,6^{\circ}$; $71,4^{\circ}$). Для этих индикатрис характерно значительное увеличение яркости в направлении

к Солнцу, как для изрытых поверхностей. На этом же рисунке приведены осредненные нормированные к яркости в надире индикатрисы как для видимого, так и для инфракрасного участков спектра.

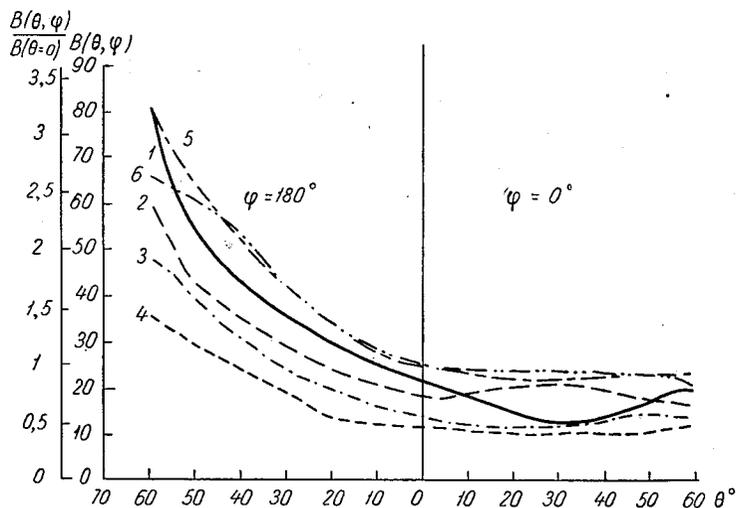


Рис. 2. Индикатрисы яркости пустыни восточнее залива Кара-Богаз-Гол в вертикале Солнца.

1 — видимый участок спектра, $i=63,7^\circ$; 2 — видимый участок спектра, $i=66^\circ$; 3 — видимый участок спектра, $i=68,6^\circ$; 4 — видимый участок спектра, $i=71,4^\circ$; 5 — средняя нормированная индикатриса для видимого участка спектра; 6 — средняя нормированная индикатриса для инфракрасного участка спектра.

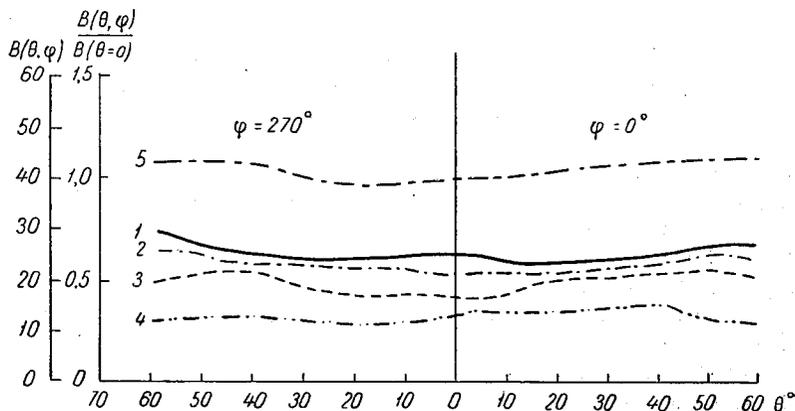


Рис. 3. Индикатрисы яркости пустыни восточнее залива Кара-Богаз-Гол для видимого участка спектра в плоскости, перпендикулярной вертикалу Солнца при разных зенитных расстояниях.

1 — $63,7^\circ$; 2 — $66,0^\circ$; 3 — $68,6^\circ$; 4 — $71,4^\circ$; 5 — нормированная средняя для кривых 1, 2, 3, 4.

Кривые 5 и 6 рис. 2 показывают, что характер отражения однородной песчаной поверхности мало зависит от длины волны падающей радиации.

В направлении перпендикулярном к солнечному вертикалу для этой же поверхности, как следует из рис. 3, отражение приближается к ламбертовскому.

Существенно отличающийся вид имеют индикатрисы отражения песчаных барханов пустыни Каракум. В районе измерений барханы были покрыты редкой растительностью (саксаулом). Индикатрисы яркости песчаных барханов для видимого участка спектра, измеренные 22 октября, представлены на рис. 4. Каждая кривая получена осреднением измерений за 6 мин. (два полных цикла). Зенитное расстояние за время измерений каждой индикатрисы изменялось на $\pm 1,5^\circ$ от $i_{\text{ср}}$.

Как видно из рисунка, с увеличением зенитного расстояния Солнца отступление от закона Ламберта увеличивается. Это отступление скажется как при $\varphi=0^\circ$, так и при $\varphi=180^\circ$.

Повышение обеих ветвей индикатрисы свидетельствует о наличии одновременно и зеркального отражения и отражения назад.

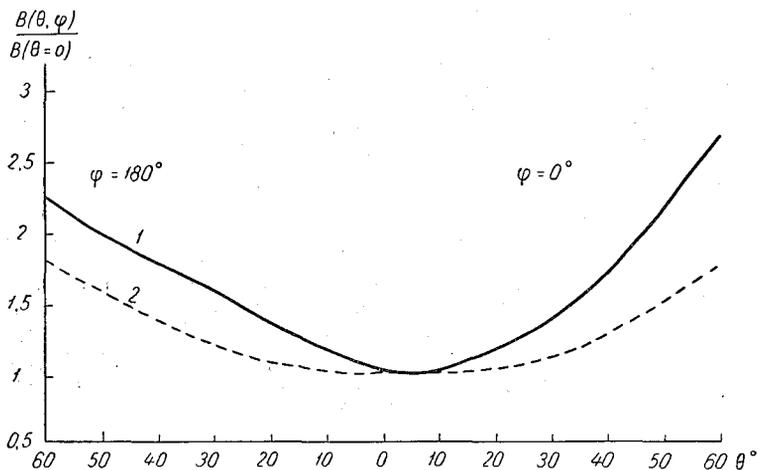


Рис. 4. Нормированные индикатрисы яркости песка пустыни Каракум для видимого участка спектра в вертикале Солнца.
1) $i=77,4^\circ$, 2) $i=54,7^\circ$.

Нормированные индикатрисы яркости другого участка пустыни Каракум, покрытого мелкой растительностью, полученные 23 октября, и индикатрисы яркости дельты Волги (скошенные луга и кустарник), полученные 25 октября, представлены на рис. 5. Эти индикатрисы сняты в утренние часы.

Для указанных районов индикатрисы отражения в инфракрасной и видимой частях спектра не совпадают.

Известным отличием коэффициентов яркости растительности в видимой и инфракрасной части спектра [6] это несовпадение нормированных индикатрис объяснить трудно. По-видимому, некоторое значение здесь может иметь поляризация при отражении от растительности и поглощение в полосах воды.

Отражение от поверхности моря во всех углах визирования, кроме солнечной дорожки, является изотропным, что иллюстрируется рис. 6, где представлены индикатрисы яркости залива Кара-Богаз-Гол, полученные 18 октября с высоты полета 1000 м при $i=51,7^\circ$, и индикатрисы яркости Каспийского моря в районе Нефтяных Камней, измеренные 17 октября с высоты полета 200 м при $i=53,3^\circ$.

Некоторое увеличение яркости, соответствующее кривой 1 по сравнению с кривой 3, при углах изотропного отражения объясняется малой глубиной залива и влиянием отражения дна.

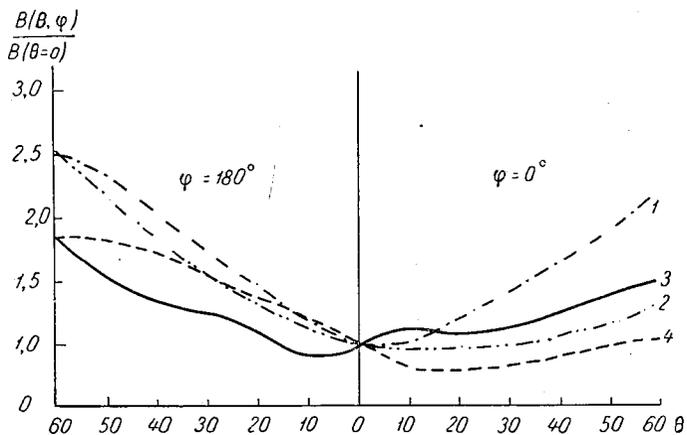


Рис. 5. Нормированные индикатрисы яркости дельты Волги и пустыни Каракум в вертикале Солнца.

1 и 2 — видимый и инфракрасный участки спектра для дельты р. Волги, $i = 80^\circ$; 3 и 4 — видимый и инфракрасный участки спектра для пустыни Каракум с саксаулом, $i = 67.4^\circ$.

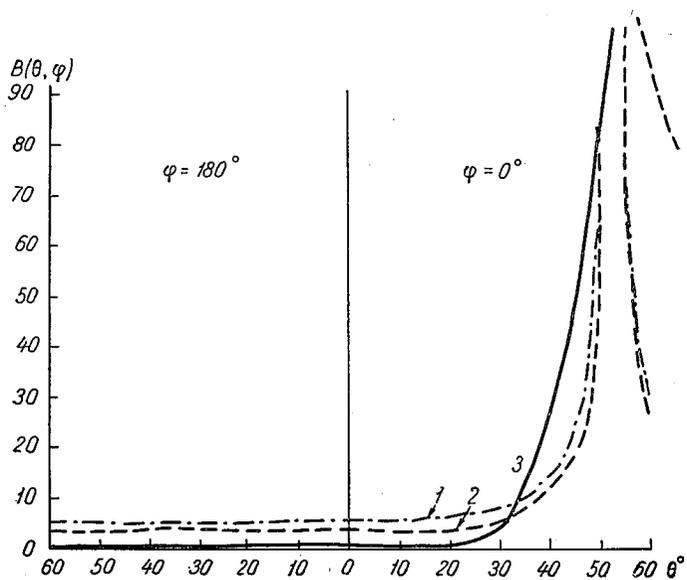


Рис. 6. Индикатрисы яркости водной поверхности в плоскости вертикала Солнца.

1 и 2 — видимый и инфракрасный участки спектра, залив Кара-Богаз-Гол, $i = 51.7^\circ$; 3 — видимый участок спектра, Каспийское море, $i = 53.3^\circ$.

Расширение солнечной дорожки для кривой 3 объясняется увеличением волнения. Если в заливе Кара-Богаз-Гол во время измерений наблюдался штиль, то в Каспийском море по данным станций Артем, Сумгаит и Баку 17 октября наблюдалась зыбь с высотой волнения в среднем 0,3 м и скоростью ветра у воды от 2 м/сек. до 5 м/сек.

Большая часть поверхности земного шара закрыта облаками в связи с чем для расчета УКР на верхней границе атмосферы особенно важно знать отражательные свойства облаков.

Измерения индикатрис яркости сплошных облаков были выполнены 12 октября над северо-восточной частью Каспийского моря. Высота верхней границы облаков была 300 м, толщина облачности около 100—150 м.

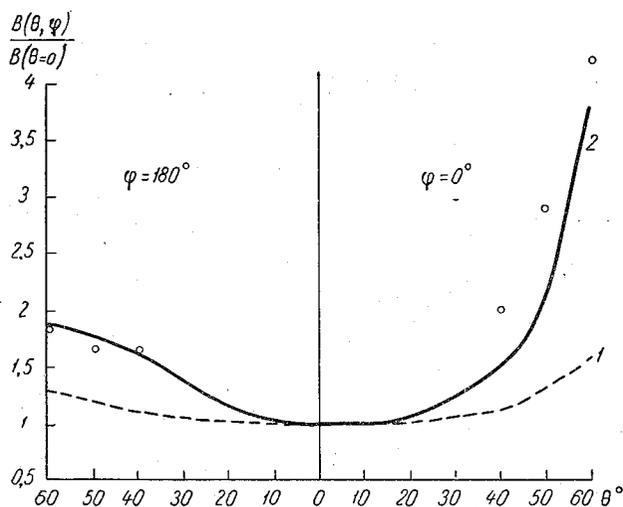


Рис. 7. Нормированные индикатрисы яркости облаков в плоскости вертикала Солнца.
1) $i=54^\circ$, 2) $i=72^\circ$, \circ — экспериментальные данные, полученные Козловым и Федоровой.

На рис. 7 представлены нормированные индикатрисы яркости облаков в плоскости солнечного вертикала для двух зенитных расстояний Солнца i . Индикатрисы близки к ламбертовским только в пределах углов $\pm 30^\circ$. С увеличением угла визирования наблюдаются значительные отступления от закона Ламберта, особенно при больших зенитных расстояниях Солнца (кривая 2).

Полученные нами индикатрисы яркости облаков согласуются с теоретическими расчетами, выполненными для плотных облаков [10], и экспериментальными данными о яркости облаков нижнего яруса мощностью 150—200 м [8]. Эти экспериментальные данные, полученные для длины волны $\lambda=0,8$ мк, нанесены на рис. 7 кружочками в масштабе, наилучшим образом совпадающим с масштабом графика.

Результаты наших измерений получены на основании обработки осциллографических записей, произведенных в полетах с 12 по 25 октября 1964 г. Было снято 300 м пленки, приблизительно $1/5$ часть которой использована для приведенного в статье материала. Все данные получены путем статистической обработки первичных записей.

Работа позволяет сделать следующие выводы:

1. Разработан эффективный метод получения с самолета индикатрис отражения природных образований в двух участках спектра.

2. Все исследованные нами поверхности имеют значительную анизотропность отражения.

3. Индикатрисы отражения в видимой и близкой инфракрасной частях спектра могут значительно отличаться.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Поле коротковолновой радиации над типичными подстилающими поверхностями. Труды ГГО, вып. 166, 1964.
2. Шифрин К. С., Коломийцов В. Ю., Пятовская Н. П. Определение потока уходящей коротковолновой радиации с помощью искусственного спутника Земли. Труды ГГО, вып. 166, 1964.
3. Орлова Н. С. Определение коэффициентов яркости природных покровов в естественных условиях при различных углах падения и отражения. Изв. АН КазССР, сер. астроботаническая, № 1, 2, 1950.
4. Кринов Е. Л. Спектральная отражательная способность природных образований. Изд. АН СССР, М.—Л., 1947.
5. Middleton W. E., Mungall A. Y. The Luminous directional reflectance of Snow. J. O. S. A., 42, no. 8, 1952.
6. Красильщиков Л. Б. Некоторые результаты измерений спектральных индикатрис коэффициентов яркости естественных поверхностей. Сб. «Актинометрия и атмосферная оптика». Гидрометеоздат, Л., 1961.
7. Рабинович Ю. И. Самолетная аппаратура для измерения оптических характеристик атмосферы и подстилающей поверхности. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
8. Козлов В. П., Федорова Е. О. К вопросу о пространственном распределении яркости облаков нижнего яруса. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1962.
9. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеоздат, Л., 1957.
10. Фейгельсон Е. М. Спектральное отражение радиации облаками. Труды ГГО, вып. 166, 1964.

Е. П. БАРАШКОВА, М. А. ВАСИЩЕВА, З. П. КОБЛОВА

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАДИОМЕТРОВ С ФИЛЬТРОМ KRS-5 ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дается краткая оценка основных ошибок, возникающих при измерении длинноволновых потоков радиометром, и анализ результатов измерений, проводившихся в Омске и Тамбве.

Введение

Стандартная методика сетевых актинометрических измерений, используемая в настоящее время, позволяет приближенно оценить величину длинноволнового баланса, однако не дает никакой возможности получить значения отдельных его составляющих таких, как излучение атмосферы E_A и излучение подстилающей поверхности E_B в совокупности с длинноволновой отраженной радиацией R_d . Пиргеометры разных систем, используемые в разное время на актинометрической сети, позволяли определить эти составляющие только в ночное время. Для измерений длинноволновых составляющих в дневное время в отделе радиационных исследований Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова (ГГО) был создан термоэлектрический прибор, снабженный полусферическим фильтром из таллий—бром—иода (KRS-5). Приемником радиации в этом приборе служат термобатареи из медно-константановых спаев. Наружные поверхности термобатарей покрыты окисью магния, смешанной с клеем БФ-6. Коэффициент отражения такого покрытия [1, 2] в области от 0,5 до 2 мк меняется в зависимости от толщины слоя в пределах 70—90%, в области от 2 до 18 мк для достаточно толстого покрытия колеблется в пределах 5—10%. Коэффициент пропускания фильтра KRS-5 в области от 2,5 до 30 мк составляет 70% [3, 4], потери на отражение от двух поверхностей для $\lambda=10$ мк составляют 28,4%. Оценка спектральной чувствительности прибора произведена в статье [5].

Градуировка прибора осуществлялась в лабораторных условиях с помощью полусферического нагретого излучателя [6, 7]. Подробно методика градуировки изложена в статье [8].

Величины E_A и $E_B + R_d$ определяются из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} E_A &= \sigma T_{\text{пр}}^4 + aN_1; \\ E_B + R_d &= \sigma T_{\text{пр}}^4 + aN_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $T_{\text{пр}}$ — абсолютная температура прибора, измеряемая термометром сопротивления; a — переводный множитель; N_1 и N_2 — показания галь-

ванометра, измеряющего термоток, при обращении приемной поверхности к небесной полусфере и к подстилающей поверхности; $\sigma = 8,14 \times 10^{-11}$ кал/см² мин. град⁴.

Из формул (1) следует, что основными источниками ошибок в определении E_A и $E_B + R_d$ могут быть: а) неточное определение температуры прибора, б) ошибки в определении переводного множителя, в) ошибки в отсчете термотока, куда практически входят все систематические ошибки прибора.

При ошибке в определении температуры прибора в $\pm 1^\circ \text{C}$ ошибка в величинах E_A и $E_B + R_d$ не превышает $\pm 0,01$ кал/см² мин. Переводный множитель прибора определен с точностью не меньшей чем $\pm 10\%$, в этом случае абсолютная ошибка в определении длинноволновых потоков не превысит $\pm 0,02$ кал/см² мин.

Основной систематической ошибкой в оценке термотока, несмотря на высокий коэффициент отражения приемной поверхности в коротковолновой области, все же является чувствительностью прибора к коротковолновой радиации.

Если через a_d обозначить переводный множитель прибора для длинноволновой радиации, а через a_k — для коротковолновой, то абсолютная ошибка в определении нисходящего длинноволнового потока при затенении приемника от прямых солнечных лучей $\Delta E_A = \frac{a_d}{a_k} D$. Относи-

тельная ошибка $\frac{\Delta E_A}{E_A} = \frac{a_d}{a_k} \frac{D}{E_A}$. Для восходящего длинноволнового потока, соответственно

$$\Delta (E_B + R_d) = \frac{a_d}{a_k} R_k; \quad \frac{\Delta (E_B + R_d)}{E_B + R_d} = \frac{a_d}{a_k} \frac{R_k}{E_B + R_d}.$$

Здесь D — рассеянная радиация, R_k — коротковолновая радиация, отраженная от подстилающей поверхности.

Отношение $\frac{a_d}{a_k}$, полученное для нескольких приборов при различных условиях наблюдений, меняется в сравнительно широких пределах, $0,10 \leq \frac{a_d}{a_k} \leq 0,20$, при этом никакой зависимости отношения $\frac{a_d}{a_k}$ от высоты солнца не обнаружено.

При $\frac{a_d}{a_k} = 0,20$ в зависимости от условий наблюдений абсолютная ошибка длинноволновых потоков может меняться от 0,01 до 0,15 кал/см² мин., что составляет от 1 до 18% измеряемых величин. Наименьшие величины ΔE_A , в пределах 0,004—0,01 кал/см² мин., и $\frac{\Delta E_A}{E_A}$, около 1—3%, будут наблюдаться при безоблачном небе, когда

мала рассеянная радиация, а наименьшие величины $\frac{\Delta (E_B + R_d)}{E_B + R_d}$, примерно 1—4%, — над подстилающей поверхностью с малым альбедо. Таким образом, при безоблачном небе суммарная ошибка в определении излучения атмосферы будет порядка 0,04 кал/см² мин. Такого же порядка суммарная ошибка наблюдается при измерении $E_B + R_d$ над поверхностью с малым альбедо.

О сравнимости показаний радиометра с другими приборами можно судить по результатам всесоюзных сравнений [9].

При эксплуатации прибора могут возникнуть дополнительные ошибки, связанные с изменением свойств фильтра в результате воздействия окружающей среды и с недостатками в конструкции прибора.

С целью выяснения возможности эксплуатации прибора в различных климатических условиях были организованы наблюдения в пяти пунктах: Омске, Тамды (Бухарская область), Воейково (под Ленинградом), Валдае, Японском море — на судне «Воейков».

Особенно сильно изменение свойств фильтра проявилось в морских условиях. Фильтр радиометра № 494, работавшего на судне «Воейков» в течение нескольких месяцев, был покрыт плотным желто-зеленым налетом непрозрачным в видимой области. В результате этого переводный множитель прибора изменился на 19,5%.

В условиях пустыни (Тамды), где часто наблюдаются пыльные бури, наружная поверхность фильтра, проработавшего в течение года, была покрыта многочисленными мелкими царапинами, что также привело к изменению переводного множителя. Налет и царапины на фильтре могут быть уничтожены шлифовкой, после чего переводный множитель прибора принимает первоначальное значение.

В условиях северо-запада ЕТС (Воейково, Валдай) отмечались погрешности, обусловленные тем, что объем воздуха под фильтром не был изолирован от внешнего воздуха, в результате чего при большой относительной влажности воздуха и резком снижении температуры происходила конденсация влаги, осаждавшаяся на термобатарее и внутреннюю поверхность фильтра.

Более благоприятными для работы прибора оказались условия в Омске; у прибора, работавшего в течение восьми месяцев, переводный множитель остался без изменений.

По ряду причин систематические измерения в течение года оказались возможными только в Омске и Тамды. В Омске метеоплощадка, на которой производились измерения, расположена среди полей СибНИИСХОЗа на северной окраине города. С трех сторон, за исключением юго-восточной, площадка окружена полезащитными лесополосами 50-метровой ширины, проходящими на расстоянии 160, 250 и 400 м. Зимой площадка покрыта снегом, летом — разнотравьем. В переходные периоды наряду со снегом и побуревшей травой видна обнаженная почва. Окрестности метеостанции представляют типичную лесостепную равнину с редкими островками леса. С января по июнь 1964 г. в Омске работал радиометр № 497 с переводным множителем $a=0,00311$, с июля 1964 г. по февраль 1965 г. радиометр № 494 с переводным множителем $a=0,00352$.

Гидрометстанция Тамды расположена в пустыне Кызылкум. Равнинные окрестности метеоплощадки характеризуются типичным пустынным ландшафтом. В 200 м к северо-западу от площадки расположено летное поле, в 60 м к востоку — одноэтажные постройки метеостанции, в 500 м к югу — ближайшие дома районного центра. Западная половина горизонта совершенно открыта, лишь в 10 км на юго-западе проходит невысокая сглаженная горная цепь Тамдытау. В 4 км к северу и западу от площадки начинаются барханы. Подстилающая поверхность площадки, как и всей окружающей местности, песок и щебень, в весенний период покрытые местами редкой зеленой травой, выгорающей летом. Зимой в отдельные дни площадка может быть покрыта снегом.

В Тамды для наблюдений использовался радиометр № 491. Переводный множитель этого прибора с января 1964 г. по март 1965 г. изменился от 0,0053 до 0,0047.

Наблюдения производились коллективами наблюдателей-актинометристов этих станций в стандартные актинометрические сроки, исключая срок 0 час. 30 мин. в Омске.

Ниже приводятся результаты этих измерений.

Как отмечалось выше, наибольшей точности в определении излучения в дневное время следует ожидать при безоблачном небе, поэтому прежде всего мы остановимся на результатах измерений, соответствующих этим условиям. В Тамды большое число безоблачных дней отмечается в летний период, в Омске за рассматриваемый период основная масса безоблачных дней приходится на зимний период.

Излучение атмосферы при безоблачном небе

Известно, что величина излучения атмосферы при безоблачном небе зависит от температуры и влажности воздуха. Обычно эта зависимость представляется в виде эмпирических формул Онгстрема и Брента. Однако вследствие различия используемой методики измерений и условий наблюдений, постоянные этих формул, полученных различными авторами, меняются в широких пределах [10]. По-видимому, уже вследствие того, что эти формулы не учитывают влияния стратификации атмосферы и различия в характере связи между температурой и влажностью воздуха, нельзя ожидать какой-то универсальной зависимости излучения атмосферы E_A от температуры воздуха t_B и упругости водяного пара e .

Анализ результатов наблюдений в Омске и Тамды также приводит к заключению о высокой корреляции величин E_A , t_B и e . Ниже приведены полученные для этих пунктов величины корреляционных отношений η .

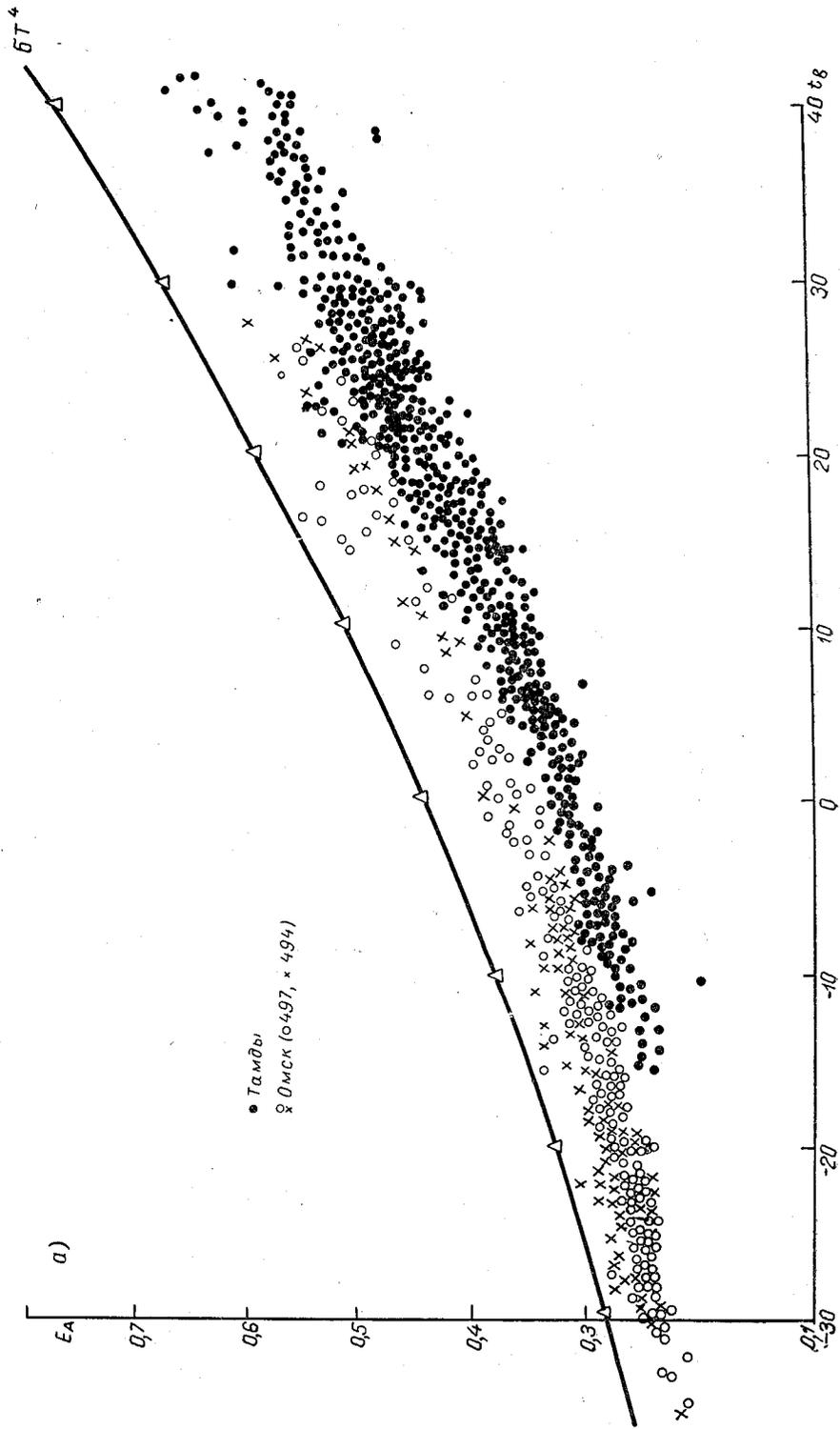
Коррелируемые величины	Корреляционные	
	Омск	Тамды
E_A, t_B	0,959	0,936
E_A, e	0,939	0,85
$E_A, t_B (e = \text{const})$	—	0,84
$E_A, e (t_B = \text{const})$	—	0,65
$\frac{E_A}{\sigma T_B^4}, e$	0,39	0,957

Снижение величины корреляционного отношения при $e = \text{const}$ и при $t_B = \text{const}$, вероятно, вызвано уменьшением числа сопоставляемых пар E_A, t_B .

Из рис. 1 а, на котором представлена зависимость величин E_A от t_B , видно, что излучение атмосферы является возрастающей функцией температуры воздуха. Для средних значений связь между E_A и t_B может быть представлена следующими формулами:

$$E_A = 0,909\sigma T_B^4 - 0,100 \text{ — для Тамды;}$$

$$E_A = 0,957\sigma T_B^4 - 0,058 \text{ — для Омска.}$$



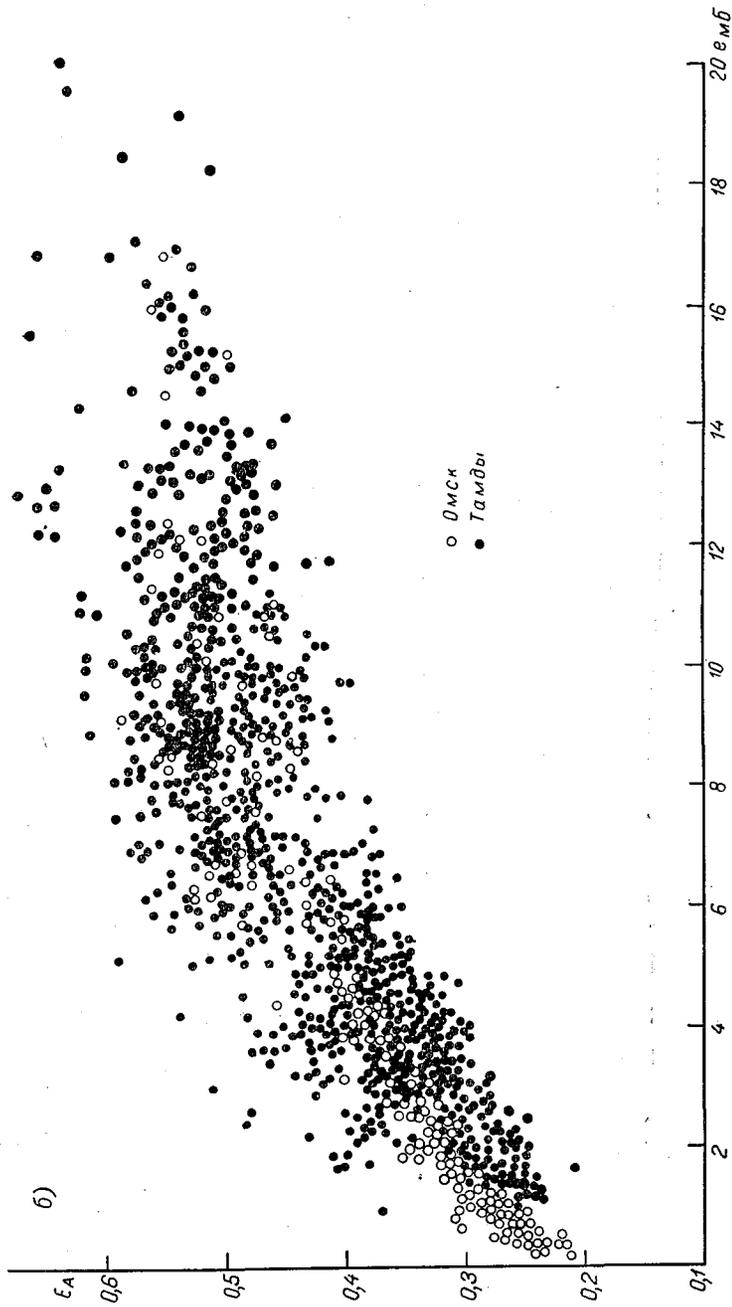


Рис. 1а, б. Зависимость излучения атмосферы E_A при безоблачном небе от температуры воздуха t_B (а) и упругости водяного пара e (б).

Здесь T_B °К — температура воздуха, E_A — излучение атмосферы, кал/см² мин.

Изменчивость E_A при $t_B = \text{const}$ не превышает 15%, в то время как изменение E_A при постоянной влажности может достигать 50—63% (рис. 1 б).

Связь излучения атмосферы одновременно с влажностью и температурой воздуха может быть представлена в виде семейства кривых. Такое семейство кривых по наблюдениям в Тамды представлено на рис. 1 в. На этом рисунке каждая кривая представляет среднюю зависимость излучения атмосферы от абсолютной влажности при заданной темпера-

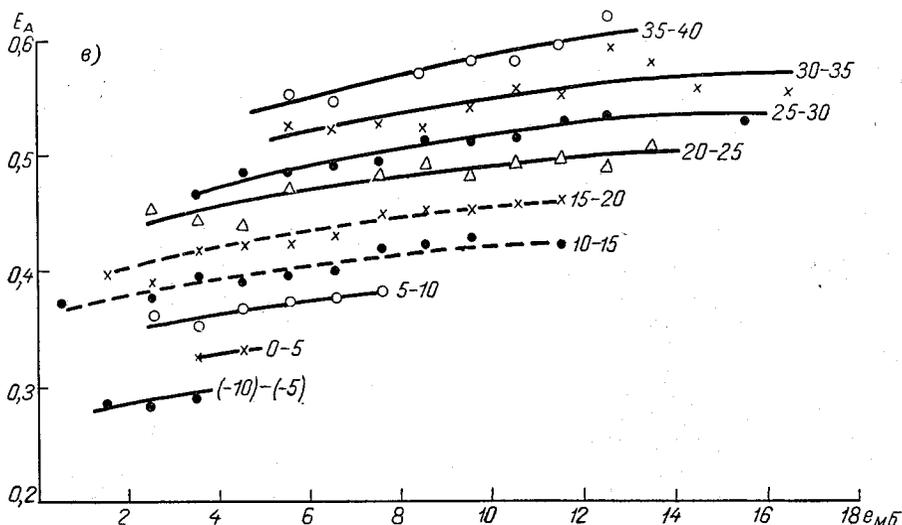


Рис. 1в. Зависимость излучения атмосферы E_A при безоблачном небе от упругости водяного пара e при $t = \text{const}$.

туре воздуха. Переход от одной кривой к другой при постоянной влажности позволяет проследить влияние температуры. Из рисунка отчетливо видно, что влияние температуры на величину E_A проявляется в большей степени, чем влияние упругости водяного пара.

Если на основании кривых рис. 1 в попытаться оценить зависимость отношения $\frac{E_A}{\sigma T_B^4}$ от e , то вследствие различного соотношения между e и t_B для каждой кривой получим свою зависимость. Это подтверждает заключение Свинбенка [11] о том, что расхождение постоянных эмпирических формул Брента и Онгстрема вызвано различным характером связи между температурой и влажностью воздуха.

Средняя зависимость $\frac{E_A}{\sigma T_B^4}$ от e может быть представлена следующими формулами:

$$\frac{E_A}{\sigma T_B^4} = 0,62 + 0,052 \sqrt{e} \quad \text{— для Тамды;}$$

$$\frac{E_A}{\sigma T_B^4} = 0,73 + 0,04 \sqrt{e} \quad \text{— для Омска.}$$

Здесь e — упругость водяного пара в миллибарах. Систематическое различие величин E_A в Омске и Тамды может быть вызвано рядом причин:

1. Систематическими ошибками измерений, которые, как указывалось выше, могут достигать $0,04 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$.

2. Различным соотношением между температурой и влажностью воздуха.

По средним данным связь между e и t_v в этих двух пунктах представляется следующими цифрами:

t_v °С	0	5	10	15	20	25	30	35
e (Тамды)	4	5	6	7	8	8	9	10
e (Омск)	5	6	7	9	16	25		

Такое различие в упругости водяного пара обеспечивает увеличение излучения атмосферы в Омске на 5—7%.

3. Различием в стратификации атмосферы, которое является причиной расхождения величин E_A при неизменных t_v и e . Различие в стратификации по средним многолетним данным приводит к увеличению излучения атмосферы в условиях зимы на 2% в Омске, в условиях лета на 4% в Тамды.

4. Влияние городских условий на результаты измерений излучения атмосферы в Омске. В частности, нефтеперерабатывающий завод часто загрязняет воздух продуктами сгорания отходов производства, которые, не вызывая заметного наглаз помутнения атмосферы, могли привести к повышению излучения атмосферы.

Сравнение результатов измерений с расчетами по графику Ковалевой [12] указывает на значительное превышение измеренных в Омске величин E_A над рассчитанными E_{AK} .

Ниже приводятся средние из 10 произвольно выбранных случаев значения отношений измеренных E_A и рассчитанных E_{AK} величин излучения атмосферы, соответствующих безоблачному небу

	Омск	Тамды
Зима, ночь	1,14	—
„ день	1,26	—
Лето, ночь	—	0,96
„ „ день	1,17	0,99

Величины E_A , измеренные в Тамды, достаточно близки к рассчитанным. Такого же порядка отклонения измеренных и рассчитанных величин отмечаются при сопоставлении с расчетами по диаграмме Шехтер [13].

Такое различие измеренных и рассчитанных величин свидетельствует о влиянии дополнительной (по сравнению с заложенными в диаграмму) компоненты поглощения.

Так как озон обеспечивает поправки только порядка $0,005 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$. [14], остается предположить, что дополнительным источником излучения в Омске является аэрозоль.

Восходящий длинноволновый поток

Восходящий длинноволновый поток на уровне подстилающей поверхности складывается из двух составляющих: излучения подстилающей поверхности $\delta\sigma T_n^4$, где T_n — температура подстилающей поверхности, и отраженной части нисходящего длинноволнового потока $(1 - \delta)E_A$

$$E_B = \delta\sigma T_n^4 + (1 - \delta)E_A. \quad (2)$$

Так как излучательная способность различных видов подстилающей поверхности меняется в сравнительно узких пределах, от $\delta = 0,85$ до $\delta = 1,0$, то величина восходящего длинноволнового потока в основном определяется температурой подстилающей поверхности, и предельной величиной E_B является излучение абсолютно черного тела при температуре подстилающей поверхности $E_B \leq \sigma T_{\text{п}}^4$.

Как показали расчеты, изменение излучательной способности от 1 до 0,8 приводит к уменьшению E_B в Омске на 2—4%, в Тамды на 6%. Для расчета второго члена формулы (2) использованы полученная выше связь E_A с температурой воздуха и связь температуры воздуха с температурой почвы из наблюдений в Омске и Тамды.

При сопоставлении величин E_B и $t_{\text{п}}$, полученных из наблюдений, следует иметь в виду, что та и другая величина измеряются недостаточно точно. При измерении E_B в дневное время вследствие чувствительности радиометра к коротковолновой радиации величина E_B может быть завышена на 2—8%, а температура подстилающей поверхности по данным З. А. Логиновой [15] при сверхадиабатических градиентах при измерении ртутным термометром может быть занижена на 8°. В ночное время температура почвы может быть определена с точностью до 2°. Таким образом, наиболее точные значения E_B и $t_{\text{п}}$ могут быть получены в ночное время.

На рис. 2 представлена зависимость E_B от $t_{\text{п}}$, полученная на основании ночных наблюдений в Омске и Тамды. Подстилающая поверхность под прибором в Тамды — песок, в Омске — трава или снег в зависимости от сезона.

Средняя зависимость E_B от $t_{\text{п}}$, полученная для Тамды, совпадает с кривой, представляющей зависимость излучения абсолютно черного тела от температуры. Различие отдельных значений E_B при постоянной температуре не превышает 0,05 кал/см² мин., что составляет $\pm 4\%$ от средней величины. Точки, соответствующие измерениям в Омске, располагаются выше кривой, представляющей излучение черного тела. Различие составляет 0,01—0,03 кал/см² мин.

Зависимость E_B от $t_{\text{п}}$, полученная на основании дневных измерений (рис. 2б) при безоблачном небе в Тамды, повторяет зависимость, представленную на рис. 2а. В последнем случае только несколько увеличивается разброс отдельных значений E_B при постоянной температуре. Отмеченные выше ошибки в определении E_B и $t_{\text{п}}$ приводят к тому, что в отдельных случаях при сопоставлении этих величин мы получаем $E_B > \sigma T_{\text{п}}^4$.

На рис. 2б точки, характеризующие величину длинноволнового потока в Омске, соответствуют заснеженной подстилающей поверхности. Сопоставление величин E_B и $t_{\text{п}}$, полученных в Омске в летний период при безоблачном небе днем, невозможно из-за того, что измерения E_B проводились над травяным покровом, а $t_{\text{п}}$ соответствует температуре оголенного участка почвы. В условиях ясной погоды в дневное время температура оголенного участка может значительно превысить температуру травяного покрова [16], поэтому в отличие от зимних условий летом в Омске для дневного времени получаем в среднем $E_B < \sigma T_{\text{п}}^4$.

При пасмурном небе различие в температуре травы и почвы стирается, поэтому при сопоставлении E_B и $t_{\text{п}}$, соответствующих пасмурному небу, мы получаем такое же соотношение между величинами E_B и $t_{\text{п}}$, какое было установлено из наблюдений в ночное время.

При анализе зависимости E_B от $t_{\text{п}}$ следует также иметь в виду, что величины E_B , полученные путем измерений, соответствуют не точно

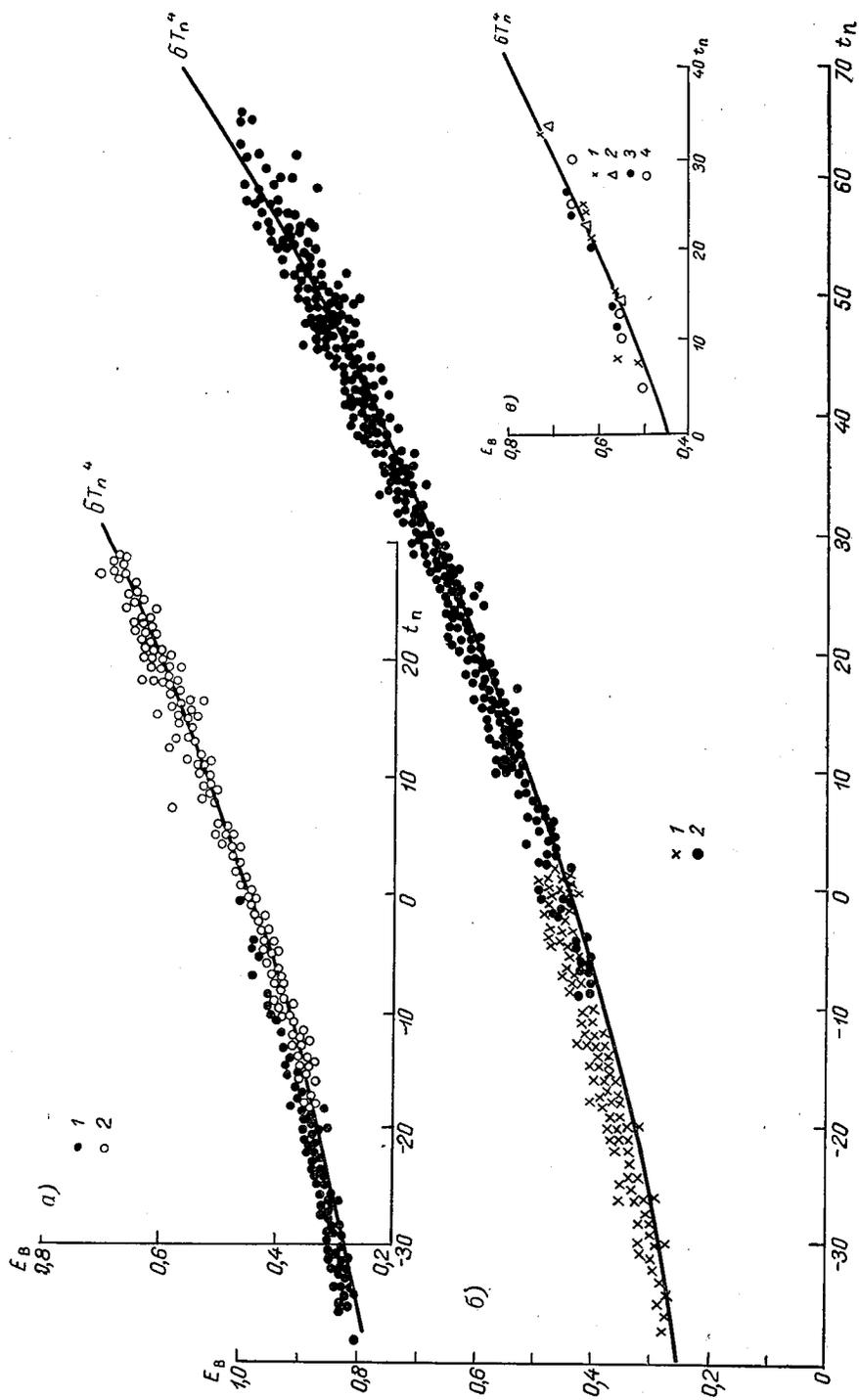


Рис. 2. Зависимость восходящего длинноволнового потока E_B от температуры почвы t_n .
 а — ночью (1 — снег, 2 — песок); б — днем (1 — снег, 2 — песок); в — днем над различными видами растительного покрова (1 — пшеница, 2 — рожь, 3 — картофельное поле, 4 — пар).

уровню подстилающей поверхности, а высоте установки прибора, в данном случае высоте в 1,5 м. Влияние слоя воздуха между подстилающей поверхностью и прибором зависит от вертикального распределения температуры. Убывание температуры с высотой приводит к уменьшению восходящего длинноволнового потока, инверсии вызывают его увеличение. На рис. 3 приводится зависимость отношения $\frac{E_B}{\sigma T_{\Pi}^4}$ от разности температуры почва—воздух, наблюдаемая в Тамды. Изменение $t_{\Pi} - t_B$ от 0 до 28° приводит к уменьшению отношения $\frac{E_B}{\sigma T_{\Pi}^4}$ на 7,5%, с 1,025 до 0,95. Это обстоятельство следует иметь в виду при использовании радиационных методов для оценки температуры подстилающей поверхности и актинометрических данных для оценки ее излучательной способности.

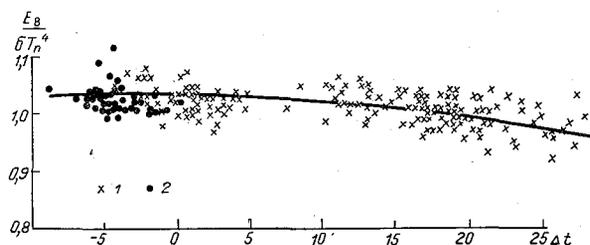


Рис. 3. Зависимость отношения $\frac{E_B}{\sigma T_{\Pi}^4}$ от разности температуры почва—воздух. Тамды.
1 — день, 2 — ночь.

Кроме измерений на метеорологической площадке, в Омске проводились также эпизодические измерения восходящего длинноволнового потока для сравнения на площадках, занятых паром, рожью, пшеницей и картофелем. Измерения изменений E_B в зависимости от вида подстилающей поверхности немногочисленны и могут быть использованы только для предварительной оценки (табл. 1). Расхождения в величинах E_B , измеренного над различными площадками, не превышают 8%. На рис. 2 в дана зависимость восходящего длинноволнового потока, из-

Таблица 1

Восходящий длинноволновый поток над различными подстилающими поверхностями

Дата	Время, час., мин.	E_B				Облачность
		пар	рожь	пшеница	картофель	
5 VI	10 02—10 25	0,592	—	0,598	—	3/3 Сп
11 VI	22 15—22 30	0,501	0,494	0,514	—	5/0 Сп
16 VI	11 52—12 10	0,718	0,709	0,717	—	4/0 Сп, Ас
26 VI	22 06—22 26	0,555	0,554	0,553	0,571	0/0
31 VII	10 00—10 22	0,643	0,624	0,615	0,612	10/10 Сс
6 VIII	10 56—11 29	0,651	0,672	0,619	0,655	3/0 Сп, Сп, сл
20 VIII	14 32—14 46	0,613	—	0,640	0,662	4/3 Сп, Сп
27 VIII	20 00—20 13	0,556	—	0,552	0,550	9/2 Ас, Сс

меренного над различными видами растительного покрова, от температуры подстилающей поверхности. Температура измерялась ртутным термометром, помещенным внутри растительного покрова. Как видно из рисунка, величина E_B , полученная над различными подстилающими поверхностями, близка к излучению черного тела при температуре этой поверхности.

Сравнение измеренных и рассчитанных по диаграмме Шехтер величин восходящего длинноволнового потока указывает на достаточно хорошую согласованность тех и других величин при различных метеорологических условиях. При расчетах излучательная способность подстилающей поверхности δ принималась равной 0,95, а температура подстилающей поверхности — равной температуре оголенной площадки.

Среднее расхождение измеренных и рассчитанных величин при этих условиях составляет около 3%.

Суточный и годовой ход длинноволнового излучения

Отмеченная выше связь длинноволнового излучения с метеорологическими элементами, которые претерпевают существенные изменения во времени, приводит к суточному и годовому ходу составляющих длинноволнового баланса E_A и E_B . При анализе величин излучения атмосферы было установлено, что основной причиной изменения E_A является изменение температуры воздуха и, кроме того, изменение облачности. Однако при неизменной температуре воздуха переход от безоблачного неба к пасмурному приводит к увеличению E_A всего только на 15—30%, тогда как при изменении температуры воздуха при безоблачном небе излучение атмосферы меняется в 2,5—2,8 раза. Это заключение подтверждается непосредственным сопоставлением годового хода излучения атмосферы E_A , температуры t_B и влажности e воздуха, общей облачности n_0 , представленным в табл. 6 и 7. Из табл. 6 виден годовой ход излучения атмосферы для срока 12 час. 30 мин., соответствующий безоблачному и пасмурному небу и средним за месяц условиям, а также годовой ход указанных выше метеорологических элементов. Значения E_A при средних условиях получены осреднением результатов измерений без учета поправки на чувствительность прибора к коротковолновой радиации. Для сравнения в таблице даны значения E'_A соответствующие

средним условиям за месяц, в которые введена поправка $\frac{a_d}{a_k} D$. При расчете поправки использовались средние значения рассеянной радиации D , соответствующие сроку 12 час. 30 мин., а отношение $\frac{a_d}{a_k}$ принималось равным 0,15. Следует отметить, что в этот срок поправка $\frac{a_d}{a_k} D$ имеет максимальное значение.

Годовой ход излучения подстилающей поверхности определяется поведением температуры подстилающей поверхности t_n , хотя некоторое косвенное влияние имеет и облачность, так как переход от облачного неба к пасмурному сопровождается изменением и величины t_n . Значения E_B соответствуют излучению подстилающей поверхности после введения поправки $\frac{a_d}{a_k} R_k$ по средним месячным данным. Более подробное представление о годовом ходе величин E_A и E_B можно получить из табл. 4 и 5, где помещены средние месячные значения этих величин в кал/см² мин. для каждого срока наблюдений. Там же помещены

Таблица 2

Суточный ход длинноволновых составляющих радиационного баланса при разных погодных условиях в Тамды

	Время, час., мин.											
	0 30	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30	0 30	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30
	Май						Декабрь					
Безоблачно												
E_A	0,43	0,43	0,48	0,47	0,46	0,47	0,30	0,28	0,29	0,32	0,30	0,29
E_B	0,56	0,60	0,78	0,86	0,79	0,65	0,38	0,37	0,45	0,51	0,44	0,40
t_B	17,9	15,7	24,6	26,2	26,2	26,2	-7,2	-9,3	-6,4	-0,7	-1,3	-5,2
t_{II}	14	19	41	49	42	25	-12	-13	-4	5	2	7
e	7,9	8,7	8,7	5,5	5,1	7,2	2,4	2,3	2,6	2,8	2,4	2,5
Пасмурно												
E_A	0,50	0,48	0,53	0,54	0,54	0,49	0,43	0,42	0,43	0,46	0,41	0,42
E_B	0,52	0,50	0,55	0,57	0,58	0,54	0,44	0,44	0,45	0,47	0,43	0,44
t_B	11,4	9,5	12,1	14,6	13,9	13,9	0,3	-1,0	-1,4	0,4	-1,3	-1,0
t_{II}	10	9	14	20	18	13	0	-1	0	3	0	-1
e	9,0	9,4	8,7	9,5	8,7	10,1	4,8	4,2	4,2	5,5	3,3	4,4
Средние условия												
E_A	0,45	0,46	0,51	0,53	0,53	0,50	0,35	0,34	0,36	0,38	0,35	0,34
E_B	0,56	0,61	0,77	0,84	0,78	0,65	0,41	0,40	0,45	0,49	0,44	0,41
t_B	18,5	18,2	23,7	27,0	28,0	25,7	-3,5	-4,9	-2,9	-2,3	-0,1	-1,9
t_{II}	15	21	36	48	40	25	-6	-7	-1	4	0	-4
e	8,9	9,1	8,9	7,5	7,9	8,1	3,5	3,4	3,6	3,7	3,6	3,6
n_0	3,8	3,1	4,2	5,2	6,0	5,3	4,7	5,8	6,1	6,2	6,0	7,8
n_{II}	0,6	0,3	0,8	1,3	1,8	0,9	3,0	2,4	3,0	3,2	3,0	3,2

месячные суммы Σ_T в кал/см² мес., рассчитанные по методу трапеций, на основании величин, приведенных в таблицах.

Величины E_A и E_B как в Омске, так и в Тамды, имеют простой годовой ход с одним максимумом и одним минимумом. В Тамды максимальные величины E_A и E_B наблюдаются в июле, минимальные значения E_A — в декабре или феврале, минимальные значения E_B — в декабре или январе. В Омске максимальные значения E_A отмечаются в летние месяцы, минимальные — в феврале. Максимальные значения E_B в этом пункте наблюдаются в июле или августе, минимальные — в январе.

По времени экстремальные значения длинноволнового излучения совпадают с соответствующими экстремумами температуры почвы и воздуха.

Таблица 3

Суточный ход длинноволновых составляющих радиационного баланса при разных погодных условиях в Омске

	Время, час., мин.									
	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30
	Май					Декабрь				
Безоблачно										
E_A	0,44	0,49	0,50	0,49	0,45	0,28	0,26	0,30	0,29	0,30
E_B	0,55	0,62	0,68	0,64	0,56	0,34	0,33	0,38	0,37	0,35
t_B	10,2	16,6	21,3	20,1	14,8	-18,9	-23,1	-13,7	-15,4	-17,1
t_{II}	13	28	43	40	14	-20	-20	-13	-17	-19
e	7,7	7,2	6,4	6,7	5,5	1,1	0,7	1,8	1,6	1,4
Пасмурно										
E_A	0,45	0,49	0,48	0,47	0,46	0,40	0,41	0,42	0,38	0,40
E_B	0,45	0,50	0,51	0,49	0,48	0,41	0,42	0,44	0,41	0,41
t_B	-1,8	4,3	4,0	3,1	2,5	-8,6	-7,5	3,4	-7,4	-7,7
t_{II}	-1	8	7	5	2	-9	-7	-2	-8	-8
e	5,3	6,9	6,3	6,2	6,2	2,8	3,0	1,6	3,0	3,0
Средние условия										
E_A	0,47	0,51	0,53	0,53	0,50	0,37	0,37	0,38	0,37	0,36
E_B	0,54	0,60	0,62	0,61	0,57	0,39	0,40	0,40	0,40	0,39
t_B	10,0	14,6	16,5	16,7	16,0	-11,5	-10,8	-9,6	-10,1	-10,8
t_{II}	12	24	28	25	16	-12	-11	-9	-11	-12
e	8,2	7,8	7,8	7,7	8,1	2,4	2,4	2,6	2,5	2,4
n_0	5,7	5,4	8,0	7,7	5,7	7,6	8,5	7,7	7,8	6,7
n_{II}	2,0	1,9	4,4	4,8	3,1	6,3	5,0	4,0	4,0	3,8

На основании данных табл. 4 и 5 можно получить некоторое представление о суточном ходе рассматриваемых элементов, так как для подробного анализа шести сроков в сутки с интервалами между сроками в 3 и 6 час. явно недостаточно.

В течение суток максимальные значения E_B наблюдаются в дневные часы, наиболее часто в срок 12 час. 30 мин., реже — в 15 час. 30 мин.; минимальные в большинстве случаев — в срок 0 час. 30 мин.; в зимние месяцы иногда происходит смещение минимума на срок 6 час. 30 мин. Максимум E_A в обоих пунктах чаще всего наблюдается также в срок 12 час. 30 мин., в ряде случаев происходит смещение на соседние сроки, 9 час. 30 мин. и 15 час. 30 мин. Минимальные значения E_A наблюдаются в различные сроки: 0 час. 30 мин., 6 час. 30 мин., 9 час. 30 мин. Наиболее заметные изменения E_B в течение суток отмечаются в летние месяцы при безоблачном небе, когда они достигают 50%. Относительные изменения E_A в течение суток наибольшие при переменной облачности, но и в этом случае они не превышают 20%.

Для иллюстрации суточного хода длинноволнового излучения при разных погодных условиях приведены табл. 2 и 3, в которых наряду

Таблица 4

Средние величины длинноволнового излучения в Тамды

Месяц и год		Время, час., мин.						Σ_T	$\Sigma_{T B_d}$
		0 30	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30		
IV 1964	E_A	0,42	0,45	0,51	0,53	0,52	0,46	20,3	-4,4
	E_B	0,51	0,52	0,60	0,65	0,62	0,56	24,7	
V	E_A	0,45	0,46	0,51	0,53	0,53	0,50	21,7	-8,4
	E_B	0,56	0,61	0,77	0,84	0,78	0,65	30,1	
VI	E_A	0,49	0,51	0,54	0,56	0,57	0,54	22,9	-8,8
	E_B	0,60	0,66	0,84	0,91	0,86	0,71	31,7	
VII	E_A	0,53	0,52	0,56	0,58	0,59	0,57	24,6	-9,7
	E_B	0,63	0,69	0,88	0,96	0,90	0,75	34,3	
VIII	E_A	0,51	0,50	0,52	0,55	0,55	0,54	23,4	-9,6
	E_B	0,63	0,65	0,84	0,92	0,87	0,71	33,0	
IX	E_A	0,45	0,44	0,47	0,50	0,50	0,47	20,3	-7,9
	E_B	0,56	0,57	0,76	0,83	0,74	0,61	28,2	
X	E_A	0,37	0,37	0,40	0,42	0,41	0,39	17,4	-6,7
	E_B	0,47	0,47	0,62	0,68	0,61	0,51	24,1	
XI	E_A	0,39	0,39	0,41	0,43	0,42	0,40	17,4	-3,9
	E_B	0,46	0,46	0,55	0,58	0,53	0,48	21,3	
XII	E_A	0,35	0,34	0,36	0,38	0,35	0,34	15,6	-3,5
	E_B	0,41	0,40	0,45	0,49	0,44	0,41	19,1	
I 1965	E_A	0,36	0,37	0,40	0,40	0,37	0,35	16,5	-2,7
	E_B	0,41	0,41	0,45	0,49	0,46	0,42	19,2	
II	E_A	0,34	0,34	0,37	0,38	0,37	0,35	14,3	-3,5
	E_B	0,42	0,41	0,48	0,53	0,49	0,44	17,8	
III	E_A	0,37	0,37	0,40	0,44	0,42	0,39	17,6	-6,1
	E_B	0,46	0,45	0,60	0,69	0,61	0,50	23,7	

Таблица 5

Средние месячные величины длинноволнового излучения в Омске

Месяц и год		Время, час., мин.					Σ_T	$\Sigma_T B_d$
		6 30	9 30	12 30	15 30	18 30		
I 1964 г.	E_A	0,35	0,36	0,36	0,35	0,34	15,7	-1,2
	E_B	0,37	0,38	0,39	0,38	0,37	16,9	
II	E_A	0,27	0,28	0,30	0,30	0,28	11,3	-2,4
	E_B	0,31	0,35	0,39	0,37	0,33	13,7	
III	E_A	0,33	0,34	0,35	0,34	0,33	14,9	-2,6
	E_B	0,36	0,41	0,44	0,42	0,38	17,5	
IV	E_A	0,38	0,39	0,40	0,41	0,39	16,8	-2,9
	E_B	0,43	0,48	0,49	0,48	0,45	19,7	
V	E_A	0,47	0,51	0,53	0,53	0,50	22,7	-3,0
	E_B	0,54	0,60	0,62	0,61	0,57	25,7	
VI	E_A	0,54	0,57	0,59	0,58	0,56	22,4	-1,5
	E_B	0,56	0,62	0,62	0,63	0,60	25,9	
VII	E_A	0,54	0,57	0,59	0,58	0,54	24,9	-2,1
	E_B	0,58	0,62	0,65	0,64	0,59	27,0	
VIII	E_A	0,52	0,56	0,60	0,58	0,53	24,1	-2,9
	E_B	0,58	0,62	0,65	0,64	0,59	27,0	
IX	E_A	0,47	0,50	0,53	0,52	0,48	21,2	-2,5
	E_B	0,52	0,58	0,60	0,58	0,54	23,7	
X	E_A	0,40	0,43	0,45	0,43	0,41	18,6	-2,0
	E_B	0,44	0,48	0,50	0,48	0,46	20,6	
XI	E_A	0,38	0,40	0,40	0,40	0,40	16,9	-1,4
	E_B	0,42	0,43	0,44	0,43	0,42	18,3	
XII	E_A	0,37	0,37	0,38	0,37	0,36	16,5	-1,1
	E_B	0,39	0,40	0,41	0,40	0,39	17,6	
I 1965 г.	E_A	0,34	0,35	0,35	0,33	0,33		
	E_B	0,36	0,37	0,39	0,37	0,36		
II	E_A	0,32	0,33	0,34	0,33	0,33		
	E_B	0,35	0,38	0,41	0,39	0,37		

Годовой ход длинноволновых составляющих радиационного баланса и основных метеорологических элементов по наблюдениям в Тамды (12 час. 30 мин.)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Безоблачно												
E_A	0,29	0,30	0,40	—	0,47	0,53	0,57	0,52	0,49	0,41	0,39	0,32
E_3	0,45	0,49	0,72	—	0,86	0,92	0,97	0,92	0,84	0,69	0,62	0,51
t_B	-7,3	-4,6	12,2	—	26,2	32,4	34,9	32,3	26,5	14,8	11,7	-0,7
t_{II}	-2	-1	31	—	49	56	59	53	44	29	20	5
e	2,0	2,4	4,3	—	5,5	7,4	10,4	10,4	8,3	4,4	4,6	2,8
Пасмурно												
E_A	0,45	0,49	0,46	0,54	—	0,64	—	—	—	—	0,47	0,46
E_3	0,48	0,50	0,59	0,57	—	0,67	—	—	—	—	0,50	0,47
t_B	0,8	4,8	9,2	14,6	—	24,9	—	—	—	—	4,4	0,4
t_{II}	4	2	6	20	—	27	—	—	—	—	9	3
e	5,5	5,2	7,0	9,5	—	18,6	—	—	—	—	6,0	5,5
Средние условия												
E_A	0,40	0,38	0,44	0,53	0,58	0,56	0,58	0,55	0,50	0,42	0,43	0,38
E_3	0,36	0,35	0,40	0,46	0,48	0,58	0,55	0,52	0,47	0,39	0,40	0,35
E_3	0,49	0,53	0,69	0,68	0,84	0,91	0,96	0,92	0,83	0,68	0,58	0,49
E_3	0,46	0,50	0,66	0,65	0,80	0,86	0,93	0,88	0,79	0,65	0,56	0,48
t_B	-0,1	2,3	12,4	17,2	27,0	32,0	34,7	32,7	26,1	15,3	11,4	-2,3
t_{II}	-2,5	5,8	24,6	28,4	47,7	54,4	58,6	53,6	44,0	29,0	17,0	4,2
e	4,2	4,4	5,2	8,8	7,5	8,3	10,6	10,0	9,4	5,2	5,1	3,7
n_0	8,0	6,8	5,3	7,9	5,2	3,3	2,3	1,4	1,2	1,5	5,8	6,2

Таблица 7

Годовой ход длинноволновых составляющих радиационного баланса
и основных метеорологических элементов по наблюдениям в Омске (12 час. 30 мин.)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Безоблачно												
E_A	—	0,28	0,30	0,38	0,50	0,58	—	—	0,54	—	0,30	0,30
E_B	—	0,39	0,44	0,50	0,68	0,67	—	—	0,67	—	0,39	0,38
t_B	—	-18,2	-12	-0,7	21,3	23,7	—	—	23,4	—	-14,8	-13,7
t_{II}	—	-15	-7	3	43	42	—	—	33	—	-13	-13
e	—	1,0	1,4	3,4	6,4	18,5	—	—	8,7	—	1,2	1,8
Пасмурно												
E_A	0,40	0,39	0,43	0,48	0,54	0,61	0,60	0,62	0,53	0,46	0,45	0,42
E_B	0,41	0,42	0,44	0,51	0,56	0,62	0,62	0,63	0,55	0,47	0,46	0,44
t_B	-9,5	-11,5	6,9	4,0	10,7	18,5	18,6	18,7	11,2	-0,8	-1,5	-3,4
t_{II}	-9	-9	-4	7	14	27	24	24	16	1	-1	-1,5
e	2,6	1,9	3,1	6,3	8,4	14,1	14,6	16,0	8,1	4,5	4,9	1,6
Средние условия												
E_A	0,36	0,30	0,35	0,40	0,53	0,59	0,59	0,60	0,53	0,45	0,40	0,38
E_A'	—	—	—	—	—	—	0,54	0,54	0,49	0,42	0,38	0,36
E_B	0,39	0,39	0,44	0,49	0,62	0,62	0,65	0,65	0,60	0,50	0,44	0,40
E_B'	—	—	—	—	—	—	0,62	0,63	0,58	0,48	0,42	0,39
t_B	-12,9	-17,3	-10,3	-0,8	16,5	19,8	21,8	19,9	15,2	2,5	-4,3	-9,6
t_{II}	-12,3	-14,3	-6,2	3,6	28,0	31,0	32,7	29,2	22,8	5,4	-3,9	-9,2
e	2,0	1,2	2,1	4,2	7,8	12,5	16,4	14,5	8,5	4,6	3,9	2,6
r_0	8,6	3,6	5,2	5,3	8,0	7,8	7,3	8,4	7,6	9,0	8,1	7,7

с суточным ходом E_A и E_B дан также суточный ход основных метеорологических элементов, определяющих их величину. В этих таблицах обращает на себя внимание некоторое подобие суточных ходов E_A и t_B , E_B и t_D .

Величины E_A и E_B , приведенные в табл. 4 и 5, позволяют определить величину длинноволнового баланса $B_D = E_A - E_B$. По средним месячным данным в Тамды длинноволновый баланс меняется от $-0,05$ до $-0,40$ кал/см²мин., при этом наблюдается удовлетворительное согласие величин B_D , полученных радиометром и балансомером. Как для ночных, так и для дневных величин в среднем выполняется соотношение $B_D^p = 1,07 B_D^b$, где B_D^p — длинноволновый баланс по радиометру, B_D^b — длинноволновый баланс по балансомеру. В Омске длинноволновый баланс изменяется от $-0,02$ до $-0,10$ кал/см²мин. Для ночных условий согласие величин B_D^p и B_D^b удовлетворительно, для дневных условий после введения поправок на чувствительность радиометра к коротковолновой радиации $B_D^p = 0,7 B_D^b$. Причину этого разногласия следует искать не только в систематических ошибках радиометра, но и в ошибках балансомера. По данным К. Д. Лебедевой и С. И. Сивкова [17] точность измерений балансомером в лучшем случае не выше 10%, а в отдельных случаях в зависимости от состояния приемной поверхности ошибка может достигать 20% и более.

Интересно сопоставить величины длинноволнового излучения, полученные в Омске и Тамды, с результатами измерений в других пунктах. К сожалению, сведений о средних месячных величинах длинноволнового излучения очень мало. В табл. 8 приводятся средние месячные величины излучения атмосферы, соответствующие ночному времени, для Дели и Пуны (Индия) по результатам измерений в 1958 г. пиргеомет-

Таблица 8

Средние месячные величины E_A кал/см² для ночного времени

Месяц	Дели	Пуна	Берген	Карадаг	Тамды
I	0,52	0,49	0,41	0,42	0,36
II	0,53	0,51	0,40	0,43	0,34
III	0,52	0,52	0,38	0,41	0,37
IV	0,57	0,53	0,41	0,45	0,42
V	0,59	0,54	0,44	0,47	0,45
VI	0,65	0,54	0,48	0,52	0,49
VII	0,64	0,58	0,50	0,54	0,53
VIII	0,62	0,58	0,51	0,54	0,51
IX	0,62	0,56	0,51	0,49	0,45
X	0,52	0,54	0,49	0,48	0,37
XI	0,45	0,52	0,50	0,44	0,39
XII	—	0,49	0,43	0,42	0,35

ром Онгстрема [18]; для Карадага (Крым) по результатам измерений в 1953—1956 г. эффективным пиранометром; для Бергена (Норвегия) по результатам измерений в 1958 г. балансомером Шульца [19]; для Тамды по результатам измерений радиометром.

Из табл. 8 следует, что географическая изменчивость средних месячных величин E_A сравнительно невелика. Имеющиеся расхождения могут быть вызваны не только несоответствием условий наблюдений, но и различием методики.

Заключение

Преимущества радиометра с фильтром KRS-5 перед сетевыми стандартными актинометрическими приемниками заключаются в том, что: 1) благодаря применению фильтра исключается непосредственное влияние ветра на показания прибора; 2) односторонняя приемная поверхность и регистрация температуры холодных спаев позволяет определить отдельно длинноволновые потоки радиации; 3) спектральные свойства радиометра позволяют определить длинноволновый нисходящий поток при безоблачном небе с точностью 1—3% (при условии затенения приемной поверхности от прямых солнечных лучей).

Основным недостатком прибора является его чувствительность к коротковолновой радиации, которая приводит к тому, что в дневное время определение длинноволновых потоков сопровождается систематическими ошибками, величина которых зависит от метеорологических условий. Наибольшие ошибки, около 17%, отмечаются при определении противоизлучения при облачном небе.

Имеющиеся недоработки в конструкции прибора (отсутствие сушилки и герметичности), вызывающие конденсирование водяного пара под колпаком, являются дополнительным источником возможных ошибок.

Длительное пребывание прибора в естественных условиях приводит к изменению свойств фильтра (фильтр покрывается желто-зеленой непрозрачной пленкой), особенно заметно проявляющемуся при наблюдении над морем.

Результаты измерений радиометром KRS-5 дают правильное представление о качественных изменениях длинноволновых потоков под влиянием метеорологических условий. Для установления точных количественных закономерностей точность измерений недостаточна.

Сравнение результатов измерений с расчетными данными для Тамды показывает удовлетворительное согласие, для Омска — систематическое преувеличение измеренных величин противоизлучения атмосферы и удовлетворительное согласие для восходящего потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козырев Б. П. и Кропоткин М. А. Исследование диффузного отражения белых покрытий сильно поглощающих инфракрасное излучение. Оптика и спектроскопия, т. 14, вып. 152, 1963.
2. Войткова Т. Д. Некоторые данные о диффузном отражении покрытий приемников актинометрических приборов. Труды ГГО, вып. 172, 1965.
3. Optical materials for infrared instrumentation. The University of Michigan, Report, no. 2389-II-S, January 1959.
4. Р. Смит, Ф. Джонс, В. Чесмер. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. Изд. иностр. лит., М., 1959.
5. Барашкова Е. П. Спектральные свойства радиометра с фильтром KRS-5. Результаты исследований по международным геофизическим проектам. Метеорологические исследования № 15. Изд. «Наука», М., 1966.
6. Гаевский В. Л. Исследование длинноволнового излучения атмосферы. Труды ГГО, вып. 100, 1960.
7. Войткова Т. Д. Расчет полусферического излучателя для градуировки пиргеометров. Труды ГГО, вып. 152, 1964.
8. Барашкова Е. П., Васищева М. А., Коблова З. П. Методы и результаты градуировки радиометров. Результаты исследований по международным геофизическим проектам. Метеорологические исследования № 15. Изд. «Наука», М., 1966.
9. Результаты сравнений приемников длинноволновой радиации. ГГО, Л., 1964.
10. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеоздат, Л., 1956.

11. Swinbank W. S. Long-wave radiation from clear skies. Q. J. Roy. Met. Soc., v. 89, no. 381, 1963.
12. Ковалева Е. Д. О расчете эффективного излучения земной поверхности и противозлучения атмосферы. Труды ГГО, вып. 27 (88), 1951.
13. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
14. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю. О тепловом излучении 9,6 мк полосы поглощения озона в атмосфере. Сб. «Проблемы физики атмосферы», № 2. Изд. ЛГУ, 1963.
15. Логинова З. А. К вопросу о температуре подстилающей поверхности. Автореферат диссертации, ЛГУ, 1956.
16. Материалы наблюдений Главной Геофизической Обсерватории им. А. И. Воейкова. Метеорологические и актинометрические наблюдения на метеостанции Воейково за 1957 г.
17. Лебедева К. Д., Сивков С. И. О точности измерений радиационного баланса термоэлектрическим балансомером. Труды ГГО, вып. 129, 1962.
18. Mani A., Chacko O. Studies of nocturnal radiation at Poona and Delhi. Indian J. Met. a. Geophys., v. 14, no. 2, 1963.
19. H. Schieldrup Paulsen a. K. A. Torheim Atmospheric radiation in Bergen, December 1957 — June 1958. Arbok for Universitetet, I, Bergen, Mat.-Naturv. Serie, N 11, 1964.

К. С. ШИФРИН, М. М. ЧЕРНЯК

РАССЕЯНИЕ И ОСЛАБЛЕНИЕ САНТИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАПЛЯМИ ВОДЫ

Приведены результаты расчетов поперечников рассеяния, поглощения и ослабления для длин волн в диапазоне 0,8 мм — 8,5 см при температурах $-10,0$ и 10° С как для отдельных капель, так и для осадков различной интенсивности.

Введение

Рассеяние радиоволн каплями облаков и осадков уже много лет интенсивно исследуется как радиофизиками, так и радиометеорологами. Для решения проблем радиолокации в этой области необходимо знать величины поперечников обратного рассеяния отдельных капель и коэффициентом ослабления. Много таких данных в настоящее время опубликовано [3]—[6]. Однако в последние годы возник ряд задач, для решения которых указанных характеристик явно недостаточно. Например, для исследования процесса переноса микроволновой радиации в планетных атмосферах и вообще в различных мутных средах, помимо коэффициентов ослабления, нужно знать коэффициенты рассеяния и поглощения, индикатрису рассеяния. С этой целью и выполнены расчеты, результаты которых рассматриваются здесь и в [12]. В настоящей работе приводятся данные о коэффициентах рассеяния, ослабления и поглощения отдельными каплями воды для длин волн 0,8; 1,35; 1,6; 2,5; 3,2; 4; 5,6; 8,5 см при температурах $-10, 0, 10, 20^\circ$ С. В расчетах охвачен весь спектр размеров капель, встречающихся в осадках (с диаметром до 6,60 мм). Приводятся также данные о полидисперсных коэффициентах рассеяния и ослабления в осадках различной интенсивности. Часть из приведенных данных рассчитывалась ранее другими авторами. Однако при этом либо использовались менее надежные значения характеристик воды, либо не были рассмотрены значения температур и длин волн, которые изучены нами.

§ 1. Исходные параметры и формулы для расчетов

Исходными для расчета рассеяния и поглощения радиоволн каплями воды являются данные о комплексном показателе преломления $m = n - ik$. Хотя простая теория, в свое время предложенная Дебаем, в настоящее время значительно усовершенствована, формулы, предложенные им, по-видимому, дают результаты, которые лучше других совпадают с экспериментальными данными для воды в интересующей нас

спектральной области. Для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = m^2 = \epsilon' - i\epsilon''; \quad \epsilon' = n^2 - \kappa^2; \quad \epsilon'' = 2n\kappa \quad (1)$$

имеем

$$\epsilon' = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{1 + \omega^2\tau^2}; \quad \epsilon'' = (\epsilon_s - \epsilon_0) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (2)$$

Из соотношений (1) можно определить n и κ для любых частот ω .

В формулах Дебая молекула описывается тремя параметрами: τ — время релаксации, ϵ_s — статическая диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 — часть диэлектрической проницаемости, которая обусловлена атомной и электронной поляризацией (она считается независимой от температуры и частоты). Время релаксации и статическая диэлектрическая проницаемость ϵ_s являются функциями температуры. Согласно Дебаю, зависимость τ от температуры в предположении, что молекула является сферой с радиусом a , имеет следующий вид:

$$\tau = \frac{4\pi a^3}{k} \frac{\eta}{T},$$

где η — коэффициент вязкости, k — постоянная Больцмана. Экспериментальная проверка этой формулы [9] показала, что зависимость τ от η/T с большой точностью укладывается на прямую линию.

Что касается зависимости ϵ_s от T , то на

основании теоретических и экспериментальных данных [11] она может быть выражена формулой

$$\epsilon_s = \frac{\text{const}}{T}.$$

Через τ и ϵ_s от температуры зависят n и κ .

На рис. 1 приведены значения n и κ как функции длины волны для температур $-10, 10, 20^\circ$. Экспериментальные исследования поглощения водой сантиметровых и миллиметровых волн [7]—[10] показали, что формулы Дебая с одним временем релаксации пригодны для расчета диэлектрических постоянных воды в этом диапазоне. Значения параметров $\epsilon_0, \epsilon_s, \tau$, входящих в формулы Дебая, были получены в работах Секстона, Лейна, Колли [7]—[10]. В расчетах ниже мы приняли данные, приведенные в табл. 1.

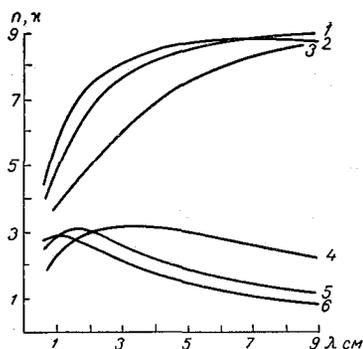


Рис. 1. Зависимость показателей преломления и поглощения от длины волны.

Кривые 3, 4 соответствуют -10° ; 1, 5 — 10° ; 2, 6 — 20° .

Таблица 1

$T^\circ\text{C}$	ϵ_s	ϵ_0	$\tau \cdot 10^{12}$ сек.
-10	92,3	4,9	27,5
0	88,2	5,5	18,7
10	84,2	5,5	13,6
20	80,4	5,5	10,1

Значения n и κ , вычисленные нами по данным табл. 1, приведены в табл. 2. При этом поскольку дальше во всех расчетах мы сохраняли не менее четырех знаков, мы приводим столько же знаков для n и κ , хотя исходные значения в табл. 1 в некоторых случаях содержат два знака.

Таблица 2

λ см	$T = -10^\circ$		$T = 0^\circ$		$T = 10^\circ$		$T = 20^\circ$	
	n	κ	n	κ	n	κ	n	κ
0,8	3,304	1,995	3,951	2,371	4,509	2,626	5,043	2,755
1,35	4,136	2,578	5,028	2,857	5,755	2,928	6,359	2,825
1,60	4,480	2,750	5,446	2,958	6,202	2,933	6,785	2,739
2,5	5,557	3,078	6,480	3,034	7,158	2,759	7,647	2,379
3,2	6,234	3,134	7,288	2,834	7,860	2,400	8,138	1,964
4,0	6,859	3,082	7,684	2,689	8,126	2,216	8,339	1,756
5,6	7,741	2,816	8,345	2,250	8,575	1,749	8,623	1,334
8,5	8,588	2,262	8,924	1,578	8,929	1,148	8,824	0,861

Расчеты поперечников рассеяния и ослабления производились по формулам [1]:

$$K_0 = \frac{k}{\pi a^2} = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n(n+1)(c_n - b_n), \quad (1)$$

$$K_p = \frac{k_p}{\pi a^2} = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2(n+1)^2}{2n+1} (|c_n|^2 + |b_n|^2). \quad (2)$$

Коэффициенты c_n и b_n выражаются через функции Бесселя и Ханкеля от аргументов ρ и $m\rho$. Для малых частиц, если $\rho \ll 1$ и $|m|\rho \ll 1$, формулы (1) и (2) переходят в следующие:

$$\frac{Q}{\pi z^2} = K = \frac{8\pi a}{\lambda} Jm \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right); \quad (3)$$

$$K_p = \frac{12\pi^4 a^4}{\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2. \quad (4)$$

Основную массу капель облаков, размеры которых не превышают 100 мк, можно считать «малыми» и расчеты K , K_p проводить по формулам (3) и (4). При $\rho > 0,10$ расчеты необходимо проводить по полным формулам (1) и (2).

Таким образом, для большинства капель, встречающихся в осадках, расчеты необходимо проводить по формулам (1) и (2).

§ 2. Зависимость поперечников ослабления и рассеяния от размеров капель и температуры

Результаты расчетов поперечников рассеяния и ослабления приведены в табл. 3. Данные этой таблицы иллюстрируются графиками на рис. 2 и 3.

Для рассматриваемого диапазона размеров капель поперечник ослабления представляет возрастающую функцию радиуса с незначительными колебаниями в области больших размеров. Помимо крупных

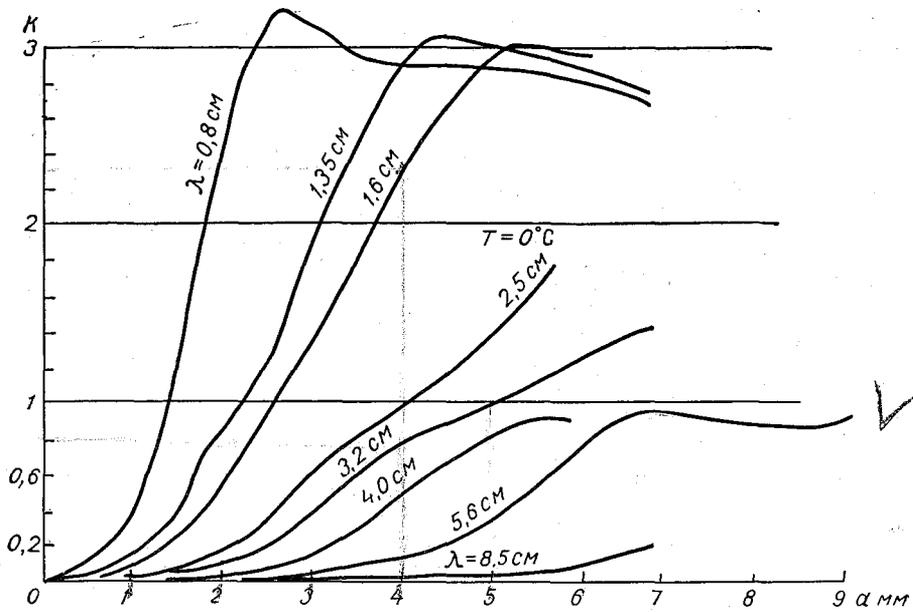


Рис. 2. Зависимость поперечника ослабления для различных длин волн от размеров капель ($T=0^\circ$).

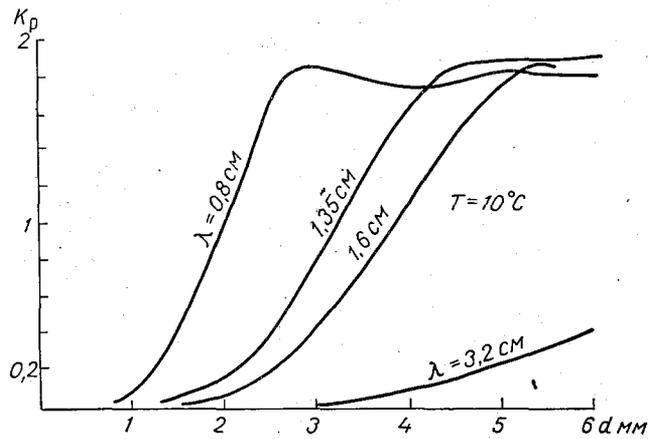


Рис. 3. Зависимость поперечника рассеяния различных λ от размеров капель ($T=10^\circ$).

Таблица 3

ρ	T = -10°		T = 0°		T = 10°		T = 20°	
	K	K _p	K	K _p	K	K _p	K	K _p

λ = 0,8 см

	m = 3,3038 - i 1,9949	m = 3,9551 - i 2,3710	m = 4,509 - i 2,626	m = 5,043 - i 2,755				
0,10	0,0652	0,0002	0,0487	0,0002	0,0395	0,0002	0,0331	0,0002
0,11	0,0724	0,0003	0,0544	0,0003	0,0445	0,0004	0,0375	0,0004
0,12	0,0798	0,0005	0,0604	0,0005	0,0497	0,0005	0,0422	0,0005
0,13	0,0874	0,0006	0,0666	0,0007	0,0552	0,0007	0,0474	0,0007
0,14	0,0953	0,0009	0,0732	0,0009	0,0612	0,0009	0,0529	0,0010
0,15	0,1035	0,0011	0,0801	0,0012	0,0675	0,0012	0,0590	0,0013
0,16	0,1120	0,0015	0,0874	0,0016	0,0743	0,0016	0,0655	0,0016
0,17	0,1208	0,0019	0,0951	0,0020	0,0816	0,0021	0,0727	0,0021
0,18	0,1300	0,0024	0,1032	0,0025	0,0894	0,0026	0,0804	0,0026
0,19	0,1396	0,0030	0,1118	0,0032	0,0978	0,0032	0,0889	0,0033
0,20	0,1496	0,0037	0,1210	0,0039	0,1068	0,0040	0,0981	0,0040
0,25	0,2072	0,0091	0,1762	0,0097	0,1635	0,0100	0,1579	0,0102
0,30	0,2808	0,0194	0,2516	0,0208	0,2445	0,0215	0,2470	0,0218
0,35	0,3759	0,0371	0,3538	0,0399	0,3574	0,0413	0,3737	0,0423
0,40	0,4984	0,0655	0,4893	0,0708	0,5076	0,0738	0,5406	0,0759
0,50	0,8496	0,1718	0,8768	0,1887	0,9147	0,1987	0,9551	0,2059
0,60	1,3638	0,3788	1,4080	0,4207	1,4180	0,4426	1,4140	0,4549
0,70	2,0074	0,7132	2,0284	0,7879	1,9898	0,8152	1,9416	0,8209
0,80	2,6538	1,1313	2,6314	1,2187	2,5439	1,2329	2,4627	1,2212
1,00	3,3112	1,7053	3,2032	1,7497	3,1015	1,7619	3,0220	1,7655
1,20	3,1760	1,7293	3,0897	1,7914	3,0344	1,8374	2,9900	1,8629
1,30	3,0652	1,6811	2,9920	1,7543	2,9422	1,8023	2,8997	1,8266
1,50	2,9674	1,6312	2,8900	1,7037	2,8314	1,7429	2,7835	1,7617
1,70	2,9892	1,6620	2,9081	1,7298	2,8456	1,7644	2,7940	1,7802
2,00	2,9642	1,7066	2,9013	1,7791	2,8503	1,8170	2,8063	1,8351
2,20	2,8979	1,6928	2,8378	1,7635	2,7907	1,8019	2,7507	1,8212
2,40	2,8533	1,6771	2,7902	1,7434	2,7418	1,7796	2,7015	1,7979
2,60	2,8363	1,6774	2,7736	1,7413	2,7249	1,7758	2,6839	1,7928

λ = 1,35 см

	m = 4,1359 - i 2,5782	m = 5,028 - i 2,857	m = 5,755 - i 2,928	m = 6,359 - i 2,825				
0,10	0,0457	0,0002	0,0336	0,0002	0,0272	0,0002	0,0230	0,0002
0,11	0,0511	0,0004	0,0380	0,0004	0,0313	0,0004	0,0267	0,0004
0,12	0,0569	0,0005	0,0429	0,0005	0,0357	0,0005	0,0309	0,0005
0,13	0,0629	0,0007	0,0481	0,0007	0,0406	0,0007	0,0355	0,0007
0,14	0,0693	0,0009	0,0538	0,0010	0,0461	0,0010	0,0408	0,0010
0,15	0,0761	0,0012	0,0599	0,0013	0,0521	0,0013	0,0467	0,0013
0,16	0,0833	0,0016	0,0666	0,0016	0,0587	0,0017	0,0534	0,0017
0,17	0,0909	0,0021	0,0739	0,0021	0,0661	0,0021	0,0610	0,0021
0,18	0,0991	0,0026	0,0818	0,0026	0,0743	0,0027	0,0694	0,0027
0,19	0,1077	0,0032	0,0904	0,0033	0,0834	0,0033	0,0789	0,0033
0,20	0,1170	0,0040	0,0998	0,0041	0,0934	0,0041	0,0896	0,0041
0,25	0,1734	0,0100	0,1604	0,0102	0,1612	0,0104	0,1651	0,0104
0,30	0,2515	0,0213	0,2502	0,0220	0,2670	0,0224	0,2898	0,0227
0,35	0,3579	0,0409	0,3764	0,0425	0,4177	0,0437	0,4708	0,0448
0,40	0,4983	0,0728	0,5405	0,0763	0,6043	0,0791	0,6306	0,0819
0,50	0,8892	0,1946	0,9440	0,2065	0,9852	0,2146	1,0161	0,2212
0,60	1,4048	0,4330	1,3977	0,4552	1,3724	0,4626	1,3509	0,4634
0,70	2,0039	0,8047	1,9261	0,8218	1,8523	0,8119	1,7942	0,7943
0,80	2,5906	1,2337	2,4517	1,2264	2,3406	1,2009	2,2622	1,1773
1,00	3,1626	1,7721	3,0233	1,7803	2,9418	1,7846	2,8898	1,7810
1,20	3,0701	1,8286	2,9904	1,8756	2,9352	1,8913	2,8920	1,8884
1,30	2,9736	1,7909	2,8991	1,8380	2,8465	1,8534	2,8077	1,8535
1,50	2,8667	1,7344	2,7822	1,7717	2,7278	1,7854	2,6906	1,7874
1,70	2,8847	1,7590	2,7936	1,7903	2,7345	1,8006	2,6934	1,7998

ρ	T = -10°		T = 0°		T = 10°		T = 20°	
	K	K _p	K	K _p	K	K _p	K	K _p

λ = 1,6 cm

	m = 4,4803 - i 2,7500		m = 5,446 - i 2,958		m = 6,202 - i 2,933		m = 6,785 - i 2,739	
0,10	0,0403	0,0002	0,0298	0,0002	0,0243	0,0002	0,0205	0,0002
0,11	0,0453	0,0004	0,0340	0,0004	0,0282	0,0004	0,0241	0,0004
0,12	0,0506	0,0005	0,0386	0,0005	0,0325	0,0005	0,0281	0,0005
0,13	0,0563	0,0007	0,0437	0,0007	0,0373	0,0007	0,0327	0,0007
0,14	0,0624	0,0009	0,0493	0,0010	0,0427	0,0010	0,0379	0,0010
0,15	0,0688	0,0013	0,0554	0,0013	0,0487	0,0013	0,0438	0,0013
0,16	0,0758	0,0016	0,0621	0,0017	0,0555	0,0017	0,0506	0,0017
0,17	0,0832	0,0021	0,0694	0,0021	0,0631	0,0021	0,0583	0,0021
0,18	0,0912	0,0026	0,0775	0,0027	0,0716	0,0027	0,0671	0,0027
0,19	0,0998	0,0033	0,0864	0,0033	0,0812	0,0034	0,0771	0,0034
0,20	0,1090	0,0040	0,0962	0,0041	0,0918	0,0041	0,0884	0,0041
0,25	0,1667	0,0101	0,1610	0,0103	0,1659	0,0104	0,1711	0,0105
0,30	0,2487	0,0217	0,2595	0,0223	0,2852	0,0227	0,3142	0,0231
0,35	0,3618	0,0418	0,3983	0,0433	0,4550	0,0446	0,5228	0,0460
0,40	0,5103	0,0746	0,5735	0,0780	0,6534	0,0811	0,7436	0,0847
0,50	0,9075	0,2002	0,9636	0,2114	0,9974	0,2191	1,0190	0,2254
0,60	1,4011	0,4445	1,3779	0,4603	1,3472	0,4630	1,3248	0,4601
0,70	1,9708	0,8176	1,8778	0,8182	1,8021	0,8007	1,7461	0,7802
0,80	2,5324	1,2391	2,3821	1,2146	2,2783	1,1877	2,2138	1,1679
1,00	3,0982	1,7823	2,9732	1,7883	2,9017	1,7884	2,8566	1,7795
1,20	3,0248	1,8568	2,9577	1,8914	2,9028	1,8962	2,8623	1,8873
1,30	2,9249	1,8191	2,8674	1,8530	2,8170	1,8599	2,7828	1,8561

λ = 2,5 cm

	m = 5,5572 - i 3,0779		m = 6,6423 - i 2,9864		m = 7,3348 - i 2,6797		m = 7,7492 - i 2,2904	
0,10	0,0292	0,0002	0,0222	0,0002	0,0182	0,0002	0,0151	0,0002
0,11	0,0335	0,0004	0,0260	0,0004	0,0216	0,0004	0,0182	0,0004
0,12	0,0381	0,0005	0,0303	0,0005	0,0256	0,0005	0,0217	0,0005
0,13	0,0432	0,0007	0,0351	0,0007	0,0302	0,0007	0,0258	0,0007
0,14	0,0489	0,0010	0,0407	0,0010	0,0355	0,0010	0,0307	0,0010
0,15	0,0551	0,0013	0,0469	0,0013	0,0416	0,0013	0,0364	0,0013
0,16	0,0619	0,0017	0,0540	0,0017	0,0487	0,0017	0,0430	0,0017
0,17	0,0694	0,0021	0,0620	0,0021	0,0569	0,0021	0,0509	0,0021
0,18	0,0777	0,0027	0,0711	0,0027	0,0664	0,0027	0,0600	0,0027
0,19	0,0869	0,0034	0,0814	0,0034	0,0773	0,0034	0,0708	0,0034
0,20	0,0970	0,0041	0,0930	0,0042	0,0898	0,0042	0,0833	0,0042
0,25	0,1639	0,0104	0,1756	0,0106	0,1858	0,0107	0,1864	0,0108
0,30	0,2655	0,0225	0,3114	0,0231	0,3600	0,0237	0,3988	0,0244
0,35	0,4067	0,0437	0,4996	0,0457	0,6049	0,0480	0,7210	0,0510
0,40	0,5806	0,0787	0,6972	0,0834	0,8100	0,0886	0,9264	0,0950
0,45	0,7679	0,1332	0,8549	0,1111	0,9093	0,1481	0,9471	0,1553
0,50	0,9543	0,2127	0,9843	0,2221	0,9884	0,2281	0,9884	0,2331
0,60	1,3564	0,4610	1,3078	0,4599	1,2737	0,4507	1,2493	0,4383
0,70	1,8503	0,8175	1,7451	0,7906	1,6813	0,7679	1,6430	0,7500

λ = 3,2 cm

	m = 6,2338 - i 3,1342		m = 7,288 - i 2,834		m = 7,860 - i 2,400		m = 8,138 - i 1,964	
0,10	0,0248	0,0003	0,0191	0,0003	0,0154	0,0003	0,0126	0,0003
0,11	0,0288	0,0004	0,0226	0,0004	0,0186	0,0004	0,0153	0,0004
0,12	0,0333	0,0005	0,0268	0,0005	0,0223	0,0005	0,0184	0,0005
0,13	0,0383	0,0007	0,0315	0,0007	0,0266	0,0007	0,0222	0,0007
0,14	0,0440	0,0010	0,0371	0,0010	0,0317	0,0010	0,0266	0,0010
0,15	0,0503	0,0013	0,0434	0,0013	0,0377	0,0013	0,0319	0,0013
0,16	0,0573	0,0017	0,0508	0,0017	0,0447	0,0017	0,0381	0,0017
0,17	0,0653	0,0021	0,0592	0,0022	0,0530	0,0022	0,0456	0,0021

p	T = -10°		T = 0°		T = 10°		T = 20°	
	K	K _p	K	K _p	K	K _p	K	K _p
	<i>m</i> = 6,2338 - <i>i</i> 3,1342		<i>m</i> = 7,288 - <i>i</i> 2,834		<i>m</i> = 7,860 - <i>i</i> 2,400		<i>m</i> = 8,138 - <i>i</i> 1,964	
0,18	0,0742	0,0027	0,0690	0,0027	0,0627	0,0027	0,0545	0,0027
0,19	0,0841	0,0034	0,0802	0,0034	0,0741	0,0034	0,0650	0,0034
0,20	0,0952	0,0042	0,0930	0,0042	0,0875	0,0042	0,0776	0,0042
0,25	0,1717	0,0105	0,1896	0,0107	0,1968	0,0108	0,1885	0,0109
0,30	0,2920	0,0229	0,3586	0,0237	0,4173	0,0246	0,4522	0,0255
0,35	0,4571	0,0449	0,5866	0,0477	0,7260	0,0513	0,8785	0,0560
0,40	0,6422	0,0814	0,7780	0,0876	0,8961	0,0945	1,0148	0,1031
0,50	0,9662	0,2184	0,9722	0,2261	0,9651	0,2305	0,9627	0,2350
0,60	1,3179	0,4616	1,2658	0,4518	1,2300	0,4372	1,1977	0,4205
0,70	1,7775	0,8036	1,6825	0,7741	1,6360	0,7560	1,6128	0,7432
0,80	2,2643	1,1994	—	—	2,1417	1,1738	2,1509	1,1833

λ = 4,0 cm

	<i>m</i> = 6,8588 - <i>i</i> 3,0821		<i>m</i> = 7,8109 - <i>i</i> 2,6045		<i>m</i> = 8,2414 - <i>i</i> 2,1023		<i>m</i> = 8,3988 - <i>i</i> 1,6676	
0,10	0,0217	0,0003	0,0166	0,0003	0,0132	0,0003	—	0,0003
0,11	0,0255	0,0004	0,0199	0,0004	0,0160	0,0004	0,0129	0,0004
0,12	0,0298	0,0005	0,0238	0,0005	0,0194	0,0005	0,0156	0,0005
0,13	0,0348	0,0007	0,0285	0,0007	0,0234	0,0007	0,0190	0,0007
0,14	0,0405	0,0010	0,0339	0,0010	0,0281	0,0010	0,0230	0,0010
0,15	0,0470	0,0013	0,0402	0,0013	0,0338	0,0013	0,0277	0,0013
0,16	0,0544	0,0017	0,0477	0,0017	0,0406	0,0017	0,0334	0,0017
0,17	0,0628	0,0022	0,0564	0,0022	0,0486	0,0022	0,0403	0,0022
0,18	0,0724	0,0027	0,0666	0,0027	0,0582	0,0027	0,0486	0,0027
0,19	0,0832	0,0034	0,0784	0,0034	0,0696	0,0034	0,0586	0,0034
0,20	0,0955	0,0042	0,0923	0,0042	0,0832	0,0042	0,0706	0,0042
0,25	0,1837	0,0106	0,2031	0,0108	0,2027	0,0110	0,1839	0,0110
0,30	0,3280	0,0233	0,4132	0,0244	0,4763	0,0257	0,4974	0,0268
0,35	0,5202	0,0463	0,6871	0,0503	0,8640	0,0557	1,0582	0,0629
0,40	0,7066	0,0844	0,8461	0,0922	0,9563	0,1008	1,0658	0,1114
0,45	0,8449	0,1421	0,8874	0,1509	0,8952	0,1585	0,8921	0,1669
0,50	0,9629	0,2225	0,9514	0,2280	0,9416	0,2309	0,9449	0,2352

λ = 5,6 cm

	<i>m</i> = 7,7411 - <i>i</i> 2,8156		<i>m</i> = 8,4351 - <i>i</i> 1566		<i>m</i> = 8,6470 - <i>i</i> 1,6429		<i>m</i> = 8,6562 - <i>i</i> 1,2597	
4.10 9 1.2 2.0 2.5 3.0 3.5 4.0 4.5 5.0	0,0177	0,0003	0,0131	0,0003	0,0101	0,0003	0,0079	0,0003
0,11	0,0213	0,0004	0,0161	0,0004	0,0124	0,0004	0,0097	0,0004
0,12	0,0254	0,0005	0,0195	0,0005	0,0152	0,0005	0,0119	0,0005
0,13	0,0303	0,0007	0,0237	0,0007	0,0186	0,0007	0,0146	0,0007
0,14	0,0360	0,0010	0,0287	0,0010	0,0226	0,0010	0,0178	0,0010
0,15	0,0427	0,0013	0,0347	0,0013	0,0275	0,0013	0,0217	0,0013
0,16	0,0505	0,0017	0,0418	0,0017	0,0335	0,0017	0,0264	0,0017
0,17	0,0596	0,0023	0,0504	0,0022	0,0406	0,0022	0,0322	0,0022
0,18	0,0702	0,0027	0,0606	0,0027	0,0493	0,0027	0,0391	0,0027
0,19	0,0825	0,0034	0,0728	0,0034	0,0599	0,0034	0,0477	0,0034
0,20	0,0967	0,0042	0,0875	0,0042	0,0728	0,0042	0,0582	0,0042
0,25	0,2075	0,0108	0,2183	0,0111	0,1989	0,0112	0,1651	0,0112
0,30	0,4057	0,0243	0,5157	0,0262	0,5671	0,0280	0,5419	0,0292
0,35	0,6497	0,0495	0,8818	0,0566	1,1323	0,0666	1,4159	0,0805
0,40	0,8011	0,0902	0,9134	0,1005	0,9889	0,1115	1,0704	0,1249
10,45	0,8615	0,1484	0,8581	0,1568	0,8400	0,1650	0,8154	0,1748
12.5 5.0	0,9374	0,2259	0,9158	0,2271	0,9165	0,2281	0,9444	0,2337

ρ	$T = -10^\circ$		$T = 0^\circ$		$T = 10^\circ$		$T = 20^\circ$	
	K	K_p	K	K_p	K	K_p	K	K_p

$\lambda = 8,5 \text{ см}$

	$m = 8,5876 - i 2,2615$	$m = 8,924 - i 1,578$	$m = 8,929 - i 1,148$	$m = 8,824 - i 0,861$
0,10	0,0135	0,0003	0,0095	0,0003
0,11	0,0165	0,0004	0,0117	0,0004
0,12	0,0202	0,0005	0,0145	0,0005
0,13	0,0246	0,0007	0,0179	0,0007
0,14	0,0299	0,0010	0,0219	0,0010
0,15	0,0363	0,0013	0,0269	0,0013
0,16	0,0439	0,0017	0,0329	0,0017
0,17	0,0531	0,0022	0,0403	0,0022
0,18	0,0641	0,0028	0,0494	0,0028
0,19	0,0773	0,0034	0,0605	0,0034
0,20	0,0932	0,0043	0,0743	0,0043
0,25	0,2348	0,0112	0,2157	0,0115
0,30	0,5449	0,0265	0,6627	0,0300
0,35				

колебаний, кривые ослабления при расчетах с малым шагом по ρ обнаруживают мелкомасштабную рябь. Это так называемая «тонкая структура» ослабления, обязанная своим происхождением интерференции в процессе рассеяния [1].

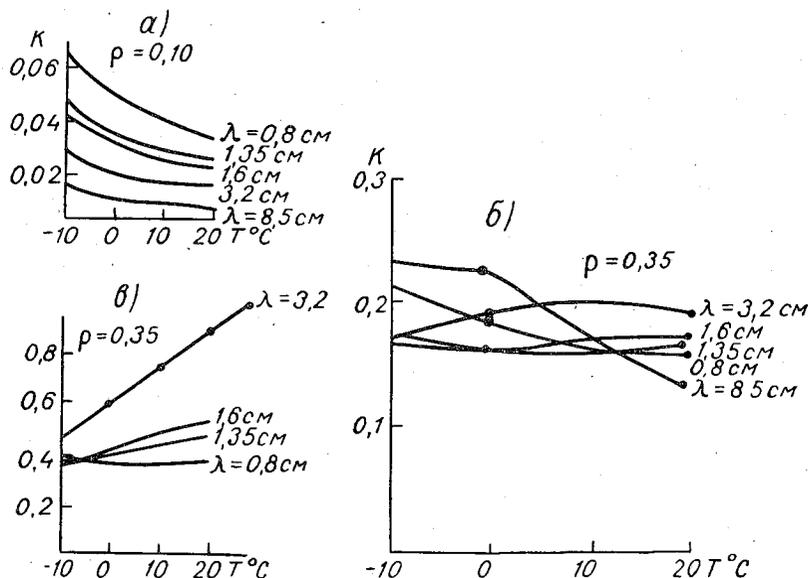


Рис. 4. Температурная зависимость поперечника ослабления при постоянном ρ .

а) $\rho = 0,10$, б) $\rho = 0,25$, в) $\rho = 0,35$

Зависимость поперечников рассеяния и ослабления от температуры для заданного значения ρ связано с изменением комплексного показателя преломления. Для иллюстрации мы приводим рис. 4, где дана зависимость K от T для разных ρ .

Разнообразные зависимости K от T связаны с тем, что K выражается через осциллирующие функции Бесселя. Для значений ρ , лежа-

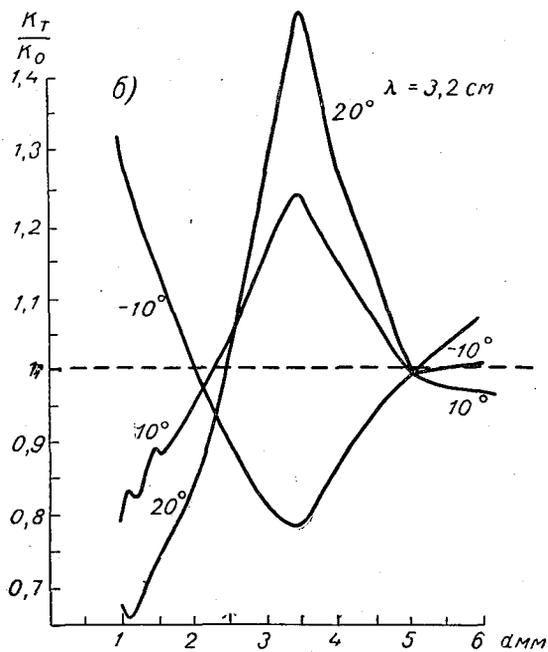
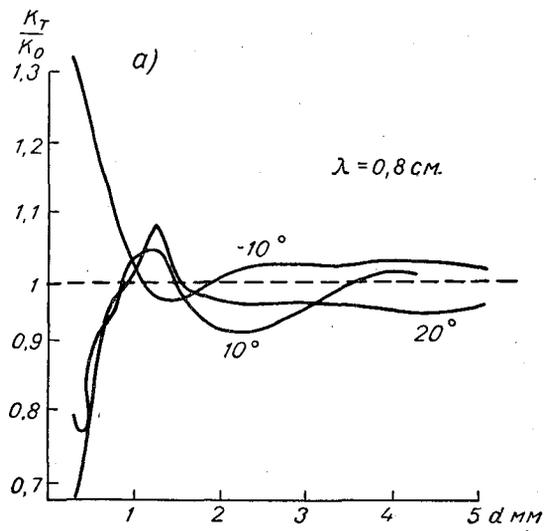


Рис. 5. Температурная зависимость поперечника ослабления от диаметра капель.
а) $\lambda = 0,8 \text{ см}$, б) $\lambda = 3,2 \text{ см}$.

щих в интервале 0,10—0,30, поперечник ослабления уменьшается с ростом температуры. Это хорошо видно из формулы (3). Верхней границей этой области для волн длиной 1,6—8,5 см будет $\rho=0,20$. Для $\lambda=0,8$ см поперечник ослабления растет в интервале $0,40 \leq \rho \leq 0,60$ и убывает при $0,80 \leq \rho \leq 2,60$. Для волн длиной 1,35—3,2 см рост поперечника начинается от $\rho=0,25 \div 0,35$ до $\rho=0,50$. Дальше K снова начинает уменьшаться. С увеличением d коэффициент рассеяния постепенно приближается к своему асимптотическому значению $K=2$. Соответственно он перестает зависеть от n и κ и, следовательно, от T . Это отчетливо видно на рис. 5, где $\frac{K_T}{K_0} \rightarrow 1$ для всех температур.

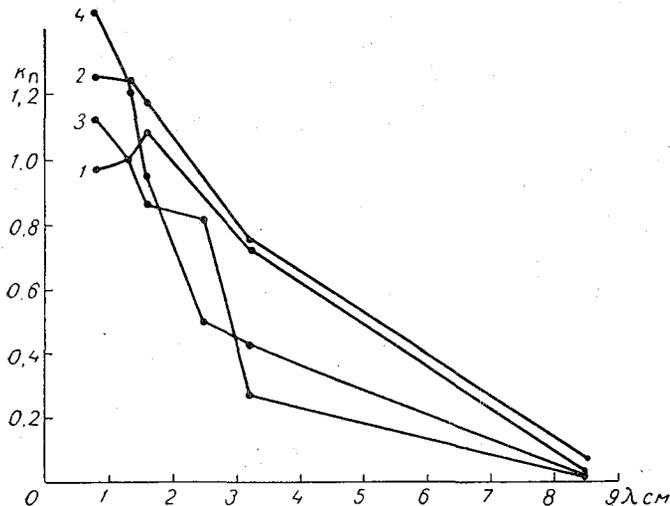


Рис. 6. Поперечник поглощения как функция длины волны.
 1 — $d=5,1$ мм, $T=20^\circ$; 2 — $d=5,1$ мм, $T=-10^\circ$; 3 — $d=3,1$ мм, $T=20^\circ$;
 4 — $d=3,1$ мм, $T=-10^\circ$.

На рис. 5 иллюстрируется температурная зависимость поперечника ослабления для длин волн 0,8 и 3,2 см. По оси ординат отложено отношение $\frac{K_T}{K_0}$, по оси абсцисс — диаметры капель. Отклонение K при температурах 10 и 20° от соответствующего значения при 0° возрастает с увеличением длины волны. Максимальные отклонения для длин волн 3,2; 4,0; 5,6 см превышают 50%. Они наблюдаются при температуре 20° и соответствует каплям с диаметром 3,5; 4,5; 6,2 мм соответственно.

При температуре 10°С максимальное отклонение для $\lambda=5,6$ см составляет 28%. Для длин волн 3,2 и 4,0 см оно меньше.

Для длины волны $\lambda=1,6$ см максимальные отклонения не превышают 33% при температуре 20° и 14,3% при температуре 10°С. Температурные отклонения для поперечников ослабления при длине волны 0,8 см значительно меньше, при положительных температурах они не превышают 8%.

Поперечник рассеяния в меньшей степени зависит от температуры. Для $\rho < 0,10$ это видно из формулы (4). Максимальное отклонение значения поперечника рассеяния при положительных температурах до 20° включительно от соответствующего значения при 0° не превышает 25% для частиц с диаметром до 6 мм.

Сопоставление температурной зависимости поперечников ослабления и рассеяния указывает на сильную зависимость от температуры поперечника поглощения. В сантиметровом диапазоне для капель воды с $d < 1$ мм при положительных температурах он меньше соответствующего значения при 0° . Так, например, для $\lambda = 2,5$ см и $d = 0,88$ мм поперечник поглощения при 0° С больше, чем при 10 и 20° , на $20,8$ и $43,8\%$ соответственно. А при $d = 3,2$ мм поперечник поглощения при этих температурах больше, чем при 0° , на $17,6\%$ ($T = 10^\circ$) и $35,5\%$ ($T = 20^\circ$).

На рис. 6 иллюстрируется зависимость поперечника поглощения от длины волны. Общий ход зависимости следует формуле (3). Для малых частиц ослабление практически совпадает с поглощением. Некоторые детали в районе $\lambda = 1-2$ см связаны с «наложением» полосы поглощения жидкой воды в области $1,1$ см и дифракции.

§ 3. Коэффициенты рассеяния и ослабления в осадках различной интенсивности

При расчетах коэффициентов рассеяния и ослабления микрорадиоволн единичным объемом осадков необходимо знать функцию распределения капель по размерам. В наших расчетах мы использовали распределения Маршала—Пальмера

$$N = N_0 e^{-x a},$$

где $N_0 = 8 \cdot 10^{-2}$ см $^{-4}$, $x = 82 P^{-0,21}$ см $^{-1}$, P — интенсивность осадков в мм/час, a — радиус капель в сантиметрах, $N(a) \Delta a$ — число капель с радиусом от a до $a + \Delta a$ в единице объема.

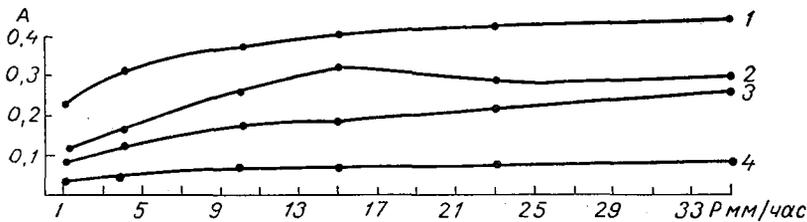


Рис. 7. Кривые зависимости A от интенсивности осадков P ($T = 10^\circ$).
 1 — $\lambda = 0,8$ см, 2 — $\lambda = 1,35$ см, 3 — $\lambda = 1,6$ см, 4 — $\lambda = 3,2$ см.

Коэффициенты ослабления и рассеяния определяются по формулам

$$\gamma = \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} a^2 K(m, \rho) N(a) da;$$

$$\gamma_p = \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} a^2 K_p(m, \rho) N(a) da.$$

Расчеты проведены для интенсивностей осадков 1, 4, 10, 15, 23, 35 мм/час и температур 10 и 20° С.

Соответствующие значения для ряда длин волн приведены в табл. 4. В первом столбце для каждой длины волны указано значение вероятности выживания кванта для единицы объема

$$A = \frac{\gamma_p}{\gamma}.$$

Для рассматриваемого диапазона A растёт с увеличением интенсивности осадков и уменьшением длины волны. Зависимость A от интенсивности осадков иллюстрируется на рис. 7.

Таблица 4

Р мм/час	$\lambda = 0,8$ см			$\lambda = 0,9$ см			$\lambda = 1,35$ см		
	А	γ	γ_p	А	γ	γ_p	А	γ	γ_p
1	0,2300	0,0717	0,0165	0,2072	0,0498	0,0103	0,1006	0,0232	0,0023
4	0,3199	0,3080	0,0985	0,2967	0,2423	0,0719	0,1637	0,1100	0,0180
10	0,3748	0,7636	0,2862	0,3808	0,6441	0,2453	0,2201	0,2997	0,0660
15	0,3973	1,1223	0,4458	0,3977	0,9145	0,3637	0,3164	0,6230	0,1571
23	0,4196	1,6660	0,6991	0,4080	1,3440	0,5440	0,2774	0,7270	0,2017
35	0,4402	2,4205	1,0654	0,4300	1,9780	0,8500	0,3040	1,1256	0,3422

Р мм/час	$\lambda = 1,6$ см			$\lambda = 1,7$ см			$\lambda = 3$ см			$\lambda = 3,2$ см		
	А	γ	γ_p	А	γ	γ_p	А	γ	γ_p	А	γ	γ_p
1	0,0765	0,0148	0,0011	0,0716	0,0103	0,0007	0,0388	0,00108	0,0004	0,0333	0,0014	0,0001
4	0,1218	0,0747	0,0091	0,1078	0,0616	0,0066	0,0543	0,0102	0,0006	0,0444	0,0095	0,0004
10	0,1666	0,2091	0,0348	0,1444	0,1780	0,0257	0,0638	0,0376	0,0024	0,0560	0,0322	0,0018
15	0,1810	0,3267	0,0592	0,1684	0,2854	0,0481	0,0676	0,0636	0,0043	0,0616	0,0542	0,0033
23	0,2216	0,5090	0,1128	—	—	—	0,0760	0,1180	0,0090	0,0724	0,1029	0,0075
35	0,2453	0,8097	0,1986	—	—	—	0,0790	0,2030	0,0160	0,0765	0,1980	0,0151

Примечание. Значения γ и γ_p даны в км^{-1} . Для длин волн 0,9; 1,7; 3 см расчеты проведены для температуры 18°, для остальных длин волн для 10°.

На рис. 8 показана зависимость коэффициента поглощения от длины волны и интенсивности осадков.

Из табл. 3 видно, что при качественных оценках изменением коэффициента рассеяния с изменением температуры в осадках в области

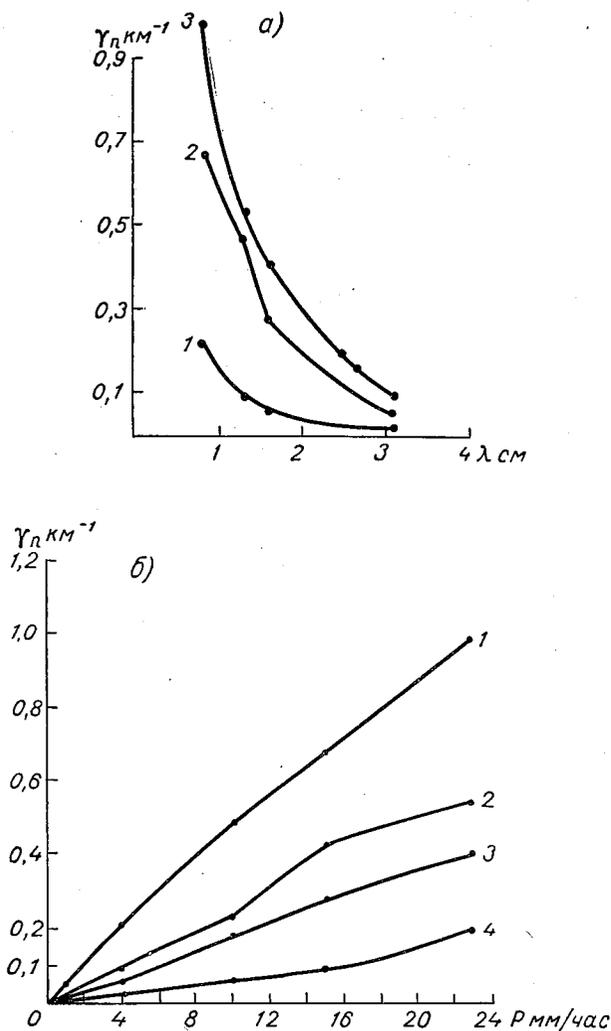


Рис. 8. Коэффициент поглощения как функция интенсивности осадков и длины волны.

а) 1 — 4 мм/час, 2 — 15 мм/час, 3 — 23 мм/час;
 б) 1 — $\lambda=0,8$ см, 2 — $\lambda=1,35$ см, 3 — $\lambda=1,6$ см, 4 — $\lambda=3,2$ см.

положительных температур можно пренебречь (интервал 10—20°, ошибка не превышает 25%). В точных расчетах их необходимо учитывать.

Изменения коэффициентов поглощения и ослабления с температурой значительно и его нужно принимать во внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутных средах. Гостехиздат, 1951.
2. Гван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. Изд. ИЛ, 1961.

3. Gunn K. L. S. a. East T. W. K. The microwave properties of Precipitation particles. Q. J. Roy. Met.Soc., LXXX, 1954, 522—545.
4. Высоковский Д. М. Поглощение микрорадиоволн в атмосферных образованиях и радиолокация. Успехи физ. наук, XLVII, 1952.
5. Marshall I. S., East T. W. K. and Gunn K. L. S., The Microwave Properties of precipitation particles. "Air Force Surveys in Geophysics", no. 23, Cambridge, Mass.: Geophysics Research Directorate, A. F. C. R. C., p. 14, 1952.
6. Gerhardt J. R., Tolbert C. W., Brunstein S. A. a. Bahn W. W., 1960. Back-scattering cross-sections of water drops and ice pellets at 3.2 cm J. Met., 18 340—347.
7. Saxton J. A. Proc. Roy. Soc., A 213, 1952, 473.
8. Lane J. A. and Saxton J. A. Proc. Roy. Soc., A 213, 1952, 400—408.
9. Collie C., Hasted I. a. Ritson D. Proc. Phys. Soc., 1948, 60, 145.
10. Зинченко Н. С. Измерение коэффициентов отражения и диэлектрических проницаемостей воды в миллиметровом диапазоне радиоволн. Труды радиофизического факультета ХГУ, т. 3, 1959, стр. 817.
11. Г. Фрелих. Теория диэлектриков. Изд. иностр. лит., М., 1960.
12. Шифрин К. С., Черняк М. М. Индикатрисы рассеяния сантиметровой радиации каплями воды (см. наст. сб.).

К. С. ШИФРИН, М. М. ЧЕРНЯК

ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ САНТИМЕТРОВОЙ РАДИАЦИИ КАПЛЯМИ ВОДЫ

Приведены результаты расчетов индикатрис рассеяния сантиметровой радиации в диапазоне длин волн 0,8—3,2 см при температурах -10 , 10 , 18°C как для отдельных капель, так и для осадков различной интенсивности.

Введение

Большой интерес для решения некоторых задач физики атмосферы и радиоастрономии представляет пространственное распределение рассеянного излучения для волн сантиметрового диапазона. Для определения этой характеристики нами выполнены расчеты по точным формулам индикатрис рассеяния. Были рассмотрены длины волн, равные 0,8; 1,35; 1,6; 3,2 см (при температуре -10 и 10°) и 0,9, 1,7, 3 см (при температуре 18°), для всего интервала размеров капель, встречающихся в осадках. Рассчитаны индикатрисы рассеяния на отдельных частицах, а также индикатрисы для единицы объема заданной микроструктуры.

Индикатрисы рассеяния микроволновой радиации осадками ранее были определены Диерминджаном [3]. Однако его расчеты были выполнены только для одной интенсивности осадков; кроме того, функция распределения частиц по размерам, которую мы используем, лучше соответствует фактическим данным, чем функция, принятая в расчетах Диерминджана.

§ 1. Исходные формулы и параметры

Как известно, при падении на сферическую частицу неполяризованного излучения интенсивности J_0 интенсивность рассеянного излучения J в любом направлении определяется формулой

$$J = J_0 \frac{(i_1 + i_2)}{2k^2 r^2}, \quad (1)$$

где r — расстояние от частицы до точки наблюдения $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — длина волны.

Величины i_1 и i_2 определяются по формулам

$$i_1 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} (c_n Q_n + b_n S_n) \right|^2,$$

$$i_2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} (c_n S_n + b_n Q_n) \right|^2. \quad (2)$$

Коэффициенты c_n и b_n называются амплитудами парциальных волн, Q_n и S_n — угловыми функциями [1]. Нормированная индикатриса рассеяния определяется как отношение индикатрисы к поперечнику рассеяния. Она вычисляется по формуле

$$\bar{x}(\beta) = \frac{i_1 + i_2}{2\pi\rho^2 K_p}, \quad (3)$$

где $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$, a — радиус частицы, $K_p = \frac{k_p}{\pi a^2}$ — поперечник рассеяния.

Для единицы объема нормированная индикатриса рассеяния определяется формулой

$$\bar{x}(\beta) = \frac{\int_0^{\infty} a^2 K_p(a, \lambda) \bar{x}(a, \lambda) N(a) da}{\int_0^{\infty} a^2 K_p(a, \lambda) N(a) da}. \quad (4)$$

Здесь $N(a)$ — плотность распределения капель по размеру.

В качестве функции распределения капель по размеру мы использовали распределение Маршала—Пальмера, которое, по-видимому, лучше других описывает среднее распределение в осадках

$$N(a) = N_0 e^{-xa}. \quad (5)$$

Здесь $N_0 = 8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-4}$, $x = 82P^{-0.21} \text{ см}^{-1}$, P — интенсивность осадков в мм/час. В расчетах ниже рассмотрен интервал радиусов от 0,15 до 3,5 мм; значения для комплексного показателя преломления, принятые в расчетах, указаны в работе [4].

§ 2. Индикатрисы рассеяния отдельных капель

Результаты расчета индикатрис приведены в табл. 1 и проиллюстрированы на рис. 1. Капли воды со значениями $\rho \ll 1$ и $|m|\rho \ll 1$ имеют

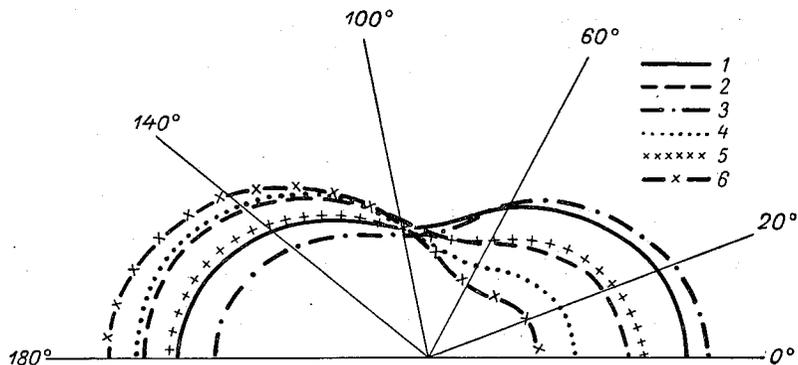


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния волн сантиметрового диапазона отдельными каплями воды.

1 — $\rho=0,20$, 2 — $\rho=0,70$, $\lambda=0,9$ см;
3 — $\rho=0,23$, 4 — $\rho=0,50$, $\lambda=1,7$ см;
5 — $\rho=0,25$, 6 — $\rho=0,45$, $\lambda=3$ см.

релеевскую индикатрису — рассеяние вперед и назад одинаково. Капли со значением $\rho > 0,10$ рассеивают преимущественно либо вперед (индикатрисы 1, 3, 5), либо назад (индикатрисы 2, 4, 6). Известно, что для малых частиц с большим показателем преломления рассеянное излучение направлено в основном назад (эффект Томсона). По мере увеличения размера частицы происходит перераспределение энергии рассеянного пучка и постепенно индикатриса начинает вытягиваться вперед (эффект Ми). Это просто связано с тем, что в пределе с увеличением размера частицы должен быть удовлетворен принцип прямолинейного распространения света. Как показали расчеты, для длин волн сантиметрового и миллиметрового диапазонов имеются области, где оба

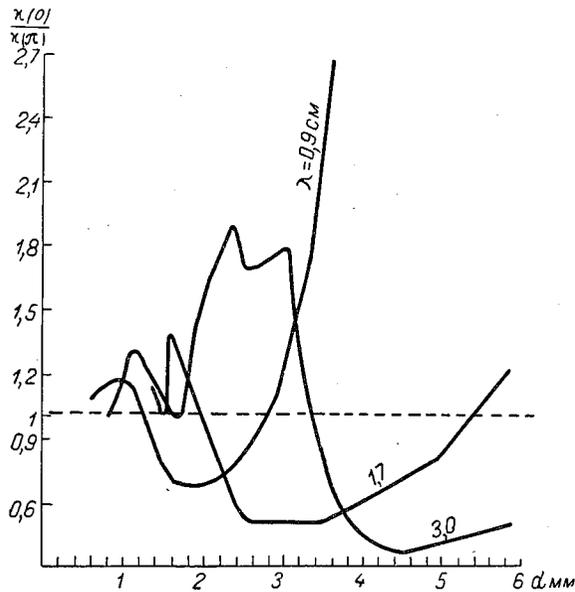


Рис. 2. Показатель асимметрии в зависимости от диаметра капли для разных длин волн.

эффекта, Томсона и Ми, конкурируют между собой. Это отчетливо видно на рис. 2, где мы приводим график для показателя асимметрии рассеяния ε . Эта характеристика определяется как отношение значения индикатрисы при угле рассеяния $\beta = 0^\circ$ (вперед) к ее значению при угле рассеяния $\beta = 180^\circ$ (назад)

$$\varepsilon(d, \lambda) = \frac{x(0)}{x(\pi)}. \quad (6)$$

Как видно из графика, интервал размеров капель, рассеивающих преимущественно назад, у $\lambda = 0,9$ см мал. Наиболее отчетливо эффект Ми выражен у капель с $d \geq 3,2$ мм. Для $\lambda = 1,7$ см рассеивание назад преобладает почти для всех размеров капель, встречающихся в осадках.

Вид кривой $\varepsilon(d, \lambda)$ очень слабо зависит от температуры. Это объясняется слабой зависимостью от температуры коэффициента рассеяния. Сопоставление значений индикатрис для направлений $\beta = 0$ и $\beta = 180^\circ$, вычисленных при температурах -10 и 10° , показало, что они отличаются не более чем на $\pm 25\%$.

ρ	Угол									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	

λ=0,8 см,

0,13	0,1306	0,1286	0,1230	0,1143	0,1036	0,0923	0,0816	0,0729	0,0673	
0,16	0,1175	0,1158	0,1107	0,1028	0,0933	0,0831	0,0735	0,0656	0,0605	
0,17	0,1221	0,1202	0,1149	0,1068	0,0968	0,0862	0,0762	0,0680	0,0626	
0,18	0,1199	0,1181	0,1129	0,1049	0,0951	0,0847	0,0749	0,0668	0,0615	
0,19	0,1158	0,1142	0,1091	0,1014	0,0920	0,0819	0,0725	0,0649	0,0599	
0,20	0,1220	0,1201	0,1148	0,1067	0,0967	0,0860	0,0758	0,0673	0,0616	
0,25	0,1254	0,1235	0,1181	0,1097	0,0994	0,0883	0,0778	0,0690	0,0630	
0,30	0,1286	0,1266	0,1207	0,1118	0,1009	0,0892	0,0782	0,0691	0,0627	
0,35	0,1282	0,1262	0,1205	0,1117	0,1009	0,0893	0,0783	0,0691	0,0627	
0,40	0,1309	0,1288	0,1229	0,1137	0,1025	0,0905	0,0791	0,0696	0,0629	
0,50	0,1251	0,1239	0,1182	0,1103	0,1003	0,0895	0,0789	0,0697	0,0630	
0,60	0,1349	0,1323	0,1263	0,1165	0,1045	0,0918	0,0799	0,0699	0,0630	
0,70	0,1353	0,1337	0,1264	0,1163	0,1041	0,0912	0,0792	0,0694	0,0626	
1,00	0,1504	0,1474	0,1390	0,1265	0,1116	0,0962	0,0823	0,0812	0,0636	
1,20	0,1768	0,1727	0,1611	0,1441	0,1247	0,1054	0,0887	0,0757	0,0669	
1,30	0,1961	0,1909	0,1766	0,1559	0,1328	0,1108	0,0923	0,0786	0,0693	
1,50	0,2500	0,2415	0,2182	0,1857	0,1515	0,1213	0,0984	0,0832	0,0834	
1,70	0,3172	0,3038	0,2676	0,2184	0,1690	0,1279	0,0994	0,0820	0,0816	
2,00	0,4133	0,3916	0,3338	0,2578	0,1858	0,1295	0,0931	0,0719	0,0585	
2,2	0,4798	0,4508	0,3751	0,2782	0,1915	0,1272	0,0877	0,0645	0,0487	

λ=0,8 см,

0,11	0,1118	0,1101	0,1053	0,0978	0,0887	0,0790	0,0699	0,0624	0,0576	
0,12	0,1149	0,1132	0,1082	0,1086	0,0912	0,0812	0,0718	0,0642	0,0592	
0,14	0,1236	0,1217	0,1164	0,1082	0,0981	0,0874	0,0773	0,0690	0,0637	
0,15	0,1226	0,1208	0,1154	0,1073	0,0973	0,0866	0,0765	0,0683	0,0629	
0,16	0,1201	0,1183	0,1131	0,1051	0,0953	0,0849	0,0750	0,0670	0,0617	
0,17	0,1227	0,1209	0,1155	0,1073	0,0972	0,0864	0,0760	0,0674	0,0614	
0,18	0,1252	0,1233	0,1179	0,1095	0,0992	0,0881	0,0776	0,0688	0,0627	
0,19	0,1259	0,1240	0,1186	0,1101	0,0998	0,0887	0,0782	0,0694	0,0634	
0,20	0,1234	0,1216	0,1162	0,1080	0,0978	0,0870	0,0767	0,0681	0,0622	
0,25	0,1258	0,1239	0,1184	0,1100	0,0996	0,0885	0,0779	0,0689	0,0627	
0,30	0,1294	0,1273	0,1215	0,1125	0,1015	0,0897	0,0785	0,0692	0,0626	
0,35	0,1293	0,1273	0,1215	0,1127	0,1018	0,0901	0,0790	0,0696	0,0630	
0,40	0,1295	0,1274	0,1215	0,1125	0,1014	0,0896	0,0785	0,0692	0,0627	
0,50	0,1225	0,1206	0,1149	0,1063	0,0958	0,0848	0,0746	0,0665	0,0613	
0,60	0,1141	0,1122	0,1068	0,0986	0,0888	0,0788	0,0698	0,0632	0,0597	
0,70	0,1112	0,1093	0,1038	0,0957	0,0860	0,0763	0,0678	0,0618	0,0591	
0,80	0,1145	0,1124	0,1066	0,0980	0,0878	0,0775	0,0687	0,0624	0,0596	
1,00	0,1300	0,1275	0,1203	0,1097	0,0973	0,0850	0,0744	0,0666	0,0624	
1,20	0,1325	0,1300	0,1231	0,1133	0,1024	0,0923	0,0842	0,0785	0,0751	
1,30	0,1705	0,1662	0,1542	0,1371	0,1184	0,1010	0,0870	0,0772	0,0712	
1,50	0,2829	0,2743	0,2499	0,2137	0,1717	0,1295	0,0919	0,0618	0,0400	
1,70	0,2734	0,2623	0,2323	0,1922	0,1527	0,1210	0,1000	0,0878	0,0800	
2,00	0,3612	0,3427	0,2939	0,2305	0,1712	0,1261	0,0975	0,0804	0,0681	
2,20	0,4194	0,3950	0,3313	0,2507	0,1791	0,1268	0,0943	0,0738	0,0575	
2,40	0,5990	0,5558	0,4426	0,2964	0,1701	0,0810	0,0364	0,0234	0,0244	
2,60	0,5639	0,5205	0,4116	0,2826	0,1831	0,1197	0,0840	0,0592	0,0379	

λ=0,9 см,

0,20	0,1274	0,1255	0,1199	0,1114	0,1009	0,0897	0,0790	0,0723	0,0639	
0,25	0,1298	0,1278	0,1222	0,1135	0,1028	0,0912	0,0801	0,0707	0,0640	
0,30	0,1305	0,1285	0,1228	0,1141	0,1032	0,0916	0,0803	0,0707	0,0637	
0,35	0,1271	0,1251	0,1196	0,1111	0,1006	0,0893	0,0784	0,0692	0,0627	

Таблица 1

рассеяния β°									
90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
$T = -10^\circ$									
0,0653	0,0673	0,0729	0,0816	0,0923	0,1036	0,1143	0,1230	0,1286	0,1306
0,0588	0,0605	0,0656	0,0735	0,0831	0,0933	0,1028	0,1107	0,1158	0,1175
0,0606	0,0622	0,0673	0,0759	0,0851	0,0954	0,1052	0,1132	0,1184	0,1202
0,0596	0,0612	0,0662	0,0740	0,0836	0,0939	0,1035	0,1114	0,1165	0,1183
0,0583	0,0602	0,0653	0,0732	0,0828	0,0930	0,1026	0,1104	0,1154	0,1172
0,0591	0,0603	0,0648	0,0721	0,0812	0,0910	0,1003	0,1079	0,1129	0,1146
0,0603	0,0613	0,0657	0,0730	0,0821	0,0920	0,1014	0,1090	0,1141	0,1158
0,0599	0,0607	0,0648	0,0716	0,0802	0,0894	0,0981	0,1051	0,1097	0,1113
0,0596	0,0602	0,0641	0,0707	0,0792	0,0884	0,0970	0,1041	0,1088	0,1104
0,0596	0,0600	0,0637	0,0700	0,0781	0,0869	0,0951	0,1019	0,1063	0,1078
0,0596	0,0597	0,0635	0,0703	0,0793	0,0892	0,0989	0,1069	0,1122	0,1140
0,0596	0,0598	0,0632	0,0692	0,0768	0,0850	0,0927	0,0989	0,1029	0,1043
0,0595	0,0600	0,0637	0,0699	0,0775	0,0856	0,0931	0,0991	0,1030	0,1044
0,0598	0,0594	0,0619	0,0663	0,0718	0,0776	0,0829	0,0871	0,0898	0,0907
0,0616	0,0592	0,0586	0,0592	0,0603	0,0616	0,0628	0,0639	0,0645	0,0648
0,0634	0,0596	0,0569	0,0545	0,0524	0,0505	0,0490	0,0479	0,0472	0,0470
0,0663	0,0595	0,0517	0,0431	0,0344	0,0266	0,0205	0,0162	0,0138	0,0131
0,0632	0,0538	0,0427	0,0311	0,0205	0,0125	0,0075	0,0050	0,0042	0,0040
0,0473	0,0363	0,0260	0,0185	0,0151	0,0161	0,0203	0,0256	0,0299	0,0315
0,0354	0,0245	0,0174	0,0152	0,0177	0,0233	0,0304	0,0371	0,0418	0,0435
$T = 10^\circ$									
0,0559	0,0576	0,0624	0,0699	0,0790	0,0887	0,0978	0,1053	0,1101	0,1118
0,0575	0,0592	0,0642	0,0718	0,0812	0,0911	0,1006	0,1082	0,1132	0,1149
0,0618	0,0637	0,0690	0,0773	0,0873	0,0981	0,1082	0,1164	0,1217	0,1236
0,0610	0,0627	0,0678	0,0758	0,0857	0,0962	0,1060	0,1141	0,1194	0,1212
0,0598	0,0615	0,0665	0,0744	0,0841	0,0943	0,1040	0,1119	0,1171	0,1189
0,0586	0,0595	0,0636	0,0706	0,0794	0,0889	0,0979	0,1053	0,1101	0,1118
0,0600	0,0609	0,0653	0,0725	0,0815	0,0913	0,1006	0,1082	0,1132	0,1149
0,0608	0,0618	0,0664	0,0737	0,0830	0,0930	0,1025	0,1103	0,1153	0,1171
0,0597	0,0608	0,0653	0,0726	0,0818	0,0916	0,1010	0,1087	0,1137	0,1154
0,0598	0,0605	0,0647	0,0716	0,0805	0,0901	0,0993	0,1068	0,1117	0,1134
0,0595	0,0599	0,0637	0,0702	0,0785	0,0874	0,0958	0,1027	0,1072	0,1088
0,0598	0,0602	0,0640	0,0705	0,0789	0,0880	0,0967	0,1037	0,1084	0,1100
0,0597	0,0603	0,0642	0,0708	0,0791	0,0880	0,0965	0,1033	0,1078	0,1094
0,0597	0,0617	0,0669	0,0746	0,0839	0,0937	0,1027	0,1099	0,1147	0,1163
0,0598	0,0635	0,0703	0,0795	0,0899	0,1004	0,1100	0,1176	0,1225	0,1242
0,0600	0,0645	0,0719	0,0815	0,0922	0,1029	0,1124	0,1200	0,1248	0,1265
0,0603	0,0645	0,0716	0,0807	0,0907	0,1007	0,1097	0,1167	0,1211	0,1227
0,0617	0,0641	0,0689	0,0752	0,0822	0,0890	0,0950	0,0997	0,1026	0,1036
0,0731	0,0719	0,0708	0,0695	0,0680	0,0663	0,0648	0,0636	0,0628	0,0626
0,0678	0,0657	0,0641	0,0623	0,0604	0,0584	0,0566	0,0552	0,0543	0,0540
0,0257	0,0172	0,0126	0,0103	0,0091	0,0084	0,0080	0,0076	0,0074	0,0074
0,0722	0,0622	0,0497	0,0365	0,0244	0,0152	0,0093	0,0062	0,0050	0,0047
0,0560	0,0429	0,0306	0,0216	0,0173	0,0180	0,0223	0,0280	0,0326	0,0343
0,0422	0,0290	0,0203	0,0174	0,0200	0,0265	0,0347	0,0424	0,0478	0,0498
0,0268	0,0261	0,0229	0,0199	0,0184	0,0186	0,0199	0,0214	0,0226	0,0230
0,0224	0,0167	0,0199	0,0268	0,0318	0,0328	0,0305	0,0271	0,0245	0,0235
$T = 18^\circ$									
0,0612	0,0621	0,0666	0,0739	0,0832	0,0932	0,1027	0,1104	0,1156	0,1173
0,0608	0,0611	0,0650	0,0717	0,0804	0,0900	0,0990	0,1065	0,1114	0,1131
0,0601	0,0602	0,0637	0,0700	0,0784	0,0876	0,0964	0,1036	0,1084	0,1100
0,0595	0,0600	0,0638	0,0704	0,0799	0,0884	0,0973	0,1046	0,1094	0,1111

ρ	Угол									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	
0,40	0,1224	0,1212	0,1148	0,1084	0,0969	0,0854	0,0765	0,0663	0,0612	
0,45	0,1167	0,1138	0,1090	0,1006	0,0911	0,0810	0,0721	0,0643	0,0608	
0,50	0,1076	0,1055	0,1007	0,0928	0,0841	0,0751	0,0670	0,0613	0,0586	
0,55	0,1004	0,0987	0,0940	0,0871	0,0787	0,0705	0,0636	0,0590	0,0577	
0,60	0,0971	0,0956	0,0908	0,0840	0,0760	0,0679	0,0618	0,0578	0,0583	
0,65	0,0965	0,0948	0,0902	0,0834	0,0754	0,0674	0,0612	0,0574	0,0570	
0,70	0,0979	0,0962	0,0914	0,0843	0,0762	0,0681	0,0616	0,0577	0,0572	
0,75	0,1003	0,0986	0,0936	0,0863	0,0778	0,0694	0,0626	0,0585	0,0578	
0,80	0,1034	0,1016	0,0963	0,0887	0,0798	0,0710	0,0639	0,0595	0,0585	
0,85	0,1071	0,1052	0,0997	0,0916	0,0822	0,0730	0,0655	0,0607	0,0592	
0,90	0,1112	0,1092	0,1034	0,0948	0,0849	0,0752	0,0672	0,0619	0,0600	
0,95	0,1156	0,1135	0,1073	0,0982	0,0877	0,0774	0,0689	0,0622	0,0550	
1,0	0,1205	0,1181	0,1116	0,1020	0,0908	0,0849	0,0710	0,0648	0,0621	
1,1	0,1309	0,1282	0,1207	0,1097	0,0971	0,0850	0,0750	0,0680	0,0646	
1,2	0,1431	0,1400	0,1310	0,0727	0,0675	0,0635	0,0796	0,0720	0,0680	
1,3	0,1579	0,1540	0,1439	0,1281	0,1114	0,0964	0,0845	0,0766	0,0721	
1,4	0,1762	0,1713	0,1579	0,1393	0,1196	0,1024	0,0896	0,0814	0,0766	
1,5	0,1984	0,1922	0,1751	0,1519	0,1281	0,1083	0,0944	0,0859	0,0808	
1,6	0,2241	0,2161	0,1946	0,1657	0,1369	0,1136	0,0982	0,0892	0,0834	
1,7	0,2519	0,2419	0,2152	0,1798	0,1450	0,1178	0,1003	0,0904	0,0838	
1,8	0,2489	0,2381	0,2093	0,1716	0,1352	0,1073	0,0896	0,0796	0,0725	
1,9	0,3483	0,3308	0,2839	0,2234	0,1587	0,1238	0,0991	0,0875	0,0816	
2,0	0,3360	0,3191	0,2748	0,2178	0,1645	0,1247	0,0997	0,0846	0,0727	

λ=1,35 см,

0,10	0,1088	0,1071	0,1024	0,0952	0,0863	0,0768	0,0680	0,0607	0,0560
0,11	0,1118	0,1101	0,1053	0,0978	0,0877	0,0790	0,0699	0,0624	0,0576
0,12	0,1149	0,1132	0,1082	0,1006	0,0912	0,0812	0,0718	0,0642	0,0592
0,13	0,1197	0,1179	0,1127	0,1048	0,0950	0,0846	0,0748	0,0669	0,0617
0,14	0,1236	0,1217	0,1164	0,1082	0,0981	0,0873	0,0772	0,0690	0,0637
0,15	0,1237	0,1218	0,1164	0,1082	0,0981	0,0873	0,0772	0,0689	0,0634
0,16	0,1210	0,1192	0,1139	0,1059	0,0960	0,0854	0,0755	0,0674	0,0621
0,17	0,1184	0,1166	0,1115	0,1036	0,0939	0,0836	0,0739	0,0660	0,0608
0,18	0,1252	0,1233	0,1179	0,1095	0,0992	0,0882	0,0776	0,0689	0,0629
0,19	0,1264	0,1245	0,1190	0,1106	0,1002	0,0891	0,0785	0,0696	0,0636
0,20	0,1234	0,1216	0,1162	0,1080	0,0978	0,0870	0,0767	0,0681	0,0622
0,25	0,1229	0,1211	0,1157	0,1075	0,0974	0,0866	0,0763	0,0677	0,0617
0,30	0,1281	0,1260	0,1203	0,1114	0,1005	0,0889	0,0779	0,0688	0,0626
0,35	0,1278	0,1258	0,1210	0,1114	0,1006	0,0891	0,0782	0,0690	0,0626
0,40	0,1290	0,1260	0,1211	0,1121	0,1011	0,0894	0,0782	0,0690	0,0627
0,50	0,1249	0,1229	0,1171	0,1083	0,0976	0,0863	0,0757	0,0672	0,0617
0,60	0,0867	0,0852	0,0811	0,0751	0,0682	0,0616	0,0567	0,0544	0,0555
0,70	0,1164	0,1144	0,1087	0,1001	0,0899	0,0795	0,0703	0,0634	0,0599
0,80	0,1189	0,1168	0,1108	0,1017	0,0911	0,0802	0,0707	0,0637	0,0601
1,00	0,1339	0,1313	0,1239	0,1129	0,1000	0,0871	0,0758	0,0674	0,0625
1,20	0,1582	0,1546	0,1445	0,1298	0,1131	0,0970	0,0835	0,0736	0,0674
1,30	0,1749	0,1705	0,1581	0,1404	0,1209	0,1027	0,0880	0,0775	0,0709
1,50	0,2173	0,2104	0,1916	0,1655	0,1382	0,1144	0,0969	0,0854	0,0780
1,70	0,2815	0,2699	0,2388	0,1969	0,1556	0,1222	0,0999	0,0868	0,0786
2,00	0,3709	0,3518	0,3013	0,2355	0,1738	0,1266	0,0965	0,0788	0,0664
2,20	0,4305	0,4052	0,3393	0,2556	0,1812	0,1268	0,0931	0,0721	0,0559

λ=1,35 см,

0,10	0,1072	0,1055	0,1009	0,0938	0,0850	0,0757	0,0670	0,0598	0,0552
0,11	0,1118	0,1101	0,1053	0,0978	0,0887	0,0790	0,0699	0,0624	0,0576
0,12	0,1282	0,1263	0,1207	0,1122	0,1017	0,0906	0,0801	0,0716	0,0660

рассеяния β°

90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
0,0587	0,0612	0,0651	0,0727	0,0816	0,0918	0,0957	0,1071	0,1122	0,1122
0,0602	0,0631	0,0685	0,0780	0,0876	0,0989	0,1048	0,1167	0,1215	0,1227
0,0601	0,0646	0,0721	0,0826	0,0938	0,1052	0,1157	0,1238	0,1289	0,1310
0,0580	0,0659	0,0748	0,0858	0,0982	0,1104	0,1212	0,1302	0,1358	0,1374
0,0645	0,0664	0,0761	0,0877	0,1006	0,0662	0,0663	0,0698	0,0707	0,0713
0,0602	0,0670	0,0767	0,0885	0,1011	0,1135	0,1246	0,1332	0,1388	0,1407
0,0604	0,0670	0,0766	0,0880	0,1002	0,1123	0,1229	0,1312	0,1366	0,1384
0,0607	0,0670	0,0761	0,0870	0,0988	0,1101	0,1205	0,1282	0,1333	0,1351
0,0610	0,0669	0,0755	0,0859	0,0970	0,1077	0,1168	0,1238	0,1283	0,1298
0,0613	0,0667	0,0747	0,0844	0,0947	0,1048	0,1136	0,1204	0,1248	0,1263
0,0617	0,0666	0,0739	0,0828	0,0919	0,1014	0,1095	0,1157	0,1196	0,1209
0,0484	0,0426	0,0381	0,0349	0,0330	0,0323	0,0323	0,0326	0,0330	0,0351
0,0645	0,0664	0,0722	0,0793	0,0869	0,0940	0,1001	0,1050	0,1080	0,1090
0,0644	0,0666	0,0706	0,0754	0,0805	0,0852	0,0891	0,0921	0,0940	0,0946
0,0667	0,0674	0,0690	0,0710	0,0730	0,0746	0,0759	0,0768	0,0773	0,0775
0,0698	0,0686	0,0675	0,0660	0,0642	0,0622	0,0604	0,0608	0,0581	0,0578
0,0734	0,0699	0,0655	0,0601	0,0543	0,0486	0,0438	0,0402	0,0380	0,0373
0,0762	0,0704	0,0627	0,0535	0,0439	0,0352	0,0281	0,0231	0,0203	0,0193
0,0775	0,0693	0,0585	0,0463	0,0343	0,0240	0,0163	0,0114	0,0087	0,0079
0,0763	0,0660	0,0531	0,0392	0,0266	0,0169	0,0105	0,0071	0,0057	0,0053
0,0644	0,0479	0,0413	0,0259	0,0192	0,0127	0,0097	0,0078	0,0096	0,0099
0,0754	0,0668	0,0563	0,0469	0,0408	0,0390	0,0410	0,0449	0,0484	0,0498
0,0601	0,0461	0,0329	0,0232	0,0185	0,0190	0,0232	0,0288	0,0333	0,0351

$T = -10^\circ$

0,0544	0,0560	0,0607	0,0680	0,0768	0,0863	0,0952	0,1024	0,1071	0,1088
0,0559	0,0576	0,0624	0,0699	0,0790	0,0887	0,0978	0,1053	0,1101	0,1118
0,0575	0,0592	0,0642	0,0718	0,0812	0,0912	0,1006	0,1082	0,1132	0,1149
0,0599	0,0617	0,0669	0,0748	0,0846	0,0950	0,1048	0,1127	0,1179	0,1197
0,0618	0,0637	0,0690	0,0773	0,0873	0,0981	0,1082	0,1164	0,1217	0,1236
0,0614	0,0631	0,0682	0,0762	0,0861	0,0966	0,1066	0,1147	0,1199	0,1218
0,0601	0,0618	0,0669	0,0747	0,0844	0,0948	0,1045	0,1125	0,1176	0,1194
0,0589	0,0606	0,0656	0,0733	0,0828	0,0930	0,1025	0,1103	0,1154	0,1172
0,0602	0,0612	0,0656	0,0729	0,0820	0,0919	0,1012	0,1089	0,1139	0,1157
0,0610	0,0620	0,0665	0,0739	0,0832	0,0933	0,1028	0,1106	0,1156	0,1174
0,0598	0,0610	0,0655	0,0729	0,0821	0,0920	0,1014	0,1091	0,1141	0,1159
0,0592	0,0601	0,0645	0,0716	0,0806	0,0903	0,0995	0,1070	0,1120	0,1137
0,0597	0,0605	0,0646	0,0714	0,0800	0,0892	0,0978	0,1049	0,1095	0,1111
0,0596	0,0602	0,0642	0,0709	0,0794	0,0886	0,0974	0,1045	0,1092	0,1108
0,0598	0,0605	0,0645	0,0712	0,0796	0,0886	0,0971	0,1040	0,1085	0,1101
0,0596	0,0612	0,0660	0,0734	0,0824	0,0918	0,1006	0,1077	0,1123	0,1139
0,0603	0,0686	0,0798	0,0930	0,1071	0,1209	0,1331	0,1426	0,1487	0,1507
0,0599	0,0635	0,0701	0,0790	0,0890	0,0991	0,1082	0,1155	0,1201	0,1217
0,0601	0,0636	0,0700	0,0785	0,0881	0,0977	0,1063	0,1131	0,1175	0,1189
0,0612	0,0631	0,0675	0,0735	0,0803	0,0870	0,0929	0,0976	0,1005	0,1015
0,0644	0,0637	0,0644	0,0658	0,0674	0,0688	0,0701	0,0711	0,0717	0,0719
0,0670	0,0646	0,0628	0,0610	0,0590	0,0570	0,0552	0,0539	0,0531	0,0528
0,0722	0,0659	0,0581	0,0491	0,0397	0,0311	0,0242	0,0193	0,0165	0,0156
0,0707	0,0608	0,0485	0,0354	0,0236	0,0146	0,0088	0,0059	0,0047	0,0045
0,0544	0,0418	0,0298	0,0210	0,0169	0,0177	0,0220	0,0277	0,0323	0,0340
0,0410	0,0282	0,0198	0,0170	0,0196	0,0260	0,0340	0,0416	0,0470	0,0489

$T = 10^\circ$

0,0536	0,0552	0,0598	0,0670	0,0757	0,0850	0,0938	0,1009	0,1055	0,1072
0,0559	0,0576	0,0624	0,0699	0,0790	0,0887	0,0978	0,1053	0,1101	0,1118
0,0641	0,0660	0,0716	0,0801	0,0906	0,1017	0,1122	0,1207	0,1263	0,1282

ρ	Угол								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
0,13	0,1189	0,1171	0,1120	0,1041	0,0944	0,0840	0,0743	0,0664	0,0613
0,14	0,1199	0,1180	0,1128	0,1049	0,0951	0,0846	0,0748	0,0668	0,0615
0,15	0,1268	0,1249	0,1194	0,1109	0,1004	0,0891	0,0783	0,0692	0,0627
0,16	0,1236	0,1217	0,1164	0,1081	0,0979	0,0869	0,0765	0,0677	0,0616
0,17	0,1272	0,1253	0,1198	0,1113	0,1008	0,0895	0,0788	0,0698	0,0636
0,18	0,1237	0,1218	0,1165	0,1082	0,0980	0,0871	0,0767	0,0681	0,0621
0,19	0,1285	0,1266	0,1210	0,1124	0,1018	0,0903	0,0794	0,0701	0,0635
0,20	0,1258	0,1239	0,1184	0,1100	0,0996	0,0884	0,0778	0,0688	0,0625
0,25	0,1284	0,1265	0,1209	0,1123	0,1016	0,0902	0,0791	0,0698	0,0630
0,30	0,1319	0,1299	0,1239	0,1148	0,1035	0,0914	0,0798	0,0701	0,0631
0,35	0,1289	0,1269	0,1212	0,1124	0,1015	0,0899	0,0788	0,0695	0,0629
0,40	0,1198	0,1180	0,1125	0,1042	0,0941	0,0834	0,0734	0,0654	0,0601
0,50	0,1028	0,1012	0,0964	0,0893	0,0809	0,0724	0,0650	0,0600	0,0582
0,60	0,0941	0,0926	0,0881	0,0815	0,0738	0,0663	0,0602	0,0568	0,0566
0,70	0,0958	0,0941	0,0895	0,0826	0,0746	0,0668	0,0607	0,0572	0,0570
0,80	0,1018	0,1000	0,0949	0,0873	0,0786	0,0701	0,0632	0,0591	0,0583
1,00	0,1188	0,1165	0,1100	0,1005	0,0896	0,0790	0,0702	0,0644	0,0620
1,20	0,1412	0,1380	0,1293	0,1167	0,1027	0,0895	0,0790	0,0718	0,0680
1,30	0,1544	0,1507	0,1404	0,1258	0,1101	0,0959	0,0848	0,0777	0,0736
1,50	0,1953	0,1892	0,1725	0,1497	0,1267	0,1074	0,0940	0,0860	0,0811
1,70	0,2484	0,2386	0,2123	0,1773	0,1435	0,1171	0,1002	0,0908	0,0844

λ=1,6 см,

0,10	0,1340	0,1319	0,1261	0,1172	0,1063	0,0947	0,0837	0,0748	0,0690
0,11	0,1242	0,1224	0,1170	0,1087	0,0986	0,0878	0,0776	0,0694	0,0640
0,12	0,1127	0,1110	0,1061	0,0986	0,0894	0,0796	0,0704	0,0629	0,0580
0,13	0,1197	0,1179	0,1127	0,1048	0,0950	0,0846	0,0748	0,0669	0,0717
0,14	0,1171	0,1153	0,1103	0,1025	0,0929	0,0827	0,0732	0,0654	0,0603
0,15	0,1177	0,1159	0,1108	0,1030	0,0934	0,0831	0,0735	0,0656	0,0604
0,16	0,1179	0,1162	0,1110	0,1032	0,0935	0,0833	0,0736	0,0657	0,0605
0,17	0,1189	0,1171	0,1119	0,1040	0,0943	0,0840	0,0742	0,0663	0,0610
0,18	0,1238	0,1219	0,1165	0,1082	0,0980	0,0871	0,0767	0,0680	0,0620
0,19	0,1232	0,1214	0,1160	0,1078	0,0976	0,0868	0,0765	0,0679	0,0620
0,20	0,1222	0,1204	0,1151	0,1069	0,0969	0,0861	0,0759	0,0674	0,0616
0,25	0,1259	0,1240	0,1185	0,1101	0,0997	0,0885	0,0779	0,0690	0,0627
0,30	0,1293	0,1273	0,1214	0,1125	0,1015	0,0898	0,0786	0,0693	0,0629
0,35	0,1274	0,1254	0,1197	0,1110	0,1003	0,0889	0,0780	0,0689	0,0626
0,40	0,1272	0,1252	0,1194	0,1106	0,0997	0,0882	0,0773	0,0684	0,0623
0,50	0,1204	0,1185	0,1129	0,1045	0,0942	0,0834	0,0736	0,0658	0,0610
0,60	0,1127	0,1109	0,1055	0,0974	0,0878	0,0779	0,0692	0,0627	0,0595
0,70	0,1103	0,1084	0,1030	0,0950	0,0855	0,0758	0,0675	0,0617	0,0591
0,80	0,1136	0,1116	0,1059	0,0974	0,0873	0,0772	0,0684	0,0623	0,0595
1,00	0,1287	0,1262	0,1193	0,1089	0,0968	0,0847	0,0742	0,0665	0,0624
1,20	0,1514	0,1480	0,1388	0,1252	0,1097	0,0947	0,0822	0,0731	0,0677
1,30	0,1664	0,1624	0,1512	0,1351	0,1172	0,1003	0,0866	0,0770	0,0713

λ=1,6 см,

0,10	0,1273	0,1254	0,1199	0,1114	0,1010	0,0900	0,0796	0,0711	0,0656
0,11	0,1209	0,1190	0,1139	0,1058	0,0959	0,0854	0,0755	0,0675	0,0623
0,12	0,1233	0,1214	0,1161	0,1079	0,0978	0,0871	0,0770	0,0688	0,0635
0,13	0,1156	0,1139	0,1089	0,1012	0,0917	0,0817	0,0723	0,0646	0,0596
0,14	0,1227	0,1209	0,1155	0,1074	0,0974	0,0867	0,0767	0,0685	0,0631
0,15	0,1288	0,1268	0,1212	0,1126	0,1019	0,0905	0,0795	0,0702	0,0637
0,16	0,1266	0,1247	0,1192	0,1107	0,1003	0,0890	0,0783	0,0693	0,0631
0,17	0,1256	0,1237	0,1183	0,1099	0,0995	0,0884	0,0778	0,0689	0,0628
0,18	0,1284	0,1265	0,1209	0,1123	0,1017	0,0902	0,0792	0,0698	0,0631
0,19	0,1270	0,1251	0,1196	0,1110	0,1005	0,0892	0,0784	0,0692	0,0627
0,20	0,1277	0,1257	0,1202	0,1116	0,1010	0,0896	0,0786	0,0692	0,0624

рассеяния β°

90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
0,0595	0,0613	0,0664	0,0743	0,0840	0,0944	0,1041	0,1120	0,1171	0,1189
0,0596	0,0613	0,0664	0,0742	0,0838	0,0941	0,1037	0,1116	0,1168	0,1186
0,0596	0,0601	0,0639	0,0707	0,0793	0,0887	0,0977	0,1050	0,1099	0,1115
0,0587	0,0594	0,0635	0,0703	0,0791	0,0885	0,0975	0,1048	0,1096	0,1113
0,0608	0,0616	0,0660	0,0732	0,0823	0,0921	0,1015	0,1091	0,1142	0,1159
0,0595	0,0605	0,0648	0,0720	0,0810	0,0908	0,1000	0,1076	0,1125	0,1143
0,0604	0,0608	0,0648	0,0715	0,0803	0,0898	0,0989	0,1063	0,1112	0,1129
0,0595	0,0601	0,0641	0,0709	0,0797	0,0891	0,0982	0,1056	0,1104	0,1121
0,0597	0,0599	0,0635	0,0700	0,0785	0,0877	0,0965	0,1038	0,1086	0,1102
0,0595	0,0595	0,0628	0,0689	0,0768	0,0854	0,0936	0,1003	0,1047	0,1062
0,0597	0,0601	0,0639	0,0705	0,0788	0,0880	0,0966	0,1037	0,1083	0,1099
0,0583	0,0599	0,0648	0,0722	0,0812	0,0907	0,0996	0,1067	0,1114	0,1130
0,0599	0,0652	0,0736	0,0843	0,0963	0,1084	0,1192	0,1279	0,1334	0,1354
0,0601	0,0671	0,0771	0,0891	0,1021	0,1149	0,1263	0,1352	0,1409	0,1429
0,0605	0,0675	0,0772	0,0889	0,1014	0,1135	0,1242	0,1326	0,1380	0,1398
0,0611	0,0672	0,0760	0,0865	0,0978	0,1087	0,1182	0,1257	0,1304	0,1321
0,0629	0,0628	0,0727	0,0800	0,0876	0,0949	0,1011	0,1060	0,1090	0,1100
0,0670	0,0678	0,0696	0,0717	0,0737	0,0754	0,0767	0,0777	0,0782	0,0784
0,0714	0,0701	0,0686	0,0666	0,0642	0,0617	0,0594	0,0576	0,0564	0,0561
0,0767	0,0710	0,0633	0,0541	0,0445	0,0357	0,0286	0,0236	0,0207	0,0197
0,0771	0,0667	0,0537	0,0397	0,0270	0,0172	0,0108	0,0073	0,0058	0,0054

$T = -10^\circ$

0,0670	0,0690	0,0748	0,0837	0,0947	0,1063	0,1172	0,1261	0,1319	0,1340
0,0621	0,0640	0,0694	0,0777	0,0878	0,0986	0,1087	0,1170	0,1224	0,1242
0,0563	0,0580	0,0629	0,0704	0,0796	0,0894	0,0986	0,1061	0,1110	0,1127
0,0599	0,0617	0,0669	0,0748	0,0846	0,0950	0,1048	0,1127	0,1179	0,1197
0,0586	0,0603	0,0654	0,0732	0,0827	0,0929	0,1025	0,1103	0,1153	0,1171
0,0585	0,0602	0,0651	0,0728	0,0823	0,0923	0,1018	0,1095	0,1146	0,1163
0,0587	0,0603	0,0653	0,0730	0,0825	0,0926	0,1021	0,1099	0,1150	0,1167
0,0592	0,0609	0,0659	0,0737	0,0833	0,0935	0,1031	0,1110	0,1160	0,1178
0,0593	0,0602	0,0645	0,0716	0,0806	0,0903	0,0994	0,1070	0,1119	0,1136
0,0595	0,0605	0,0649	0,0722	0,0813	0,0910	0,1003	0,1079	0,1129	0,1146
0,0591	0,0602	0,0647	0,0719	0,0810	0,0908	0,1000	0,1076	0,1125	0,1143
0,0599	0,0606	0,0648	0,0717	0,0806	0,0903	0,0994	0,1069	0,1118	0,1136
0,0599	0,0605	0,0644	0,0711	0,0796	0,0886	0,0972	0,1042	0,1088	0,1104
0,0596	0,0603	0,0644	0,0712	0,0797	0,0890	0,0978	0,1050	0,1097	0,1113
0,0597	0,0606	0,0649	0,0718	0,0804	0,0896	0,0982	0,1052	0,1098	0,1114
0,0597	0,0621	0,0676	0,0757	0,0853	0,0953	0,1045	0,1119	0,1167	0,1184
0,0598	0,0637	0,0708	0,0801	0,0907	0,1039	0,1111	0,1188	0,1238	0,1255
0,0601	0,0647	0,0722	0,0819	0,0926	0,1033	0,1129	0,1205	0,1253	0,1269
0,0604	0,0647	0,0718	0,0810	0,0910	0,1010	0,1099	0,1168	0,1212	0,1227
0,0618	0,0643	0,0692	0,0756	0,0826	0,0894	0,0953	0,0998	0,1027	0,1036
0,0655	0,0654	0,0666	0,0681	0,0696	0,0708	0,0716	0,0722	0,0725	0,0726
0,0684	0,0668	0,0654	0,0636	0,0613	0,0587	0,0566	0,0545	0,0533	0,0529

$T = 10^\circ$

0,0637	0,0656	0,0711	0,0796	0,0900	0,1010	0,1114	0,1199	0,1254	0,1273
0,0604	0,0623	0,0675	0,0755	0,0854	0,0959	0,1058	0,1138	0,1190	0,1209
0,0616	0,0635	0,0688	0,0770	0,0871	0,0978	0,1079	0,1161	0,1214	0,1233
0,0578	0,0596	0,0646	0,0723	0,0817	0,0917	0,1012	0,1089	0,1139	0,1156
0,0612	0,0630	0,0682	0,0763	0,0863	0,0968	0,1068	0,1149	0,1202	0,1221
0,0605	0,0610	0,0649	0,0718	0,0805	0,0901	0,0992	0,1067	0,1116	0,1133
0,0601	0,0609	0,0650	0,0720	0,0810	0,0906	0,0998	0,1073	0,1123	0,1140
0,0600	0,0609	0,0651	0,0722	0,0812	0,0909	0,1002	0,1078	0,1127	0,1144
0,0597	0,0600	0,0636	0,0702	0,0786	0,0879	0,0967	0,1040	0,1088	0,1105
0,0596	0,0600	0,0638	0,0705	0,0791	0,0884	0,0974	0,1047	0,1095	0,1112
0,0590	0,0590	0,0625	0,0688	0,0770	0,0861	0,0947	0,1018	0,1065	0,1081

p	Угол									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	
0,25	0,1313	0,1293	0,1236	0,1148	0,1039	0,0920	0,0806	0,0707	0,0635	
0,30	0,1339	0,1318	0,1258	0,1165	0,1050	0,0927	0,0808	0,0708	0,0635	
0,35	0,1283	0,1268	0,1211	0,1123	0,1015	0,0898	0,0788	0,0695	0,0629	
0,40	0,1189	0,1170	0,1116	0,1034	0,0934	0,0830	0,0733	0,0657	0,0610	
0,50	0,0952	0,0937	0,0893	0,0828	0,0751	0,0676	0,0613	0,0575	0,0569	
0,60	0,0889	0,0874	0,0832	0,0770	0,0698	0,0630	0,0578	0,0552	0,0559	
0,70	0,0944	0,0927	0,0880	0,0809	0,0727	0,0648	0,0586	0,0552	0,0553	
0,80	0,0988	0,0970	0,0920	0,0847	0,0764	0,0683	0,0619	0,0583	0,0581	
1,00	1,1158	0,1135	0,1073	0,0980	0,0875	0,0774	0,0691	0,0638	0,0619	
1,20	1,1380	0,1349	0,1264	0,1142	0,1007	0,0881	0,0781	0,0714	0,0681	
1,30	1,1521	0,1484	0,1381	0,1237	0,1081	0,0940	0,0832	0,0762	0,0725	

$\lambda=1,7$ см,

0,150	0,1408	0,1387	0,1326	0,1232	0,1117	0,0995	0,0880	0,0786	0,0711	
0,175	0,1280	0,1261	0,1205	0,1119	0,1013	0,0899	0,0790	0,0697	0,0632	
0,200	0,1365	0,1345	0,1285	0,1194	0,1079	0,0955	0,0836	0,0731	0,0653	
0,225	0,1530	0,1507	0,1440	0,1338	0,1209	0,1069	0,0934	0,0815	0,0726	
0,250	0,1374	0,1353	0,1294	0,1201	0,1087	0,0963	0,0844	0,0741	0,0667	
0,275	0,120	0,118	0,111	0,1050	0,0960	0,084	0,075	0,067	0,061	
0,300	0,1419	0,1398	0,1336	0,1240	0,1121	0,0989	0,0862	0,0748	0,0660	
0,325	0,1363	0,1318	0,1227	0,1227	0,1000	0,1000	0,0864	0,0727	0,0682	
0,350	0,1271	0,1252	0,1196	0,1111	0,1006	0,0893	0,0785	0,0693	0,0627	
0,375	0,1185	0,1167	0,1115	0,1045	0,0958	0,0836	0,0732	0,0679	0,0610	
0,400	0,1018	0,1053	0,1007	0,0938	0,0858	0,0767	0,0686	0,0618	0,0595	
0,425	0,0951	0,0936	0,0897	0,0836	0,0759	0,0690	0,0621	0,0583	0,0575	
0,450	0,0867	0,0861	0,0824	0,0765	0,0701	0,0631	0,0583	0,0551	0,0562	
0,475	0,0824	0,0801	0,0774	0,0710	0,0649	0,0591	0,0549	0,0530	0,0549	
0,500	0,0788	0,0774	0,0737	0,0690	0,0626	0,0570	0,0531	0,0522	0,0539	
0,525	0,1220	0,1204	0,1139	0,1061	0,0900	0,0879	0,0819	0,0807	0,0875	
0,550	0,1363	0,1341	0,1274	0,1184	0,1064	0,0983	0,0916	0,0902	0,0944	
0,575	0,0766	0,0757	0,0714	0,0666	0,0609	0,0557	0,0522	0,0515	0,0540	
0,600	0,0789	0,0777	0,0737	0,0685	0,0624	0,0569	0,0532	0,0522	0,0545	
0,625	0,0812	0,0798	0,0760	0,0704	0,0639	0,0581	0,0541	0,0529	0,0550	
0,650	0,0824	0,0810	0,0772	0,0714	0,0649	0,0590	0,0548	0,0534	0,0553	
0,675	0,0843	0,0828	0,0888	0,0729	0,0662	0,0601	0,0556	0,0541	0,0557	
0,700	0,0861	0,0845	0,0805	0,0744	0,0675	0,0612	0,0565	0,0548	0,0561	
0,725	0,0877	0,0863	0,0820	0,0758	0,0687	0,0621	0,0573	0,0552	0,0565	
0,750	0,0896	0,0881	0,0837	0,0762	0,0702	0,0630	0,0579	0,0554	0,0553	
0,775	0,0912	0,0897	0,0852	0,0787	0,0712	0,0643	0,0590	0,0565	0,0574	
0,800	0,0932	0,0916	0,0870	0,0802	0,0725	0,0652	0,0598	0,0571	0,0578	
0,825	0,0952	0,0935	0,0886	0,0817	0,0733	0,0665	0,0607	0,0577	0,0582	
0,850	0,0971	0,0954	0,0905	0,0833	0,0751	0,0679	0,0615	0,0584	0,0586	
0,875	0,0991	0,0973	0,0923	0,0849	0,0764	0,0685	0,0623	0,0590	0,0590	
0,900	0,1000	0,0982	0,0932	0,0858	0,0773	0,0692	0,0629	0,0594	0,0591	
0,925	0,1027	0,1009	0,0954	0,0879	0,0790	0,0706	0,0641	0,0602	0,0598	
0,950	0,1055	0,1036	0,0980	0,0900	0,0807	0,0720	0,0651	0,0611	0,0605	
0,975	0,1078	0,1058	0,1001	0,0918	0,0823	0,0733	0,0663	0,0620	0,0611	
1,000	0,1102	0,1081	0,1022	0,0936	0,0838	0,0745	0,0672	0,0623	0,0592	
1,100	0,1202	0,1178	0,1110	0,1012	0,0902	0,0798	0,0716	0,0666	0,0648	

$\lambda=3$ см,

0,15	0,1085	0,1069	0,1021	0,0948	0,0858	0,0761	0,0667	0,0585	0,0527	
0,175	0,1138	0,1121	0,1071	0,0996	0,0903	0,0803	0,0709	0,0632	0,0580	
0,200	0,1575	0,1552	0,1482	0,1376	0,1243	0,1099	0,0957	0,0831	0,0734	
0,225	0,1775	0,1749	0,1671	0,1550	0,1399	0,1231	0,1066	0,0914	0,0793	
0,250	0,1674	0,1649	0,1576	0,1461	0,1317	0,1157	0,0996	0,0847	0,0724	
0,275	0,1480	0,1458	0,1393	0,1292	0,1166	0,1027	0,0888	0,0762	0,0661	

рассеяния β°

90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
0,0596	0,0593	0,0624	0,0684	0,0764	0,0852	0,0938	0,1008	0,1054	0,1070
0,0596	0,0592	0,0623	0,0681	0,0758	0,0842	0,0923	0,0989	0,1032	0,1047
0,0598	0,0602	0,0641	0,0707	0,0791	0,0883	0,0970	0,1041	0,1087	0,1104
0,0598	0,0621	0,0677	0,0759	0,0857	0,0958	0,1053	0,1129	0,1179	0,1196
0,0600	0,0665	0,0762	0,0880	0,1010	0,1140	0,1255	0,1347	0,1406	0,1426
0,0603	0,0682	0,0790	0,0918	0,1054	0,1188	0,1306	0,1398	0,1457	0,1477
0,0593	0,0669	0,0776	0,0903	0,1040	0,1173	0,1291	0,1283	0,1442	0,1462
0,0614	0,0679	0,0771	0,0879	0,0994	0,1105	0,1202	0,1277	0,1325	0,1341
0,0633	0,0675	0,0737	0,0812	0,0890	0,0964	0,1027	0,1076	0,1106	0,1116
0,0675	0,0686	0,0706	0,0729	0,0749	0,0767	0,0780	0,0789	0,0795	0,0797
0,0708	0,0699	0,0691	0,0678	0,0661	0,0641	0,0622	0,0608	0,0598	0,0595

$T=18^\circ$

0,0704	0,0711	0,0786	0,0880	0,0995	0,1117	0,1232	0,1326	0,1387	0,1408
0,0600	0,0604	0,0643	0,0710	0,0797	0,0891	0,0981	0,1055	0,1103	0,1120
0,0610	0,0603	0,0631	0,0690	0,0769	0,0857	0,0942	0,1013	0,1059	0,1075
0,0674	0,0662	0,0691	0,0752	0,0835	0,0931	0,1022	0,1098	0,1149	0,1166
0,0627	0,0625	0,0659	0,0724	0,0809	0,0903	0,0993	0,1068	0,1117	0,1134
0,059	0,061	0,065	0,073	0,082	0,092	0,101	0,107	0,114	0,116
0,0606	0,0588	0,0606	0,0654	0,0723	0,0803	0,0882	0,0946	0,0990	0,1005
0,0591	0,0591	0,0636	0,0636	0,0727	0,0818	0,0909	0,0955	0,1045	0,1091
0,0595	0,0599	0,0637	0,0703	0,0789	0,0882	0,0971	0,1044	0,1092	0,1109
0,0592	0,0644	0,0679	0,0749	0,0854	0,0976	0,1080	0,1132	0,1167	0,1185
0,0595	0,0652	0,0709	0,0858	0,0835	0,1053	0,1167	0,1259	0,1304	0,1327
0,0598	0,0660	0,0759	0,0867	0,0997	0,1143	0,1250	0,1334	0,1411	0,1449
0,0605	0,0680	0,0792	0,0926	0,1070	0,1198	0,1327	0,1428	0,1493	0,1520
0,0599	0,0687	0,0805	0,0942	0,1095	0,1240	0,1369	0,1518	0,1538	0,1564
0,0600	0,0676	0,0816	0,0958	0,1112	0,1262	0,1394	0,1497	0,1561	0,1586
0,0968	0,1084	0,1289	0,0117	0,1751	0,2001	0,2195	0,2358	0,2464	0,2495
0,1053	0,1223	0,1447	0,0104	0,1964	0,2246	0,2461	0,2642	0,2760	0,2793
0,0605	0,0701	0,0826	0,0969	0,1122	0,1264	0,1394	0,1492	0,1555	0,1578
0,0607	0,0700	0,0822	0,0963	0,1112	0,1252	0,1379	0,1476	0,1538	0,1561
0,0608	0,0700	0,0818	0,0957	0,1103	0,1242	0,1364	0,1461	0,1520	0,1543
0,0620	0,0698	0,0816	0,0950	0,1092	0,1227	0,1346	0,1439	0,1498	0,1518
0,0617	0,0697	0,0812	0,0943	0,1081	0,1212	0,1327	0,1417	0,1472	0,1493
0,0613	0,0697	0,0808	0,0936	0,1069	0,1197	0,1309	0,1396	0,1450	0,1469
0,0614	0,0696	0,0803	0,0927	0,1057	0,1182	0,1290	0,1375	0,1428	0,1446
0,0610	0,0689	0,0795	0,0925	0,1052	0,1277	0,1382	0,1480	0,1533	0,1554
0,0618	0,0694	0,0795	0,0913	0,1034	0,1151	0,1252	0,1330	0,1380	0,1397
0,0620	0,0692	0,0790	0,0904	0,1022	0,1135	0,1234	0,1310	0,1358	0,1364
0,0622	0,0692	0,0787	0,0896	0,1010	0,1120	0,1214	0,1287	0,1334	0,1344
0,0624	0,0692	0,0783	0,0889	0,0999	0,1104	0,1195	0,1265	0,1310	0,1325
0,0625	0,0689	0,0778	0,0880	0,0986	0,1087	0,1175	0,1242	0,1284	0,1299
0,0623	0,0684	0,0772	0,0872	0,0978	0,1078	0,1166	0,1233	0,1276	0,1290
0,0627	0,0686	0,0768	0,0861	0,0963	0,1055	0,1137	0,1200	0,1239	0,1252
0,0632	0,0688	0,0765	0,0855	0,0947	0,1033	0,1108	0,1166	0,1202	0,1214
0,0636	0,0688	0,0761	0,0846	0,0931	0,1013	0,1083	0,1136	0,1170	0,1181
0,0639	0,0686	0,0757	0,0836	0,0917	0,0992	0,1057	0,1106	0,1137	0,1147
0,0660	0,0698	0,0742	0,0796	0,0850	0,0898	0,0938	0,0967	0,0985	0,0991

$T=18^\circ$

0,0495	0,0493	0,0521	0,0571	0,0639	0,0712	0,0784	0,0843	0,0881	0,0895
0,0560	0,0574	0,0620	0,0691	0,0779	0,0875	0,0964	0,1037	0,1085	0,1102
0,0675	0,0656	0,0677	0,0731	0,0809	0,0899	0,0986	0,1060	0,1108	0,1125
0,0710	0,0669	0,0672	0,0710	0,0775	0,0855	0,0936	0,1003	0,1049	0,1065
0,0635	0,0584	0,0571	0,0592	0,0637	0,0699	0,0761	0,0816	0,0853	0,0866
0,0592	0,0559	0,0560	0,0592	0,0647	0,0712	0,0780	0,0837	0,0874	0,0888

ρ	Угол								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
0,300	0,1915	0,1915	0,1915	0,1595	0,1436	0,1436	0,1116	0,0799	0,0799
0,325	0,1559	0,1560	0,1748	0,1347	0,0957	0,1127	0,0943	0,0739	0,0711
0,350	0,1253	0,1253	0,1206	0,1113	0,1021	0,0882	0,0789	0,0673	0,0626
0,375	0,1016	0,1001	0,0943	0,0900	0,0813	0,0711	0,0653	0,0610	0,0580
0,400	0,0792	0,0783	0,0744	0,0696	0,0628	0,0580	0,0541	0,0522	0,0541
0,425	0,0681	0,0671	0,0641	0,0598	0,0565	0,0528	0,0483	0,0499	0,0523
0,450	0,0616	0,0606	0,0581	0,0542	0,0493	0,0469	0,0449	0,0464	0,0513
0,475	0,0608	0,0594	0,0572	0,0565	0,0490	0,0472	0,0444	0,0457	0,0511
0,500	0,0626	0,0620	0,0588	0,0550	0,0506	0,0471	0,0454	0,0468	0,0514
0,525	0,0657	0,0647	0,0615	0,0573	0,0526	0,0559	0,0467	0,0479	0,0519
0,550	0,0685	0,0673	0,0641	0,0595	0,0546	0,0503	0,0480	0,0486	0,0526
0,575	0,0710	0,0697	0,0673	0,0617	0,0565	0,0520	0,0494	0,0495	0,0541
0,600	0,0735	0,0721	0,0687	0,0639	0,0584	0,0537	0,0509	0,0506	0,0550
0,625	0,0761	0,0748	0,0713	0,0662	0,0604	0,0554	0,0521	0,0517	0,0551
0,650	0,0785	0,0772	0,0736	0,0682	0,0622	0,0570	0,0534	0,0526	0,0552
0,675	0,0808	0,0794	0,0756	0,0700	0,0638	0,0583	0,0546	0,0534	0,0558
0,700	0,0826	0,0812	0,0774	0,0716	0,0653	0,0598	0,0555	0,0542	0,0561
0,725	0,0829	0,0828	0,0788	0,0729	0,0663	0,0603	0,0561	0,0547	0,0566
0,775	0,0867	0,0852	0,0810	0,0749	0,0680	0,0613	0,0572	0,0554	0,0571

λ=3,2 см,

0,10	0,1273	0,1254	0,1199	0,1114	0,1010	0,0900	0,0796	0,0711	0,0656
0,11	0,1209	0,1190	0,1138	0,1058	0,0959	0,0854	0,0755	0,0675	0,0623
0,12	0,1233	0,1214	0,1161	0,1079	0,0978	0,0871	0,0770	0,0688	0,0635
0,13	0,1164	0,1147	0,1096	0,1019	0,0923	0,0822	0,0727	0,0649	0,0588
0,14	0,1227	0,1209	0,1155	0,1074	0,0974	0,0867	0,0766	0,0685	0,0631
0,15	0,1280	0,1260	0,1205	0,1119	0,1013	0,0899	0,0790	0,0698	0,0633
0,16	0,1260	0,1241	0,1186	0,1102	0,0998	0,0886	0,0779	0,0690	0,0627
0,17	0,1247	0,1228	0,1174	0,1090	0,0988	0,0877	0,0772	0,0684	0,0623
0,18	0,1276	0,1257	0,1202	0,1116	0,1010	0,0896	0,0787	0,0694	0,0627
0,19	0,1259	0,1240	0,1185	0,1101	0,0996	0,0884	0,0777	0,0686	0,0622
0,20	0,1268	0,1248	0,1193	0,1108	0,1004	0,0891	0,0784	0,0693	0,0630
0,25	0,1305	0,1285	0,1228	0,1141	0,1032	0,0915	0,0802	0,0705	0,0635
0,30	0,1313	0,1293	0,1233	0,1142	0,1030	0,0910	0,0796	0,0699	0,0630
0,35	0,1249	0,1229	0,1174	0,1088	0,0984	0,0873	0,0768	0,0681	0,0621
0,40	0,1150	0,1132	0,1080	0,1001	0,0905	0,0805	0,0714	0,0644	0,0603
0,50	0,0937	0,0922	0,0879	0,0815	0,0740	0,0666	0,0606	0,0570	0,0567
0,60	0,0884	0,0869	0,0827	0,0765	0,0695	0,0627	0,0576	0,0550	0,0558
0,70	0,0918	0,0902	0,0858	0,0792	0,0717	0,0645	0,0589	0,0561	0,0566

λ=3,2 см,

0,10	0,1273	0,1254	0,1199	0,1114	0,1010	0,0900	0,0796	0,0711	0,0656
0,12	0,1228	0,1210	0,1157	0,1075	0,0975	0,0868	0,0768	0,0686	0,0633
0,13	0,0128	0,0126	0,0120	0,0112	0,0110	0,0089	0,0078	0,0069	0,0062
0,14	0,1306	0,1286	0,1229	0,1142	0,1033	0,0917	0,0805	0,0709	0,0641
0,15	0,1272	0,1253	0,1198	0,1112	0,1007	0,0894	0,0786	0,0694	0,0630
0,16	0,1312	0,1292	0,1235	0,1147	0,1038	0,0919	0,0805	0,0707	0,0634
0,17	0,1337	0,1317	0,1259	0,1169	0,1057	0,0935	0,0817	0,0714	0,0638
0,18	0,1353	0,1333	0,1274	0,1182	0,1069	0,0945	0,0825	0,0719	0,0639
0,19	0,1357	0,1336	0,1277	0,1185	0,1071	0,0947	0,0826	0,0719	0,0638
0,20	0,1381	0,1360	0,1300	0,1207	0,1091	0,0964	0,0840	0,0731	0,0648
0,25	0,1473	0,1451	0,1386	0,1286	0,1161	0,1023	0,0886	0,0762	0,0663
0,30	0,1499	0,1475	0,1408	0,1303	0,1172	0,1029	0,0888	0,0763	0,0663
0,35	0,1249	0,1230	0,1175	0,1090	0,0985	0,0874	0,0769	0,0682	0,0623
0,40	0,0913	0,0898	0,0857	0,0796	0,0724	0,0654	0,0597	0,0565	0,0564
0,50	0,0693	0,0632	0,0650	0,0604	0,0554	0,0511	0,0486	0,0439	0,0526
0,60	0,0529	0,0520	0,0495	0,0462	0,0429	0,0407	0,0408	0,0438	0,0505
0,70	0,0854	0,0839	0,0894	0,0729	0,0654	0,0584	0,0532	0,0509	0,0522

рассеяния β°

90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
0,0639	0,0479	0,0479	0,0479	0,0479	0,0479	0,0639	0,0639	0,0639	0,0639
0,0618	0,0553	0,0567	0,0599	0,0651	0,0701	0,0781	0,0837	0,0880	0,0878
0,0603	0,0626	0,0650	0,0719	0,0812	0,0905	0,0951	0,1044	0,1114	0,1114
0,0610	0,0639	0,0740	0,0827	0,0972	0,1103	0,1219	0,1292	0,1350	0,1364
0,0589	0,0696	0,0802	0,0956	0,1111	0,1256	0,1372	0,1478	0,1565	0,1584
0,0596	0,0717	0,0850	0,1012	0,1185	0,1342	0,1484	0,1599	0,1677	0,1702
0,0601	0,0728	0,0874	0,1045	0,1226	0,1392	0,1549	0,1666	0,1739	0,1768
0,0594	0,0724	0,0879	0,1044	0,1235	0,1397	0,1548	0,1660	0,1736	0,1761
0,0602	0,0721	0,0874	0,1037	0,1217	0,1385	0,1530	0,1641	0,1715	0,1742
0,0605	0,0719	0,0867	0,1028	0,1201	0,1362	0,1502	0,1614	0,1684	0,1705
0,0607	0,0716	0,0860	0,1018	0,1183	0,1339	0,1476	0,1586	0,1654	0,1676
0,0609	0,0716	0,0862	0,1004	0,1162	0,1315	0,1447	0,1551	0,1615	0,1637
0,0611	0,0715	0,0844	0,0991	0,1144	0,1290	0,1417	0,1515	0,1576	0,1598
0,0612	0,0712	0,0837	0,0979	0,1126	0,1267	0,1390	0,1484	0,1544	0,1564
0,0614	0,0710	0,0830	0,0967	0,1108	0,1244	0,1362	0,1453	0,1512	0,1530
0,0629	0,0707	0,0824	0,0956	0,1092	0,1224	0,1338	0,1428	0,1482	0,1502
0,0619	0,0707	0,0819	0,0949	0,1082	0,1210	0,1321	0,1408	0,1462	0,1480
0,0620	0,0705	0,0815	0,0942	0,1073	0,1197	0,1306	0,1390	0,1443	0,1460
0,0622	0,0704	0,0811	0,0940	0,1058	0,1179	0,1281	0,1360	0,1410	0,1427

$T = -10^\circ$

0,0637	0,0656	0,0711	0,0796	0,0900	0,1010	0,1114	0,1199	0,1254	0,1273
0,0604	0,0623	0,0675	0,0755	0,0854	0,0959	0,1058	0,1138	0,1190	0,1209
0,0616	0,0635	0,0688	0,0770	0,0871	0,0978	0,1079	0,1161	0,1214	0,1233
0,0579	0,0596	0,0645	0,0722	0,0815	0,0915	0,1009	0,1086	0,1136	0,1154
0,0612	0,0630	0,0682	0,0763	0,0863	0,0968	0,1068	0,1149	0,1202	0,1221
0,0601	0,0606	0,0645	0,0713	0,0800	0,0895	0,0986	0,1060	0,1109	0,1126
0,0597	0,0604	0,0645	0,0714	0,0802	0,0898	0,0989	0,1063	0,1112	0,1129
0,0596	0,0604	0,0646	0,0717	0,0806	0,0903	0,0994	0,1070	0,1119	0,1136
0,0594	0,0596	0,0632	0,0697	0,0781	0,0873	0,0961	0,1034	0,1081	0,1098
0,0590	0,0594	0,0632	0,0699	0,0784	0,0877	0,0965	0,1038	0,1086	0,1102
0,0600	0,0606	0,0647	0,0716	0,0804	0,0900	0,0991	0,1066	0,1115	0,1132
0,0599	0,0598	0,0632	0,0695	0,0778	0,0868	0,0955	0,1027	0,1074	0,1091
0,0595	0,0597	0,0632	0,0694	0,0774	0,0861	0,0944	0,1012	0,1056	0,1072
0,0596	0,0607	0,0651	0,0723	0,0812	0,0908	0,0998	0,1072	0,1120	0,1136
0,0598	0,0628	0,0690	0,0778	0,0881	0,0987	0,1085	0,1164	0,1215	0,1235
0,0600	0,0668	0,0767	0,0888	0,1020	0,1151	0,1268	0,1361	0,1420	0,1441
0,0603	0,0682	0,0791	0,0919	0,1056	0,1189	0,1307	0,1400	0,1459	0,1479
0,0608	0,0683	0,0786	0,0907	0,1036	0,1161	0,1270	0,1356	0,1410	0,1429

$T = 10^\circ$

0,0637	0,0656	0,0711	0,0796	0,0900	0,1010	0,1114	0,1199	0,1254	0,1273
0,0614	0,0633	0,0686	0,0768	0,0868	0,0975	0,1075	0,1157	0,1210	0,1229
0,0058	0,0058	0,0061	0,0067	0,0075	0,0083	0,0092	0,0099	0,0103	0,0105
0,0606	0,0609	0,0646	0,0712	0,0797	0,0891	0,0981	0,1055	0,1103	0,1120
0,0599	0,0604	0,0643	0,0711	0,0798	0,0893	0,0983	0,1057	0,1106	0,1123
0,0595	0,0592	0,0624	0,0684	0,0763	0,0852	0,0937	0,1007	0,1053	0,1069
0,0594	0,0586	0,0612	0,0667	0,0743	0,0828	0,0909	0,0977	0,1022	0,1038
0,0592	0,0580	0,0603	0,0655	0,0728	0,0810	0,0890	0,0956	0,1000	0,1015
0,0589	0,0576	0,0597	0,0647	0,0717	0,0797	0,0876	0,0941	0,0984	0,0999
0,0598	0,0585	0,0605	0,0660	0,0727	0,0809	0,0888	0,0954	0,0997	0,1013
0,0597	0,0567	0,0571	0,0607	0,0664	0,0734	0,0803	0,0862	0,0901	0,0915
0,0597	0,0567	0,0573	0,0607	0,0663	0,0729	0,0795	0,0851	0,0888	0,0901
0,0598	0,0609	0,0653	0,0725	0,0815	0,0911	0,1002	0,1076	0,1125	0,1141
0,0599	0,0670	0,0771	0,0896	0,1031	0,1166	0,1287	0,1383	0,1444	0,1466
0,0601	0,0711	0,0850	0,1009	0,1175	0,1335	0,1476	0,1586	0,1655	0,1679
0,0609	0,0746	0,0910	0,1090	0,1273	0,1446	0,1596	0,1712	0,1785	0,1810
0,0574	0,0669	0,0781	0,0920	0,1067	0,1209	0,1334	0,1432	0,1495	0,1516

§ 3. Полидисперсные индикатрисы

Полидисперсные индикатрисы $\bar{\chi}(\beta)$ были рассчитаны нами для распределения (5) и для длин волн λ и интенсивности осадков P , указанных в табл. 2 (в таблице также приведены соответствующие значения коэффициента асимметрии $\bar{\epsilon} = \epsilon_1$).

Таблица 2

λ см	P мм/час	ϵ_1	λ см	P мм/час	ϵ_1	λ см	P мм/час	ϵ_1
0,9	23	1,11	1,7	23	0,64	3	23	0,93
	35	1,20		35	0,63		35	0,84
	50	1,32		50	—		50	0,78
	100	1,53		100	—		100	0,68

Из данных табл. 2 видно, что для $\lambda=0,9$ см с увеличением интенсивности осадков, а следовательно, с ростом числа крупных капель индикатрисы рассеяния вытягиваются все больше и больше вперед. Что касается волн сантиметрового диапазона, то здесь картина оказывается

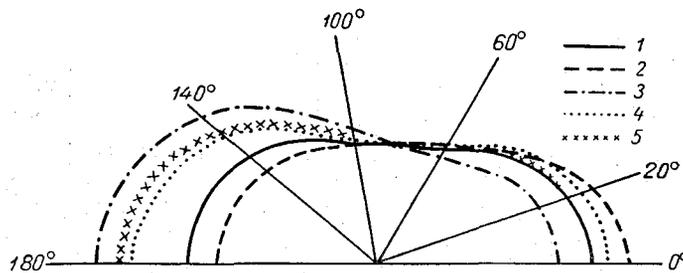


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния для единицы объема осадков.
 1 — $P=23$ мм/час, $\lambda=0,9$ см; 2 — $P=100$ мм/час, $\lambda=0,9$ см; 3 — $P=23$ мм/час; $\lambda=1,7$ см; 4 — $P=23$ мм/час, $\lambda=3,0$ см; 5 — $P=35$ мм/час, $\lambda=3$ см.

обратной — рассеяние назад растет вместе с ростом интенсивности осадков. Из сопоставления индикатрис рассеяния отдельных частиц и единицы объема видно, что, хотя индикатрисы капель отличаются сильно друг от друга, индикатрисы единицы объема осадков различной интенсивности отличаются слабо — в полидисперсном объеме происходит компенсация эффектов Ми и Томсона.

Значение индикатрис рассеяния для 12 моделей, указанных в табл. 2, приведены в табл. 3 и проиллюстрированы на рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутных средах. Гостехиздат, 1951.
2. Lowan A. N. Tables of scattering functions for spherical particles. Natl. Bur. Standards (U. S.). Appl. Math. Series, 4, 1949, Washington.
3. Deirmendjian D. Radio science Journal of Research, NBS/USNC—URSI, v. 69 D, no. 6, June 1965.
4. Шифрин К. С., Черняк М. М. Рассеяние и ослабление сантиметрового излучения каплями воды (см. наст. сб.).

Таблица 3

P мм/час	λ см	Угол рассеяния β°									
		0	10	20	30	40	50	60	70	80	
23	0,9	0,1176	0,1161	0,1096	0,0974	0,0867	0,0769	0,0689	0,0638	0,0614	
	1,7	0,0989	0,0974	0,0931	0,0862	0,0776	0,0706	0,0650	0,0611	0,0614	
	3,0	0,1173	0,1161	0,1138	0,1022	0,0904	0,0847	0,0738	0,0648	0,0623	
35	0,9	0,1232	0,1205	0,1131	0,0998	0,0884	0,0782	0,0707	0,0648	0,0622	
	1,7	0,0977	0,0962	0,0920	0,0850	0,0766	0,0696	0,0636	0,0605	0,0610	
	3,0	0,1108	0,1097	0,1073	0,0965	0,0855	0,0802	0,0704	0,0625	0,0610	
50	0,9	0,1272	0,1243	0,1163	0,1020	0,0900	0,0794	0,0717	0,0657	0,0629	
	1,7	0,1032	0,1022	0,0999	0,0901	0,0799	0,0750	0,0662	0,0594	0,0587	
	3,0	0,1361	0,1314	0,1128	0,1072	0,0937	0,0820	0,0739	0,0676	0,0658	
100	0,9	0,0969	0,0959	0,0935	0,0847	0,0754	0,0706	0,0634	0,0579	0,0585	
	1,7										
	3,0										
P мм/час	λ см	Угол рассеяния β°									
		90	100	110	120	130	140	150	160	170	180
23	0,9	0,0621	0,0650	0,0726	0,0770	0,0843	0,0891	0,0949	0,0999	0,1031	0,1043
	1,7	0,0653	0,0727	0,0835	0,0964	0,1098	0,1395	0,1364	0,1458	0,1518	0,1518
	3,0	0,0612	0,0633	0,0700	0,0788	0,0896	0,1016	0,1109	0,1186	0,1243	0,1256
35	0,9	0,0611	0,0650	0,0696	0,0755	0,0820	0,0863	0,0916	0,0963	0,0990	0,1001
	1,7	0,0652	0,0728	0,0838	0,0967	0,1101	0,1246	0,1364	0,1460	0,1518	0,1559
	3,0	0,0612	0,0645	0,0721	0,0818	0,0934	0,1027	0,1153	0,1239	0,1297	0,1312
50	0,9	0,0630	0,0650	0,0693	0,0743	0,0801	0,0840	0,0888	0,0931	0,0954	0,0964
	1,7	0,0595	0,0638	0,0720	0,0822	0,0941	0,1056	0,1166	0,1250	0,1309	0,1324
	3,0	0,0640	0,0650	0,0678	0,0729	0,0760	0,0789	0,0827	0,0862	0,0883	0,0891
100	0,9	0,0611	0,0671	0,0768	0,0884	0,1017	0,1146	0,1262	0,1350	0,1412	0,1429
	1,7										
	3,0										

ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ НА ТОЧНОСТЬ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРА ЧАСТИЦ МЕТОДОМ МАЛЫХ УГЛОВ

Путем численных экспериментов для различного рода ошибок измерения оптической информации исследуется величина и характер ошибок, возникающих при вычислении спектра размеров частиц.

Известно [1], что по индикатрисе света, рассеянного средой под малыми углами вперед, можно рассчитать спектр размеров частиц рассеивающей среды при некоторых ограничениях на свойства частиц (частицы однородные, сферические и т. п.) и среды (рассеяние однократное, среда полидисперсная). Измерение индикатрис рассеянного света производится с помощью различного вида фотометров. Практически фотометрирование осуществляется с неизбежными амплитудными погрешностями, величина и характер которых зависят от типа применяемой электрической схемы, условий фотометрирования и целого ряда других причин. Поэтому важно исследовать влияние амплитудных погрешностей измерения индикатриссы рассеянного света на точность восстановления спектра частиц методом малых углов.

Путем вычислительных экспериментов, задавшись величиной и характером ошибок фотометрирования, определяется влияние различного рода погрешностей на вычисляемый спектр частиц. Исследование производилось на примере вычисления спектра по дифференциальным оценкам оптической информации [1].

1. Абсолютная погрешность. Если при измерении индикатрисы в фотоприемник попадает небольшое количество света от постороннего источника (световой фон) или на выходе электрической схемы преобразователя имеется некоторая амплитудная помеха (электрический фон), то суммарный измеряемый сигнал, пропорциональный индикатрисе, можно представить в виде

$$I_1(\beta) = I(\beta) + P, \quad (1)$$

где $I(\beta)$ — идеальное значение оптической информации; $I_1(\beta)$ — измеряемое значение индикатрисы; P — погрешность измерения.

Полагая, что погрешность измерения P не зависит от угла рассеяния β , и выполняя приведение этой погрешности к спектру размеров частиц, определим величину погрешности в вычислении ординаты спектра $\Delta f_1(\rho_i)$

$$\Delta f_1(\rho_i) = \frac{P}{I(0)} \frac{3}{\rho_i^5} \int_{\rho_i \beta_{\min}}^{\rho_i \beta_{\max}} z^2 h_D(z) dz, \quad (2)$$

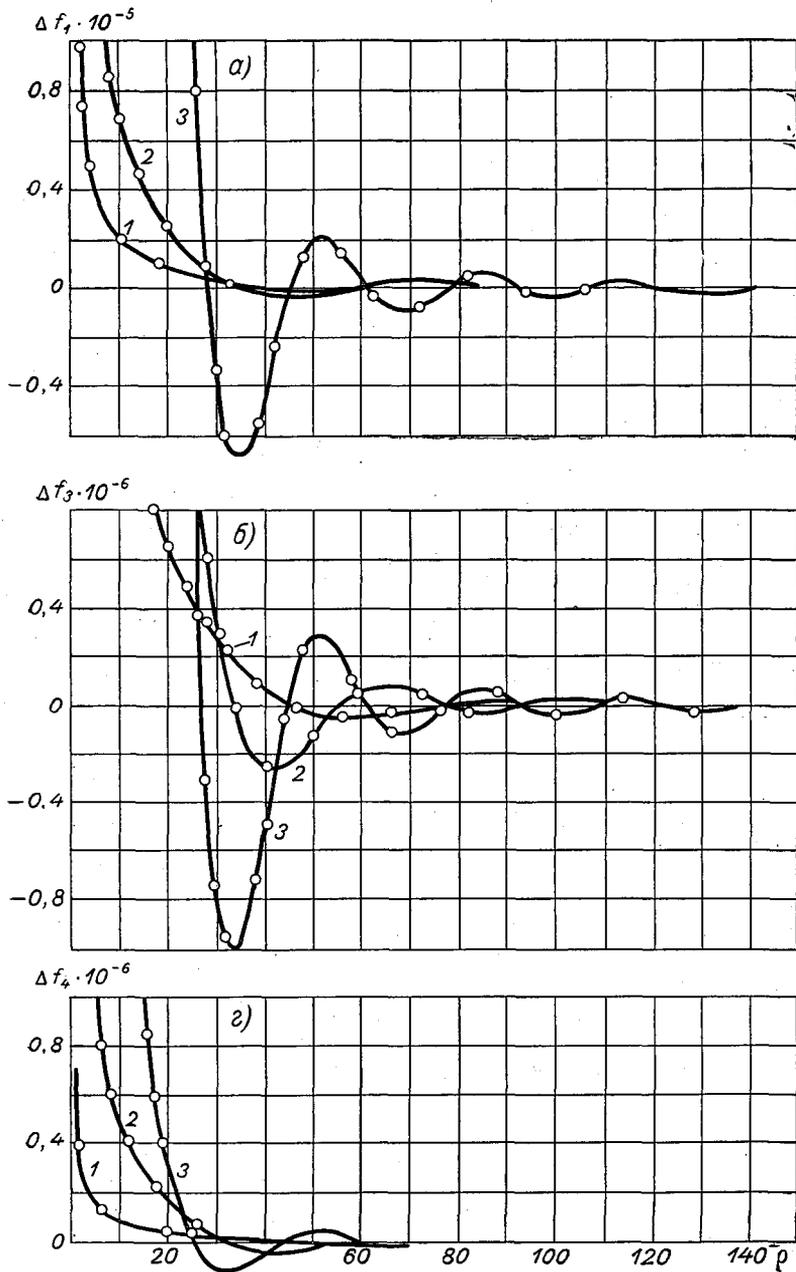


Рис. 1. Графики амплитудных погрешностей, возникающих при расчете спектра частиц

$\Delta f_1(\rho)$ (а), $\Delta f_3(\rho)$ (б), $\Delta f_4(\rho)$ (в).
 1) $\beta_{\min}=0,0002$ рад. и $\beta_{\max}=0,06$ рад, 2) $\beta_{\max}=0,08$ рад. и 3) $\beta_{\max}=0,1$ рад.

где $h_D(z) = -2\pi z J_1(z) Y_1(z)$ — ядро обращенного уравнения ($J_1(z)$ и $Y_1(z)$ — функции Бесселя и Неймана первого порядка).

Величина абсолютной ошибки $\Delta f_1(\rho_i)$ пропорциональна утроенной величине ошибки P . Она также зависит от аргумента вычисляемой ординаты ρ_i , начального и конечного углов измерения индикатрисы. График ошибки $\Delta f_1(\rho)$ для $P/I(0) = 1$ и различных диапазонов измерения приведен на рис. 1 а. Из графика следует, что ошибка Δf_1 уменьшается с возрастанием ρ_i , но амплитуда ее тем больше, чем больше β .

2. Относительная погрешность. Если полагать, что во всем диапазоне измерения индикатрисы относительная погрешность δ остается постоянной, то измеряемую индикатрису можно представить в виде

$$I_2(\beta) = I(\beta) [1 + \delta]. \quad (3)$$

Такой случай наблюдается, например, при условии, если коэффициент усиления преобразующей схемы отличается от расчетного. Выполняя

приведение информации (3) к спектру размеров частиц, найдем

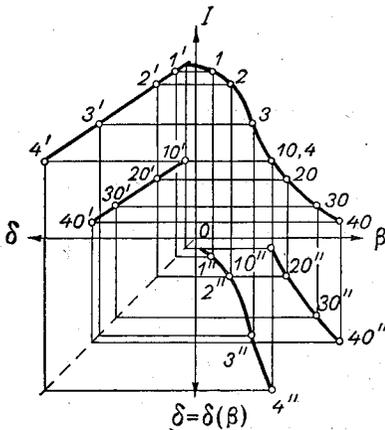
$$f_2(\rho) = f_0(\rho) [1 + \delta], \quad (4)$$

где $f_2(\rho)$ — вычисляемая ордината спектра, $f_0(\rho)$ — идеальная ордината спектра.

Как видно из (4), в этом простейшем случае происходит только относительное изменение величины амплитуд вычисляемых ординат спектра. Характер этих изменений определяется только величиной и знаком относительной ошибки δ .

Особый интерес представляют относительные погрешности, изменяющиеся в функции угла β . Именно таковыми являются реальные ошибки применяемых измерителей яркости. Для них обычно известна зависимость погрешности δ от яркости I . Так как индикатриса измеряется как функция углового аргумента, то необходимо предварительно привести ошибку δ к угловому аргументу β .

Рис. 2. Графический способ приведения погрешности $\delta = \delta(I)$ к угловому аргументу β .



На рис. 2 а показан графический способ приведения линейно-убывающей функции погрешности $\delta(I)$ к угловому аргументу индикатрисы β . Погрешность δ как функция яркости I изображена в квадранте I. Для яркости точки I' (квадрант I) находится соответствующая величина погрешности I' (квадрант II) и далее с помощью зеркального отражения в биссектрисе квадранта III погрешность для точки I' приводится к квадранту IV к угловому аргументу β . Выполнив такой переход для всех точек индикатрисы, получим зависимость $\delta = \delta(\beta)$.

Аппроксимируя погрешность как сумму кусочно-линейного отрезка и некоторой постоянной величины, можем теперь выразить реально измеряемую индикатрису в виде

$$I_{zi}(\beta) = I(\beta) + p + q_i \beta + l_i, \quad (5)$$

где q_i — угловой коэффициент аппроксимирующей функции $\delta = \delta(\beta)$ для i -того отрезка, n — число участков линейной аппроксимации.

Для ошибки произвольного вида приведение ее к аргументу β осуществляется обычным графическим способом. Практически аппрокси-

мацию приведенной к угловому аргументу погрешности оказывается достаточно выполнять полиномом второй степени. Выражение для измеренной индикатрисы в этом случае можно записать в виде следующей суммы:

$$I_{4i}(\beta) = I(\beta) + P + a_i\beta^2 + b_i\beta + c_i. \quad (6)$$

Обычно перепад интенсивности $I(\beta)$ в основном диапазоне измерения очень велик [2], и измерения, если они ведутся фотоэлектронными умножителями, выполняются с переключением ступеней ФЭУ. Ошибки в таком случае, приведенные к аргументу β , тоже имеют ступенчатый характер и могут быть описаны выражениями вида (6). Таким образом, представляет интерес выполнить обращение для функций вида $4b_i\beta^3$ и $5a_i\beta^4$, сумма которых и будет определять вклад ошибок в характер спектра

$$\Delta f_3(\rho_i) = \frac{b_i}{I(0)} \frac{4}{\rho_i^6} \int_{\rho_i^{\beta_{\min}}}^{\rho_i^{\beta_{\max}}} z^3 h_D(z) dz; \quad (7)$$

$$\Delta f_4(\rho_i) = \frac{a_i}{I(0)} \frac{5}{\rho_i^7} \int_{\rho_i^{\beta_{\min}}}^{\rho_i^{\beta_{\max}}} z^4 h_D(z) dz. \quad (8)$$

Графики этих функций для $b/I(0)=1$ и $a/I(0)=1$ приведены на рис. 1 б, в соответственно. Из рис. 1 в следует, что вклад ошибки $\Delta f_4(\rho)$ на порядок меньше величины $\Delta f_3(\rho)$, и в случае соизмеримых коэффициентов a_i и b_i ошибкой $\Delta f_4(\rho)$ можно пренебречь.

3. Случайные погрешности. Установить влияние случайных помех на характер вычисляемого спектра в настоящее время не представляется возможным, ввиду отсутствия статистических данных о точности фотометрирования индикатрис рассеянного света и данных о частотных свойствах сигнала и помех. Поэтому здесь предположительно определим влияние случайной помехи, равномерно распределенной в интервале ΔI . С учетом этой помехи выражение для индикатрисы можно записать следующим образом:

$$I_c(\beta) = I(\beta) + \Delta I. \quad (9)$$

Здесь ΔI не зависит от β и поэтому при обращении функции ошибка в вычислении ординаты спектра имеет вид

$$\Delta f_c(\rho_i) = \frac{\Delta I}{I(0)} \frac{3}{\rho_i^5} \int_{\rho_i^{\beta_{\min}}}^{\rho_i^{\beta_{\max}}} z^2 h_D(z) dz. \quad (10)$$

Уравнение (10) отличается от уравнения, определяющего погрешность от вклада абсолютной ошибки (2), множителем ΔI

$$\Delta f_c(\rho) = \frac{\Delta I}{P} \Delta f_1(\rho),$$

поэтому характер такой погрешности легко представить из рис. 1 а.

Анализ полученных результатов (рис. 1 а, б, в) показывает, что амплитудные погрешности измерения оптической информации, рассмотренные выше, затрудняют достоверное вычисление ординат спектра при $\rho < 30$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого порядка. Труды ВЗЛТИ, № 2, 1956.
2. Шифрин К. С., Голиков В. И. Определение спектра капель методом малых углов. Сб. «Исследование облаков, осадков и грозowego электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЯДРА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ АЭРОЗОЛЯ МЕТОДОМ МАЛЫХ УГЛОВ

Рассмотрены способы воспроизведения ядра интегрального уравнения при оперативном вычислении спектра размеров аэрозоля методом малых углов. Предложен способ воспроизведения ядра простыми функциями. Приведен расчет точности предлагаемого способа и дана схема воспроизведения ядра.

Определение спектра размеров частиц по результатам электромагнитного зондирования удается в некоторых случаях свести к решению интегральных уравнений первого рода [1, 2]. При некоторых ограничениях (частицы сферические, однородные, рассеяние однократное и др.) решение интегрального уравнения удается свести к вычислению обращенного интегрального уравнения. Определение спектра размеров частиц путем вычисления обращенных интегральных уравнений является настолько трудоемкой процедурой, что без автоматизации вычислительного процесса одно из основных преимуществ методов электромагнитного зондирования — оперативность, — совершенно теряется. В целом в ряде случаев возникает необходимость не только производить вычисления характеристик полидисперсных систем, но и управлять процессами с такими свойствами по вычисленным характеристикам. Как известно [3], для таких целей наиболее удобно применять специализированный аналоговый вычислитель, который при необходимости можно было бы включать и в контур управления.

§ 1. Способы воспроизведения ядра на аналоговой вычислительной машине (АВМ)

Рассмотрим здесь особенности воспроизведения на АВМ ядра интегрального уравнения для вычисления спектра частиц методом малых углов. Уравнение, по которому производятся вычисления, имеет вид

$$f(\rho) = \int_0^{\infty} g(\beta) h(\rho\beta) d\beta, \quad (1)$$

где $g(\beta)$ — экспериментальная информация, $h(\rho\beta)$ — ядро обращенного уравнения, $f(\rho)$ — спектр размеров частиц.

В методе малых углов вычисление спектра может быть выполнено по дифференциальным оценкам оптической информации или по текущим [6].

Ниже рассматриваются возможные способы воспроизведения ядра для расчета спектра по дифференциальным оценкам оптической информации

$$h_D(\rho\beta) = -2\pi\rho\beta J_1(\rho\beta) Y_1(\rho\beta). \quad (2)$$

Здесь J_1 и Y_1 — бесселевы функции первого порядка первого и второго рода.

Ядро интегрального уравнения является функцией двух переменных, а процессы, протекающие в аналоговой машине зависят от одной переменной — времени. Поэтому одной из проблем решения интегральных уравнений на АВМ является приспособление последней к решению задач, содержащих две и более независимых переменных.

В рассматриваемой задаче аргументом ядра является произведение независимых переменных. Это обстоятельство существенно упрощает задачу воспроизведения ядра, позволяя при моделировании в качестве одной переменной использовать время, а в качестве второй переменной — масштаб времени [4], что легко достигается синхронизацией ввода в АВМ и воспроизведения функций $g(\beta)$ и $h(\rho\beta)$. В дальнейшем будем полагать: $\beta = Vt$; $\rho = x_i V^{-1}$; $g(\beta) = m_g G(Vt)$; $h(\rho\beta) = m_h H(x_i t)$, где V — скорость ввода экспериментальной информации; x_i — скорость воспроизведения ядра.

Аналоговая машина имеет основными решающими элементами интегратор и сумматор и поэтому хорошо приспособлена к решению дифференциальных уравнений. Отсюда естественным является способ вычисления $H_D(x_i t)$ по дифференциальным уравнениям, определяющим либо отдельные множители ядра, либо само ядро.

Дифференциальные уравнения для воспроизведения сомножителей — функций Бесселя первого и второго рода — содержат по два переменных во времени коэффициента. Кроме того, задать начальные условия для воспроизведения $Y_1(x_i t)$ в момент $t=0$ оказывается невозможно, так как $Y_1(0) \rightarrow -\infty$, а $Y_1'(0) \rightarrow +\infty$. Если учесть, что для формирования функции $H_D(x_i t)$ потребуются дополнительные блоки произведения, то такой способ воспроизведения ядра нельзя считать удовлетворительным. Поэтому ниже рассматриваются способы получения $H_D(x_i t)$ путем решения дифференциального уравнения, определяющего само ядро, и путем одновременного решения дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами, аппроксимирующими ядро.

1. Решение дифференциального уравнения для ядра. Дифференциальное уравнение, решением которого является функция $H_D(x_i t)$, имеет вид

$$H_D'''(x_i t) + \left(4x_i^2 - \frac{3}{t^2}\right) H_D'(x_i t) + \frac{3}{t^3} H_D(x_i t) = 0. \quad (3)$$

Это уравнение является частным случаем более общего, предложенного Нильсоном¹ [6]. Общее решение уравнения (3) имеет вид

$$H(x_i t) = x_i t [c_1 J_1^2(x_i t) + c_2 J_1(x_i t) Y_1(x_i t) + c_3 Y_1^2(x_i t)]. \quad (4)$$

Получение функции $H_D(x_i t)$ из (4) обеспечивается при начальных условиях

$$H(0) = 0; \quad H'(0) = -2/\pi; \quad H''(0) \rightarrow -\infty.$$

При этом

$$c_1 = c_3 = 0; \quad c_2 = 1. \quad (5)$$

¹ В третьем издании книги Э. Камке [6] в уравнении (3,67) опечатка. Коэффициентом при первой производной в записи уравнения (3,67) следует считать $4b^2 c^2 x^{2c+1} + (1 - 4v^2 c^2) + 3a(a - 1)x$.

Приближенное задание начальных условий для $H''(0)$ может нарушить условие (5) и привести к появлению в решении (3) дополнительных составляющих (4). Если же полагать $x_i t_0$ достаточно малым числом, таким, чтобы $|H(x_i t_0)| < \infty$ и была возможность в АВМ задать начальные условия уравнения (3) для момента $t_0 > 0$, то принимаемое допущение может привести к существенному искажению характера вычисляемого спектра.

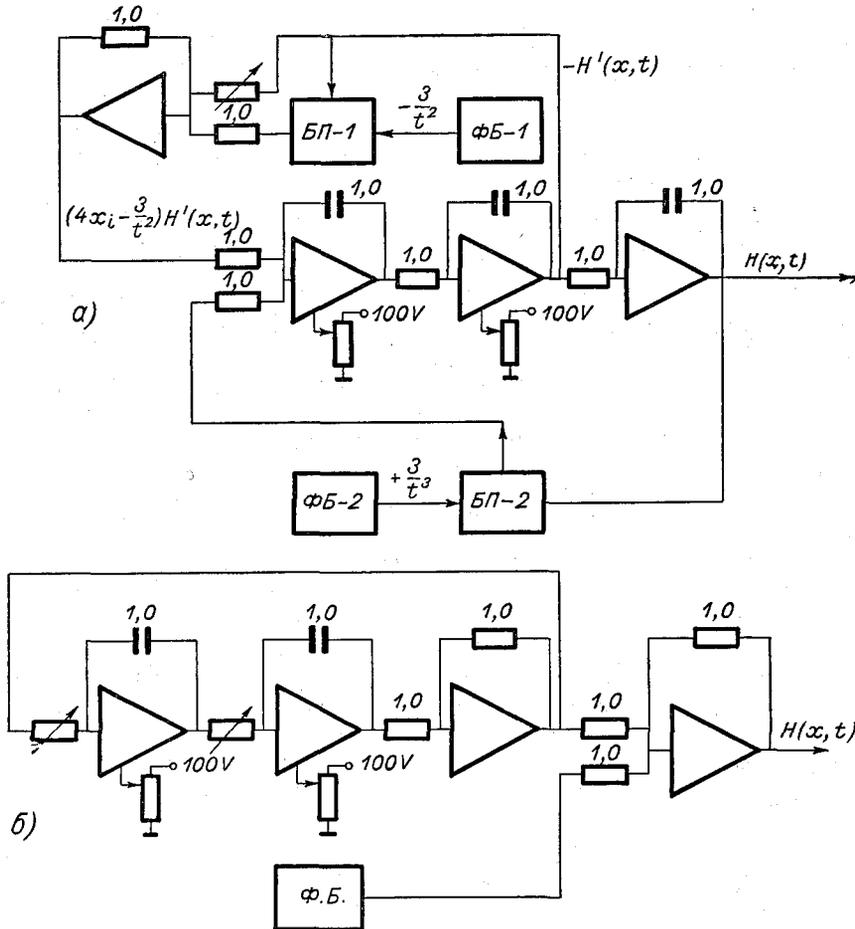


Рис. 1. Структурная схема для вычисления функции H_D : а) по уравнению (3); б) по асимптотическим свойствам функции H_D .

Воспроизведение ядра должно быть синхронизировано с вводом экспериментальной информации, а условие $x_i t_0 > 0$ приведет к тому, что часть экспериментальной информации при малых значениях аргумента не может быть использована [7]. Более существенной трудностью на пути моделирования ядра по уравнению (3) является воспроизведение переменных во времени коэффициентов $-\frac{3}{t^2}$ и $+\frac{3}{t^3}$, что практически не позволяет получать решения с погрешностью меньше 6—8%. Структурная схема для воспроизводства ядра таким способом приведена на рис. 1. В связи с этим возникает необходимость рассмотреть способы возможной аппроксимации функции $H_D(x_i t)$.

2. Моделирование ядра по асимптотическим свойствам. Функция Неймана, как и функция Бесселя, колеблясь, стремится к нулю, когда аргумент стремится к бесконечности вдоль вещественной оси. Для ядра $H_D(x; t)$ легко установить, что $H_D(x; t) \rightarrow 2 \cos 2x; t$ при $x; t \gg 1$ [2]. Практически диапазон измерения аргумента всегда ограничен. Поэтому, принимая за точку совпадения действительной и асимптотической функций последний нуль на отрезке $0 < x; t < x_{\max} T_D$, строим на этом отрезке асимптотическую функцию. Затем вычисляем разницу между истинным и асимптотическим значениями. Тогда воспроизведение этой разницы нелинейными решающими элементами и воспроизведение асимптотической функции тремя линейными решающими элементами позволяет получить при сложении их истинное значение моделируемой функции. Схема воспроизведения ядра согласно этому способу представлена на рис. 1 б. Недостатком этой схемы следует считать сложность функциональных устройств, так как ими воспроизводятся убывающие колебательные функции, вклад амплитуд которых необходимо учитывать до периода 4—5. Выбирая в качестве асимптотической функции $2 \cos 2x; t$ и определяя разницу между $H_D(x; t)$ и асимптотической функцией, получим необходимые данные для расчета корректирующей функции. На рис. 1 б приведена блок-схема моделирования ядра по его асимптотическим свойствам. Данная схема, по сравнению с ранее рассмотренной, отличается наибольшей простотой. При точном расчете корректирующей функции, однако, оказалось, что она имеет вид убывающей колебательной функции и для ее воспроизведения методами кусочно-линейной аппроксимации требуется большое количество диодов.

Для целей исследования работы вычислителя оказалось удобнее выполнить коррекцию асимптотической функции линейными решающими элементами. В таком исполнении схема воспроизведения ядра отличается простотой в наладке и высокой стабильностью в работе.

§ 2. Расчет коэффициентов аппроксимирующей и корректирующих функций для воспроизведения ядра

Между средним радиусом частиц полидисперсной системы $\rho_{\text{ср}}$ и нулевой ординатой текущей оценки оптической информации β_0 существует зависимость $\rho_{\text{ср}} \beta_0 \approx 1,0$. Путем численных экспериментов было установлено [7], что для полноты восстановления спектра вычисления следует вести до $\rho \approx (4 \div 5) \rho_{\text{ср}}$. При этом, чтобы избежать искажений при малых значениях аргумента ρ , необходимо оптические измерения производить до $\beta = (4 \div 5) \beta_0$. Тогда максимальное значение аргумента ядра $H_D(x; t)$ не превзойдет 20—25 единиц.

Точкой совпадения функции $H_D(z)$ и асимптотической функции $2 \cos (2z + \gamma_0)$ выбирается одна из точек промежутка 20—25. Нами за точку, в которой $H_D(z)$ обращается в нуль, принят нуль функции $Y_1(z)$ при $z = 21, 1881$. Полагая, что именно в этой точке асимптотическая функция совпадает с точным значением функции $H_D(z)$, вычисляем начальную фазу γ_0 асимптотической функции. Величина $\gamma_0 = 0,035$.
Функция

$$y(x; t) = 2 \cos (2x; t + 0,035) \quad (6)$$

является основной аппроксимирующей функцией.

Разность $R_1(z) = H_D(z) - y(z)$ позволяет установить значения дополняющей функции. Из табл. 1 следует, что $R_1(z)$ имеет вид колебательной убывающей функции, которая хорошо описывается уравнением вида $B_1 e^{-b_1 z} \sin (\omega_1 z + \gamma_1)$, в интервале $3 < z < 10$. Для нахождения

Аппроксимация ядра

z	$H_D(z)$	y	R_1	y_1	R_2	y_2	ε
0,1	-0,2027	1,9450	-2,1477	-0,1297	-2,0180	-2,0539	0,0359
0,2	-0,4156	1,8137	-2,2293	-0,2989	-1,9305	-1,9714	0,0410
0,3	-0,6411	1,6101	-2,2512	-0,4470	-1,8042	-1,8355	0,0313
0,4	-0,8774	1,3424	-2,2197	-0,5694	-1,6503	-1,6647	0,0144
0,5	-1,1200	1,0211	-2,1410	-0,6626	-1,4784	-1,4742	-0,0041
0,6	-1,3623	0,6590	-2,0213	-0,7246	-1,2967	-1,2762	-0,0205
0,7	-1,5964	0,2708	-1,8872	-0,7545	-1,1126	-1,0800	-0,0327
0,8	-1,8135	-0,1283	-1,6852	-0,7530	-0,9321	-0,8925	-0,0396
0,9	-2,0043	-0,5223	-1,4821	-0,7218	-0,7602	-0,7186	-0,0416
1,0	-2,1600	-0,8954	-1,2646	-0,6638	-0,6008	-0,5614	-0,0393
1,1	-2,2721	-1,2329	-1,0393	-0,5827	-0,4566	-0,4227	-0,0339
1,2	-2,3336	-1,5212	-0,8125	-0,4830	-0,3295	-0,3030	-0,0265
1,3	-2,3389	-1,7488	-0,5901	-0,3696	-0,2205	-0,2020	-0,0185
1,4	-2,2842	-1,9067	-0,3775	-0,2478	-0,1297	-0,1188	-0,0109
1,5	-2,1681	-1,9886	-0,1794	-0,1228	-0,0567	-0,0521	-0,0046
1,6	-1,9914	-1,9913	-0,0001	0,0002	-0,0003	-0,0002	-0,0001
1,7	-1,7571	-1,9145	0,1574	0,1166	0,0408	0,0386	-0,0022
1,8	-1,4710	-1,7614	0,2904	0,2219	0,0685	0,0662	-0,0023
1,9	-1,1406	-1,5381	0,3975	0,3128	0,0847	0,0843	0,0004
2,0	-0,7757	-1,2535	0,4778	0,3863	0,0915	0,0948	0,0033
2,1	-0,3875	-0,9189	0,5314	0,4406	0,0908	0,0990	0,0082
2,2	0,0114	-0,5477	0,5591	0,4745	0,0846	0,0984	-0,0138
2,3	0,4079	-0,1546	0,5625	0,4878	0,0747	0,0943	-0,0196
2,4	0,7883	0,2446	0,5436	0,4811	0,0625	0,0877	-0,0251
2,5	1,1394	0,6341	0,5053	0,4557	0,0496	0,0794	-0,0298
2,6	1,4488	0,9983	0,4505	0,4137	0,0368	0,0702	-0,0335
2,7	1,7053	1,3227	0,3826	0,3577	0,0250	0,0607	-0,0357
2,8	1,8996	1,5944	0,3053	0,2905	0,0147	0,0513	-0,0366
2,9	2,0245	1,8025	0,2220	0,2156	0,0064	0,0423	-0,0359
3,0	2,0750	1,9387	0,1363	0,1361	0,0002	0,0340	-0,0339
3,1	2,0505	1,9977	0,0529	0,0557	-0,0029	0,0265	-0,0294
3,2	1,9506	1,9770	-0,0264	-0,0226	-0,0037	0,0199	-0,0237
3,3	1,7787	1,8775	-0,0988	-0,0957	-0,0031	0,0142	-0,0173
3,4	1,5408	1,7031	-0,1624	-0,1611	-0,0013	0,0094	-0,0107
3,5	1,2456	1,4609	-0,2153	-0,2165	0,0013	0,0055	-0,0042
3,6	0,9042	1,1604	-0,2562	-0,2604	0,0042	0,0023	0,0018
3,7	0,5292	0,8137	-0,2844	-0,2916	0,0071	-0,0001	0,0072
3,8	0,1348	0,4345	-0,2997	-0,3095	0,0098	-0,0019	0,0117
3,9	-0,2643	0,0380	-0,3023	-0,3143	0,0120	-0,0032	0,0152
4,0	-0,6529	-0,3601	-0,2929	-0,3063	0,0135	-0,0041	0,0175
4,1	-1,0163	-0,7437	-0,2725	-0,2867	0,0142	-0,0046	0,0187
4,2	-1,3405	-1,0978	-0,2427	-0,2568	0,0141	-0,0048	0,0188
4,3	-1,6132	-1,4080	-0,2052	-0,2184	0,0133	-0,0047	0,0180
4,4	-1,8238	-1,6621	-0,1617	-0,1735	0,0118	-0,0045	0,0163
4,5	-1,9644	-1,8500	-0,1144	-0,1241	0,0097	-0,0042	0,0139
4,6	-2,0293	-1,9641	-0,0652	-0,0725	0,0073	-0,0038	0,0111
4,7	-2,0161	-1,9999	-0,0162	-0,0209	0,0047	-0,0033	0,0080
4,8	-1,9252	-1,9560	0,0308	0,0287	0,0020	-0,0029	0,0049
4,9	-1,7600	-1,8341	0,0741	0,0746	-0,0005	-0,0024	0,0019
5,0	-1,5269	-1,6390	0,1121	0,1149	-0,0028	-0,0020	-0,0008
5,1	-1,2349	-1,3787	0,1438	0,1485	-0,0047	-0,0016	-0,0031
5,2	-0,8951	-1,0633	0,1682	0,1745	-0,0063	-0,0013	-0,0050
5,3	-0,5209	-0,7056	0,1847	0,1921	-0,0073	-0,0009	-0,0064
5,4	-0,1266	-0,3198	0,1932	0,2011	-0,0079	-0,0007	-0,0073
5,5	0,2725	0,0788	0,1937	0,2018	-0,0081	-0,0004	-0,0077
5,6	0,6608	0,4743	0,1865	0,1944	-0,0079	-0,0003	-0,0076
5,7	1,0232	0,8503	0,1723	0,1797	-0,0073	-0,0001	-0,0072
5,8	1,3456	1,1935	0,1521	0,1587	-0,0066	0,0000	-0,0066
5,9	1,6154	1,4885	0,1269	0,1326	-0,0057	0,0001	-0,0058
6,0	1,8221	1,7242	0,0979	0,1027	-0,0048	0,0002	-0,0050
6,1	1,9576	1,8912	0,0664	0,0703	-0,0040	0,0002	-0,0042

z	$H_D(z)$	y	R_1	y_1	R_2	y_2	ε
6,2	2,0165	1,9828	0,0337	0,0370	-0,0032	0,0002	-0,0034
6,3	1,9960	1,9953	0,0013	0,0039	-0,0027	0,0002	-0,0029
6,4	1,8985	1,9293	-0,0297	-0,0274	-0,0023	0,0002	-0,0025
6,5	1,7262	1,7844	-0,0582	-0,0560	-0,0022	0,0002	-0,0024
6,6	1,4863	1,5693	-0,0830	-0,0808	-0,0022	0,0002	-0,0024
6,7	1,1882	1,2917	-0,1035	-0,1011	-0,0024	0,0002	-0,0026
6,8	0,8436	0,9627	-0,1190	-0,1163	-0,0028	0,0002	-0,0029
6,9	0,4660	0,5952	-0,1292	-0,1260	-0,0032	0,0001	-0,0033
7,0	0,0702	0,2040	-0,1338	-0,1302	-0,0035	0,0001	-0,0037
7,1	0,3283	-0,1954	-0,1329	-0,1291	-0,0038	0,0001	-0,0039
7,2	-0,7138	-0,5869	-0,1269	-0,1229	-0,0040	0,0001	-0,0041
7,3	-1,0712	-0,9550	-0,1161	-0,1122	-0,0039	0,0001	-0,0040
7,4	-1,3864	-1,2851	-0,1013	-0,0976	-0,0036	0,0000	-0,0037
7,5	-1,6470	-1,5640	-0,0831	-0,0800	-0,0031	0,0000	-0,0031
7,6	-1,8428	-1,7804	-0,0624	-0,0602	-0,0022	0,0000	-0,0022
7,7	-1,9661	-1,9260	-0,0401	-0,0391	-0,0011	0,0000	-0,0011
7,8	-2,0119	-1,9947	-0,0172	-0,0175	0,0003	0,0000	-0,0003
7,9	-1,9785	-1,9839	0,0054	0,0035	0,0019	-0,0000	0,0019
8,0	-1,8671	-1,8940	0,0269	0,0233	0,0036	-0,0000	0,0036
8,1	-1,6822	-1,7286	0,0464	0,0410	0,0054	-0,0000	0,0054
8,2	-1,4310	-1,4943	0,0633	0,0562	0,0071	-0,0000	0,0071
8,3	-1,1235	-1,2004	0,0769	0,0683	0,0086	-0,0000	0,0086
8,4	-0,7716	-0,8587	0,0870	0,0771	0,0099	-0,0000	0,0100
8,5	-0,3894	-0,4827	0,0933	0,0823	0,0110	-0,0000	0,0110
8,6	-0,0081	-0,0875	0,0956	0,0840	0,0116	-0,0000	0,0116
8,7	0,4053	0,3112	0,0941	0,0823	0,0118	-0,0000	0,0118
8,8	0,7864	0,6975	0,0889	0,0774	0,0115	-0,0000	0,0115
8,9	1,1365	1,0560	0,0805	0,0698	0,0107	-0,0000	0,0107
9,0	1,4416	1,3724	0,0692	0,0598	0,0095	-0,0000	0,0095
9,1	1,6898	1,6341	0,0557	0,0479	0,0078	-0,0000	0,0078
9,2	1,8711	1,8306	0,0405	0,0349	0,0057	-0,0000	0,0057
9,3	1,9785	1,9541	0,0244	0,0211	0,0033	-0,0000	0,0033
9,4	2,0077	1,9998	0,0079	0,0073	0,0007	-0,0000	0,0007
9,5	1,9576	1,9657	-0,0082	-0,0061	-0,0021	-0,0000	-0,0021
9,6	1,8300	1,8533	-0,0233	-0,0185	-0,0048	-0,0000	-0,0048
9,7	1,6301	1,6669	-0,0369	-0,0295	-0,0074	-0,0000	-0,0074
9,8	1,3657	1,4141	-0,0484	-0,0387	-0,0097	-0,0000	-0,0097
9,9	1,0473	1,1050	-0,0576	-0,0459	-0,0118	-0,0000	-0,0118
10,0	0,6876	0,7518	-0,0642	-0,0509	-0,0133	0,0000	-0,0133
10,1	0,3006	0,3686	-0,0680	-0,0536	-0,0144	0,0000	-0,0144
10,2	0,0982	-0,0293	-0,0690	-0,0540	-0,0149	0,0000	-0,0142
10,3	-0,4932	-0,4260	-0,0672	-0,0523	-0,0149	0,0000	-0,0149
10,4	-0,8685	-0,8057	-0,0628	-0,0486	-0,0142	0,0000	-0,0142
10,5	-1,2095	-1,1533	-0,0561	-0,0432	-0,0129	0,0000	-0,0129
10,6	-1,5025	-1,4550	-0,0476	-0,0364	-0,0112	0,0000	-0,0112
10,7	-1,7360	-1,6986	-0,0375	-0,0285	-0,0090	0,0000	-0,0090
10,8	-1,9008	-1,8745	-0,0263	-0,0199	-0,0064	0,0000	-0,0064
10,9	-1,9902	-1,9757	-0,0146	-0,0110	-0,0036	0,0000	-0,0036
11,0	-2,0008	-1,9981	-0,0027	-0,0021	-0,0006	0,0000	-0,0006
11,1	-1,9321	-1,9408	0,0087	0,0063	0,0024	0,0000	0,0024
11,2	-1,7869	-1,8062	0,0193	0,0141	0,0052	0,0000	0,0052
11,3	-1,5709	-1,5996	0,0287	0,0208	0,0079	0,0000	0,0079
11,4	-1,2926	-1,3292	0,0366	0,0264	0,0102	0,0000	0,0102
11,5	-0,9630	-1,0058	0,0428	0,0306	0,0121	0,0000	0,0121
11,6	-0,5954	-0,6423	0,0469	0,0334	0,0135	0,0000	0,0135
11,7	-0,2041	-0,2532	0,0491	0,0347	0,0144	0,0000	0,0144
11,8	0,1952	0,1460	0,0493	0,0346	0,0146	0,0000	0,0146
11,9	0,5868	0,5394	0,0475	0,0331	0,0143	0,0000	0,0143
12,0	0,9551	0,9112	0,0439	0,0304	0,0135	0,0000	0,0135
12,1	1,2855	1,2468	0,0387	0,0266	0,0121	-0,0000	0,0121
12,2	1,5649	1,5326	0,0323	0,0220	0,0103	-0,0000	0,0103
12,3	1,7822	1,7573	0,0249	0,0168	0,0081	-0,0000	0,0081
12,4	1,9288	1,9120	0,0168	0,0111	0,0056	-0,0000	0,0056

z	$H_D(z)$	y	R_1	y_1	R_2	y_2	ε
12,5	1,9989	1,9905	0,0084	0,0054	0,0030	-0,0000	0,0030
12,6	1,9896	1,9896	0,0001	-0,0003	0,0003	-0,0000	0,0003
12,7	1,9014	1,9093	-0,0079	-0,0056	-0,0023	-0,0000	-0,0023
12,8	1,7378	1,7530	-0,0152	-0,0104	-0,0048	-0,0000	-0,0048
12,9	1,5052	1,5268	-0,0216	-0,0146	-0,0070	-0,0000	-0,0070
13,0	1,2129	1,2397	-0,0268	-0,0179	-0,0089	-0,0000	-0,0089
13,1	0,8724	0,9032	-0,0307	-0,0204	-0,0104	-0,0000	-0,0104
13,2	0,4974	0,5306	-0,0333	-0,0219	-0,0114	-0,0000	-0,0114
13,3	0,1025	0,1370	-0,0344	-0,0225	-0,0120	-0,0000	-0,0120
13,4	-0,2963	-0,2622	-0,0341	-0,0221	-0,0120	-0,0000	-0,0120
13,5	-0,6834	-0,5609	-0,0325	-0,0209	-0,0116	-0,0000	-0,0116
13,6	-1,0433	-1,0136	-0,0297	-0,0189	-0,0108	-0,0000	-0,0108
13,7	-1,3618	-1,3359	-0,0259	-0,0163	-0,0096	-0,0000	-0,0096
13,8	-1,6263	-1,6050	-0,0213	-0,0132	-0,0080	-0,0000	-0,0080
13,9	-1,8261	-1,8101	-0,0160	-0,0098	-0,0063	-0,0000	-0,0063
14,0	-1,9534	-1,9430	-0,0104	-0,0061	-0,0043	-0,0000	-0,0043
14,1	-2,0031	-1,9985	-0,0047	-0,0024	-0,0023	-0,0000	-0,0023
14,2	-1,9733	-1,9742	0,0010	0,0012	-0,0002	0,0000	-0,0002
14,3	-1,8651	-1,8713	0,0062	0,0045	0,0017	0,0000	-0,0017
14,4	-1,6828	-1,6938	0,0110	0,0075	0,0035	0,0000	-0,0035
14,5	-1,4336	-1,4488	0,0151	0,0101	0,0050	0,0000	-0,0050
14,6	-1,1276	-1,1459	0,0184	0,0121	0,0063	0,0000	-0,0063
14,7	-0,7767	-0,7975	0,0207	0,0135	0,0073	0,0000	-0,0073
14,8	-0,3950	-0,4172	0,0222	0,0143	0,0079	0,0000	-0,0079
14,9	0,0024	-0,0203	0,0227	0,0145	0,0082	0,0000	0,0082
15,0	0,3997	0,3775	0,0222	0,0141	0,0082	0,0000	0,0082
15,1	0,7811	0,7601	0,0210	0,0131	0,0078	0,0000	0,0078
15,2	1,1315	1,1125	0,0190	0,0117	0,0072	0,0000	0,0072
15,3	1,4369	1,4205	0,0163	0,0100	0,0064	0,0000	0,0064
15,4	1,6851	1,6719	0,0132	0,0079	0,0053	0,0000	0,0053
15,5	1,8664	1,8566	0,0098	0,0056	0,0042	0,0000	0,0042
15,6	1,9736	1,9674	0,0062	0,0032	0,0030	0,0000	0,0030
15,7	2,0023	1,9996	0,0026	0,0009	0,0018	0,0000	0,0018
15,8	1,9514	1,9522	-0,0008	-0,0014	0,0006	0,0000	0,0006
15,9	1,8229	1,8269	-0,0040	-0,0035	-0,0005	0,0000	-0,0005
16,0	1,6220	1,6288	-0,0068	-0,0054	-0,0015	0,0000	-0,0015
16,1	1,3566	1,3658	-0,0092	-0,0069	-0,0023	0,0000	-0,0023
16,2	1,0373	1,0483	-0,0110	-0,0081	-0,0029	0,0000	-0,0029
16,3	0,6768	0,6890	-0,0123	-0,0089	-0,0034	-0,0000	-0,0034
16,4	0,2893	0,3023	-0,0130	-0,0093	-0,0037	-0,0000	-0,0037
16,5	-0,1096	-0,0965	-0,0131	-0,0093	-0,0038	-0,0000	-0,0038
16,6	-0,5042	-0,4915	-0,0127	-0,0089	-0,0038	-0,0000	-0,0038
16,7	-0,8787	-0,8668	-0,0119	-0,0082	-0,0036	-0,0000	-0,0036
16,8	-1,2183	-1,2076	-0,0106	-0,0073	-0,0034	-0,0000	-0,0034
16,9	-1,5094	-1,5003	-0,0091	-0,0060	-0,0031	-0,0000	-0,0031
17,0	-1,7405	-1,7331	-0,0074	-0,0047	-0,0027	-0,0000	-0,0027
17,1	-1,9024	-1,8969	-0,0055	-0,0032	-0,0023	-0,0000	-0,0023
17,2	-1,9886	-1,9850	-0,0036	-0,0016	-0,0020	-0,0000	-0,0020
17,3	-1,9958	-1,9940	-0,0018	-0,0001	-0,0017	-0,0000	-0,0017
17,4	-1,9236	-1,9235	-0,0001	0,0013	-0,0014	-0,0000	-0,0014
17,5	-1,7749	-1,7763	0,0014	0,0026	-0,0012	-0,0000	-0,0012
17,6	-1,5556	-1,5583	0,0027	0,0038	-0,0011	-0,0000	-0,0011
17,7	-1,2744	-1,2782	0,0037	0,0047	-0,0010	-0,0000	-0,0010
17,8	-0,9426	-0,9471	0,0045	0,0054	-0,0009	-0,0000	-0,0009
17,9	-0,5733	-0,5782	0,0050	0,0058	-0,0009	-0,0000	-0,0009
18,0	-0,1812	-0,1864	0,0052	0,0060	-0,0008	-0,0000	-0,0008
18,1	0,2181	0,2130	0,0052	0,0059	-0,0008	-0,0000	-0,0008
18,2	0,6088	0,6038	0,0050	0,0056	-0,0007	-0,0000	-0,0007
18,3	0,9752	0,9706	0,0046	0,0051	-0,0005	-0,0000	-0,0005
18,4	1,3023	1,2986	0,0042	0,0045	-0,0003	0,0000	-0,0003
18,5	1,5786	1,5749	0,0037	0,0036	0,0000	0,0000	0,0000
18,6	1,7916	1,7884	0,0032	0,0027	0,0004	0,0000	0,0004
18,7	1,9333	1,9307	0,0027	0,0018	0,0009	0,0000	0,0009

z	$H_D(z)$	y	R_1	y_1	R_2	y_2	ε
18,8	1,9981	1,9959	0,0022	0,0008	0,0015	0,0000	0,0015
18,9	1,9834	1,9816	0,0019	-0,0002	0,0021	0,0000	0,0021
19,0	1,8898	1,8882	0,0016	-0,0011	0,0027	0,0000	0,0027
19,1	1,7211	1,7196	0,0014	-0,0019	0,0034	0,0000	0,0034
19,2	1,4838	1,4825	0,0014	-0,0026	0,0040	0,0000	0,0040
19,3	1,1875	1,1862	0,0013	-0,0032	0,0045	0,0000	0,0045
19,4	0,8440	0,8426	0,0014	-0,0036	0,0049	0,0000	0,0049
19,5	0,4669	0,4655	0,0014	-0,0038	0,0052	0,0000	0,0052
19,6	0,0712	0,0698	0,0014	-0,0039	0,0053	0,0000	0,0053
19,7	-0,3273	-0,3287	0,0014	-0,0038	0,0052	0,0000	0,0052
19,8	-0,7128	-0,7141	0,0013	-0,0036	0,0049	0,0000	0,0049
19,9	-1,0699	-1,0710	0,0011	-0,0032	0,0043	0,0000	0,0043
20,0	-1,3844	-1,3852	0,0008	-0,0027	0,0035	0,0000	0,0035
20,1	-1,6439	-1,6442	0,0003	-0,0022	0,0025	0,0000	0,0025
20,2	-1,8379	-1,8377	-0,0002	-0,0016	0,0013	0,0000	0,0013
20,3	-1,9588	-1,9578	-0,0010	-0,0009	-0,0000	0,0000	-0,0000
20,4	-2,0017	-2,0000	-0,0018	-0,0003	-0,0015	0,0000	-0,0015
20,5	-1,9650	-1,9624	-0,0027	-0,0003	-0,0030	-0,0000	-0,0030
20,6	-1,8501	-1,8465	-0,0036	0,0009	-0,0044	-0,0000	-0,0044
20,7	-1,6616	-1,6571	-0,0045	0,0014	-0,0059	-0,0000	-0,0059
20,8	-1,4069	-1,4016	-0,0053	0,0018	-0,0071	-0,0000	-0,0071
20,9	-1,0962	-1,0902	-0,0061	0,0021	-0,0082	-0,0000	-0,0082
21,0	-0,7420	-0,7353	-0,0066	0,0023	-0,0090	-0,0000	-0,0090
21,1	-0,3581	-0,3512	-0,0070	0,0025	-0,0095	-0,0000	-0,0095
21,2	0,0399	0,0470	-0,0071	0,0025	-0,0096	-0,0000	-0,0096
21,3	0,4364	0,4433	-0,0069	0,0024	-0,0093	-0,0000	-0,0093
21,4	0,8155	0,8219	-0,0064	0,0022	-0,0087	-0,0000	-0,0087
21,5	1,1621	1,1678	-0,0057	0,0020	-0,0076	-0,0000	-0,0076
21,6	1,4625	1,4671	-0,0046	0,0017	-0,0062	-0,0000	-0,0062
21,7	1,7047	1,7079	-0,0032	0,0013	-0,0045	-0,0000	-0,0045
21,8	1,8790	1,8806	-0,0016	0,0009	-0,0025	-0,0000	-0,0025
21,9	1,9785	1,9783	0,0001	0,0005	-0,0003	-0,0000	-0,0003
22,0	1,9993	1,9972	0,0020	0,0001	0,0020	-0,0000	0,0020
22,1	1,9404	1,9365	0,0040	-0,0003	0,0043	-0,0000	0,0043
22,2	1,8044	1,7985	0,0059	-0,0007	0,0065	-0,0000	0,0065
22,3	1,5965	1,5889	0,0076	-0,0010	0,0086	-0,0000	0,0086
22,4	1,3251	1,3159	0,0092	-0,0012	0,0104	-0,0000	0,0104
22,5	1,0009	0,9904	0,0105	-0,0014	0,0119	-0,0000	0,0119
22,6	0,6369	0,6255	0,0114	-0,0015	0,0129	0,0000	0,0129
22,7	0,2475	0,2356	0,0119	-0,0016	0,0135	0,0000	0,0135
22,8	-0,1517	-0,1636	0,0119	-0,0016	0,0135	0,0000	0,0135
22,9	-0,5449	-0,5564	0,0115	-0,0015	0,0130	0,0000	0,0130
23,0	-0,9164	-0,9270	0,0106	-0,0014	0,0120	0,0000	0,0120
23,1	-1,2514	-1,2606	0,0092	-0,0012	0,0104	0,0000	0,0104
23,2	-1,5365	-1,5439	0,0074	-0,0010	0,0084	0,0000	0,0084
23,3	-1,7606	-1,7657	0,0052	-0,0008	0,0059	0,0000	0,0059
23,4	-1,9145	-1,9171	0,0027	-0,0005	0,0032	0,0000	0,0032
23,5	-1,9922	-1,9921	-0,0001	-0,0002	0,0002	0,0000	0,0002
23,6	-1,9905	-1,9877	-0,0029	0,0000	-0,0029	0,0000	-0,0029
23,7	-1,9097	-1,9040	-0,0057	0,0003	-0,0059	0,0000	-0,0059
23,8	-1,7528	-1,7444	-0,0084	0,0005	-0,0089	0,0000	-0,0089
23,9	-1,5261	-1,5153	-0,0108	0,0007	-0,0115	0,0000	-0,0115
24,0	-1,2386	-1,2257	-0,0129	0,0008	-0,0137	0,0000	-0,0137
24,1	-0,9019	-0,8873	-0,0146	0,0009	-0,0155	0,0000	-0,0155
24,2	-0,5292	-0,5135	-0,0157	0,0010	-0,0167	0,0000	-0,0167
24,3	-0,1355	-0,1193	-0,0162	0,0010	-0,0172	0,0000	-0,0172
24,4	0,2637	0,2797	-0,0161	0,0010	-0,0171	0,0000	-0,0171
24,5	0,6523	0,6676	-0,0153	0,0010	-0,0163	0,0000	-0,0163
24,6	1,0149	1,0288	-0,0139	0,0009	-0,0148	0,0000	-0,0148
24,7	1,3372	1,3491	-0,0119	0,0007	-0,0126	-0,0000	-0,0126
24,8	1,6062	1,6155	-0,0093	0,0006	-0,0099	-0,0000	-0,0099
24,9	1,8112	1,8175	-0,0063	0,0004	-0,0068	-0,0000	-0,0068

коэффициентов корректирующей функции $y_1(z)$ определяются аргументы нулей и максимумов первой разности $R_1(z)$ и вычисляется период колебания этой функции. Затем определяется амплитуда максимумов функции и вычисляется логарифмический декремент затухания. Из условия минимума $R_1(z) = R_1(z) - y_1(z)$ при $z > 3$ выбирается амплитуда колебательного процесса. Начальная фаза вычисляется таким же способом, как и для аппроксимирующей функции, причем за точку совпадения функции $R_1(z)$ и первой корректирующей функции $y_1(z)$ принята точка $z=1,6$. С учетом найденных коэффициентов первую корректирующую функцию можно записать так

$$y_1(x_1 t) = -2\pi 0,15 e^{-0,28 x_1 t} \sin(2x_1 t - 0,058). \quad (7)$$

Функция $y_1(z)$ дополняет поведение $y(z)$ лишь в диапазоне $3,5 < z < 10$ и для полного воспроизведения $H_D(z)$ необходимо ввести вторую корректирующую функцию $y_2(z)$

$$y_2(z) = R_2(z) = R_1(z) - y_1(z). \quad (8)$$

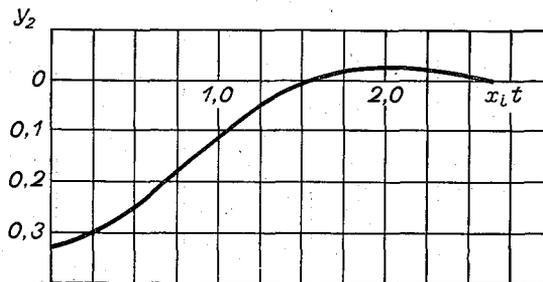


Рис. 2. График второй корректирующей функции

$$\frac{1}{\pi} y_2(x, t)$$

График этой функции приведен на рис. 2. Такая функция может быть описана уравнением вида $-B_2 e^{-b_2 z} \cos(\omega_2 z + \gamma_2)$. Вычисление коэффициентов второй корректирующей функции производится из условия $y_2(1,6) = 0$ и $y_2(0) = -0,327$. Коэффициент затухания b_2 определяется из условия минимума ошибки во всем диапазоне изменения аргумента $0 \leq z \leq 3,5$. С учетом этого вторая корректирующая функция принимает вид

$$y_2(x_1 t) = -2\pi \cdot 0,486 e^{-1,45 x_1 t} \cos(1,5 x_1 t - 0,83). \quad (9)$$

Возможный вариационный подход к отысканию коэффициентов корректирующих функций в данном случае привел бы к неоправданному усложнению. Расчет точности предложенного приема аппроксимации, выполненный на ЦВМ по формуле (10), приведен в табл. 1. Из результатов расчета следует, что даже в отдельных точках ошибки аппроксимации не превышают 1,7%

$$\varepsilon(z) = H_D(z) - [y(z) + y_1(z) + y_2(z)]. \quad (10)$$

В соответствии с принятой аппроксимацией схема воспроизведения ядра (рис. 3) выполняется только на линейных решающих элементах. Возможным это оказалось потому, что решение дифференциального

уравнения 3-го порядка с переменными коэффициентами (3) заменяется одновременным суммарным решением трех дифференциальных уравнений 2-го порядка с постоянными коэффициентами, а именно:

$$y'' + 4x_i^2 y = 0; \quad (11)$$

$$y_1'' + 0,56x_i y_1' + 4,08x_i^2 y_1 = 0; \quad (12)$$

$$y_2'' + 2,9x_i y_2' + 4,35x_i^2 y_2 = 0. \quad (13)$$

Здесь x_i остаются постоянными в течение каждого цикла вычислений по t $[0, T_{\text{ц}}]$ и изменяются дискретно при переходе к следующему циклу, т. е. переменных во времени коэффициентов эти уравнения не содержат. Решениями этих уравнений являются аппроксимирующая, первая и вторая корректирующие функции соответственно.

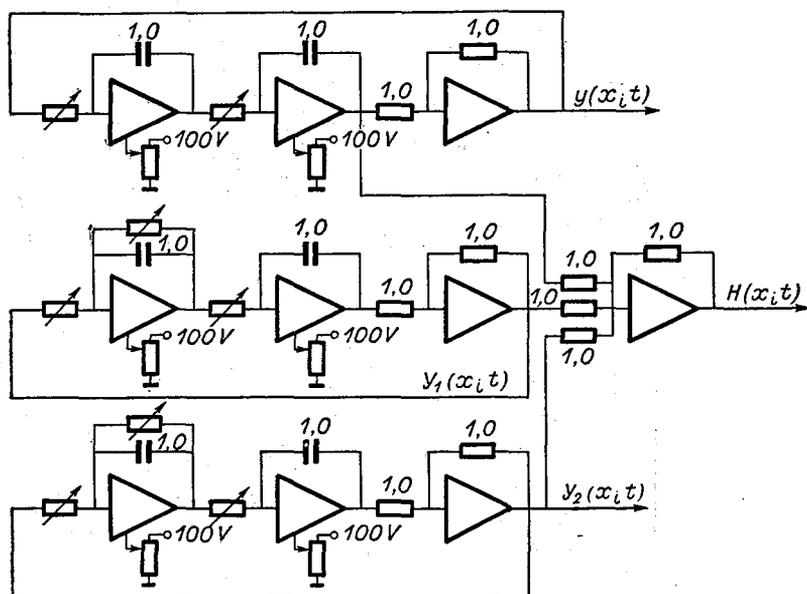


Рис. 3. Структурная схема для вычисления функции H_0 линейными решающими элементами по уравнениям (11)–(13).

Из схемы, приведенной на рис. 3, видно, что каждая из трех функций воспроизводится самостоятельным генератором. Время работы каждого генератора не ограничено, и следовательно, решение может быть получено при сколь угодно больших значениях аргумента. На рис. 4 последовательно воспроизведены осциллограммы, которые получены при исследованиях процессов на аналоговой вычислительной машине МН-7.

Предложенный здесь способ воспроизведения ядра $H_D(x, t)$ отличается от других способов и устройств вычисления:

1) точным решением вблизи нуля, 2) возможностью получения решения при достаточно больших значениях аргументов, 3) простотой набора схемы, 4) высоким быстродействием.

Так как вычисление производится в режиме периодизации, то последний фактор является особенно важным. Быстродействие однократного воспроизведения ядра в такой схеме будет ограничиваться только частотными свойствами применяемых операционных усилителей.

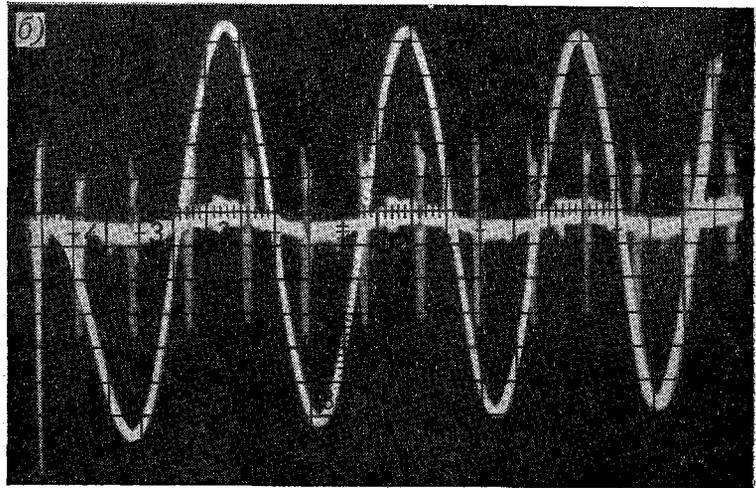
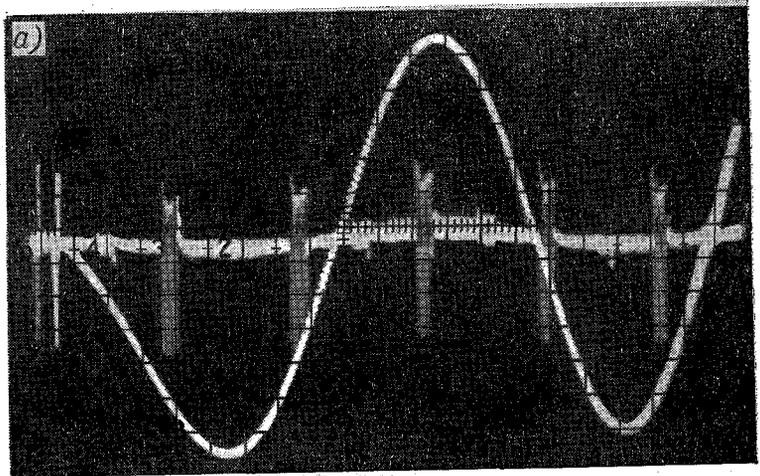


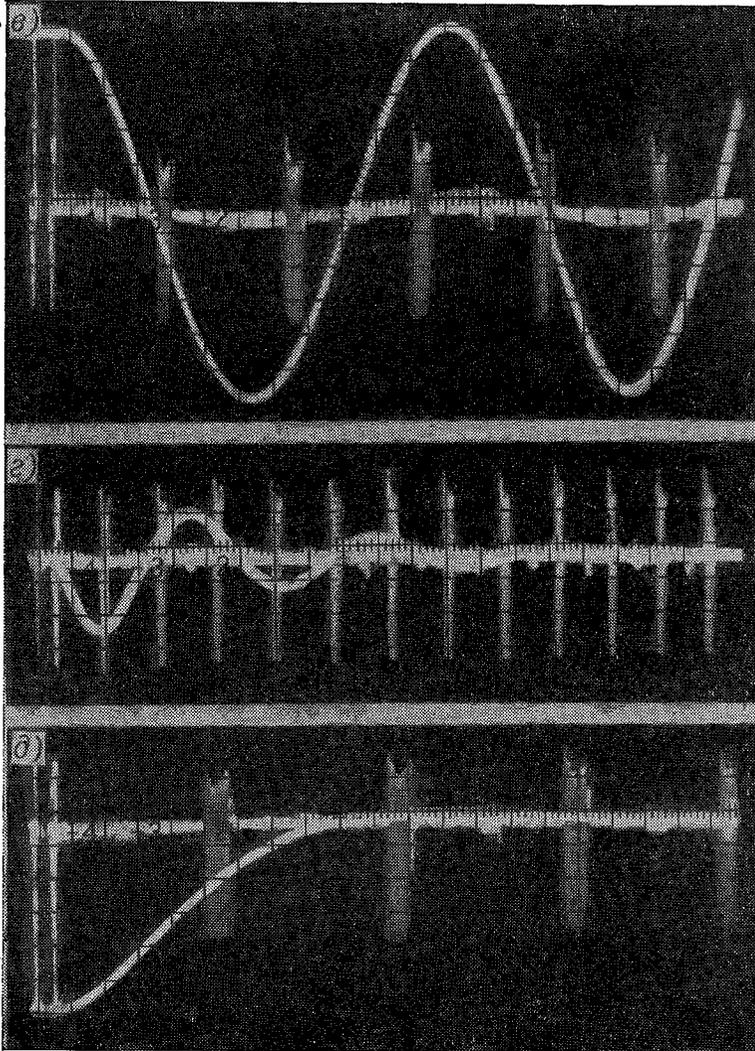
Рис. 4. Осциллограммы

- а) $H_D(x_i t) = -2\pi x_i t J_1(x_i t) Y_1(x_i t) \quad 0 \leq x_i t < 6;$

б) $H_D(x_i t) = -2\pi x_i t J_1(x_i t) Y_1(x_i t)$

в) $y_0(x_i t) = -2\pi \cdot 0,486 e^{-1,45 x_i t}$

Вычислительный процесс



Вычислительных процессов.

$$0 \leq x_i t < 14; \quad a) y(x_i t) = \cos(2x_i t + 0,035); \quad b) y_i(x_i t) = -2\pi \cdot 0,15e^{-0,28x_i t} \sin(2x_i t - 0,058);$$

$$\cos(1,5x_i t - 0,83).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш и ф р и н К. С., П е р е л ь м а н А. Я. Определение спектра частиц дисперсной системы по данным о ее прозрачности. Оптика и спектроскопия, т XV, вып. 4, 1963.
2. Ш и ф р и н К. С. Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого порядка. Труды ВЗЛТИ, № 2, 1956.
3. В и т е н б е р г И. М. Методы повышения производительности аналоговых вычислительных машин. Сб. «Аналоговая и аналогоцифровая вычислительная техника», М., 1965.
4. К о л м а к о в И. Б. Способы автоматического измерения характеристик полидисперсных систем. Изв. вузов Приборостроение, т. IX, № 3, 1966.
5. К о л м а к о в И. Б. Вычисление спектра частиц по текущим оценкам индикатрисы рассеяния под малыми углами. Сб. докл. «Научно-техническая сессия аспирантов ЛИТМО», Л., 1966.
6. К а м к е Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Изд. «Наука», 1965.
7. Ш и ф р и н К. С., К о л м ы к о в И. В. Влияние ограничения интервала измерения на точность метода малых углов. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, № 8, 1966.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ИНДИКАТРИС ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЮНГЕ

Исследуется зависимость скорости изменения полидисперсной индикатрисы, соответствующей аэрозольной микроструктуре типа Юнге, при изменении угла рассеяния.

Как известно, решение обратной задачи теории рассеяния при использовании индикатрис рассеяния сводится к решению интегрального уравнения первого рода

$$\bar{J}(\beta) = \int_0^{\infty} J(\beta, a) f(a) da. \quad (1)$$

В этом уравнении $\bar{J}(\beta)$ — полидисперсная индикатриса, известная из эксперимента; $J(\beta, a)$ — индикатриса индивидуальной частицы, $f(a)$ — функция распределения аэрозольных частиц по размерам (β — угол рассеяния; a — радиус аэрозольных частиц).

Каким бы методом мы не пытались решить уравнение (1) мы всегда должны учесть влияние ошибок измерения $\bar{J}(\beta)$ на искомую величину — функцию распределения $f(a)$. При этом возникает следующая ситуация: для того чтобы получить значение $f(a)$ в ряде точек a , мы должны произвести измерение полидисперсной индикатрисы для ряда значений углов β_i ; может случиться, что значение полидисперсной индикатрисы при β_{i+1} будет отличаться от значения индикатрисы при β_i на величину меньшую, чем ошибка, допускаемая при фотометрировании. Очевидно, что для того чтобы избежать подобного положения, необходимо производить фотометрирование индикатрисы в той области углов β , где она наиболее сильно меняется с изменением β .

Исследование скорости изменения полидисперсной индикатрисы с изменением угла β будет проведено для типичных аэрозольных распределений с помощью модели «мягких» частиц. Эта модель позволяет получить результаты в аналитическом виде, удобном для обозрения.

В качестве типичного распределения аэрозоля возьмем распределение типа Юнге:

$$\begin{aligned} f(a) &= \frac{A}{a^n}, \quad a_{\min} < a < \infty; \\ f(a) &= 0, \quad 0 < a < a_{\min}. \end{aligned} \quad (2)$$

При $n=4$ имеем распределение Юнге; при $n > 4$ — обобщенное распределение Юнге.

В работе [1] была вычислена полидисперсная индикатриса для $n=4$:

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-4}(u); \quad u = \frac{8\pi\bar{a}}{3\lambda} \sin \frac{\beta}{2};$$

$$\varphi_{-4}(u) = \frac{32}{81} \frac{1}{u^6} \{ 1 - \cos 2u + 3u^2 + \pi u^3 - u^2 \cos 2u - 2u \sin 2u - 2u^3 \text{si } 2u \}. \quad (3)$$

Здесь \bar{a} — средний размер аэрозольных частиц; λ — длина волны; $J_{\text{рел}}(\bar{a})$ — релейская индикатриса для монодисперсного аэрозоля с радиусом \bar{a} .

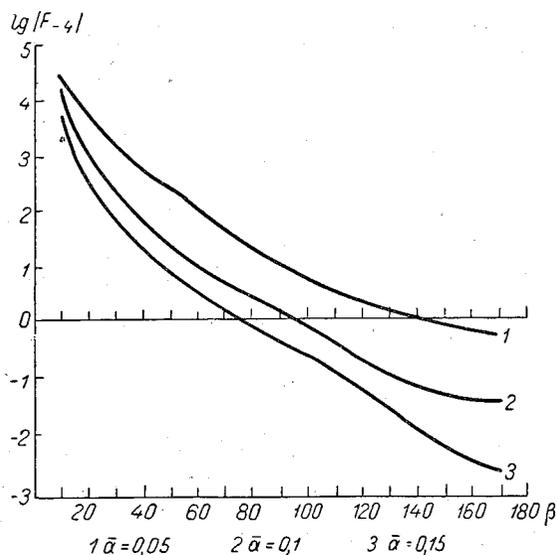


Рис. 1. Зависимость скорости изменения полидисперсной индикатрисы от угла рассеяния.

Нашей задачей является определение той области β , где $\frac{d\bar{J}(\beta)}{d\beta}$ принимает максимальное значение:

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{d\beta} = -\varphi_{-4}(u) \sin 2\beta + \frac{d\varphi_{-4}}{d\beta} (1 + \cos^2 \beta) = F_{-4}(\bar{a}, \beta);$$

$$\frac{d\varphi_{-4}}{d\beta} = \frac{128}{243} \frac{\pi\bar{a}}{\lambda} \frac{\cos \frac{\beta}{2}}{u^6} \left\{ \frac{6 \cos 2u}{u} + 12 \sin 2u + 6u^2 - \text{si } 2u - 3\pi u^2 - 12u - \frac{6}{u} \right\}. \quad (4)$$

На рис. 1 приведены результаты расчетов по формуле (4) для случаев, когда \bar{a} равно 0,05; 0,10; 0,15 мк и $\lambda=550$ км. Кривые резко возрастают в области малых β . Следовательно, фотометрирование полидисперсной индикатрисы наиболее выгодно производить в области, соответствующей малым значениям β .

Совершенно аналогично вычисляется индикатриса для $n=5$. Здесь (см. [2]):

$$\bar{J}(\beta) = J_{\text{рел}}(\bar{a}) \varphi_{-5}(u); \quad u = \frac{6\pi\bar{a}}{\lambda} \sin \frac{\beta}{2};$$

$$\varphi_{-5}(u) = \frac{38}{4^3} \frac{1}{u^6} \left\{ -\frac{u \sin u}{2} - \frac{\cos u}{2} + \frac{u^2}{4} + \frac{1}{2} \right\};$$

$$\frac{d\bar{J}(\beta)}{d\beta} = -\varphi_{-5}(u) \sin 2\beta + \frac{d\varphi_{-5}}{d\beta} (1 + \cos^2 \beta) = F_{-5}(\bar{a}, \beta);$$

$$\frac{d\varphi_{-5}}{d\beta} = \frac{39\pi\bar{a}}{26\lambda} \frac{\cos \frac{\beta}{2}}{u^6} \left\{ 3 \sin u + \frac{3 \cos u}{u} - u - \frac{3}{u} - \frac{u \cos u}{2} \right\}. \quad (5)$$

Результаты расчетов для тех же \bar{a} и λ представлены на рис. 2.

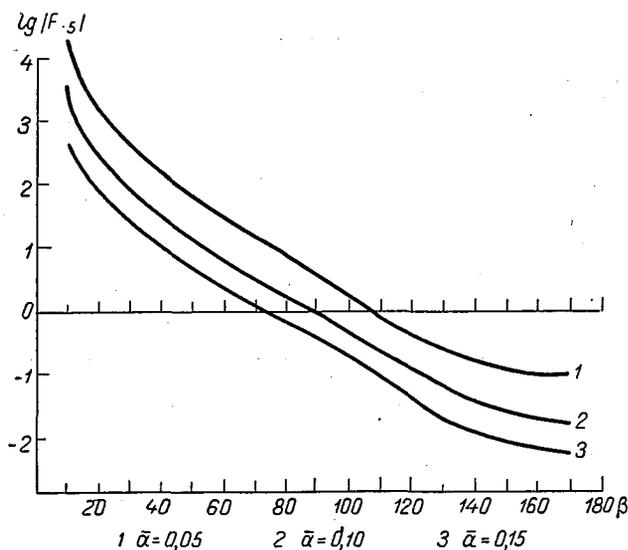


Рис. 2. Зависимость скорости изменения полидисперсной индикатрисы от угла рассеяния.

Из кривых следует, что и в случае $n=5$ для фотометрирования полидисперсной индикатрисы применительно к решению обратной задачи наибольшую ценность представляет область малых значений β .

В заключение следует отметить, что часть материалов, содержащихся в данной статье, была доложена на совещании в г. Вильнюсе в 1960 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Теория атмосферной индикатрисы рассеяния «Актинометрия и атмосферная оптика». Труды 2-го совещания. Гидрометеоздат, Л., 1960.
2. Шифрин К. С., Раскин В. Ф. Атмосферная индикатриса, соответствующая обобщенному распределению Юнге. Труды ГГО, вып. 109, 1961.

СОДЕРЖАНИЕ

В. Ф. Жвалев, К. Я. Кондратьев, Н. Е. Тер-Маркарянц. О расчете спектральных величин уходящего излучения и контрастов между радиационной температурой подстилающей поверхности и облаков в связи с задачей обнаружения облачности с ИСЗ	3
Ю. С. Фридман. Математическая обработка телевизионных изображений облачного покрова Земли	35
В. Ф. Жвалев. О методах расчетов потоков длинноволновой радиации в атмосфере с помощью электронных вычислительных машин	49
К. Я. Кондратьев, Л. Н. Дьяченко. Сравнение результатов вычислений уходящего излучения с данными измерений при помощи актиметрических радиозондов и метеорологических спутников	58
В. Ф. Раскин. Чувствительность полидисперсной индикатрисы к форме кривой распределения	69
В. Ф. Раскин. Зависимость индикатрисы рассеяния, соответствующей гамма-распределению, от параметров распределения	74
В. И. Корзов, Л. Б. Красильщиков. Самолетные измерения индикатрис яркости подстилающей поверхности	80
Е. П. Барашкова, М. А. Васищева, З. П. Коблова. Опыт использования радиометров с фильтром KRS-5 для измерения длинноволнового излучения	88
К. С. Шифрин, М. М. Черняк. Рассеяние и ослабление сантиметрового излучения каплями воды	109
К. С. Шифрин, М. М. Черняк. Индикатрисы рассеяния сантиметрового излучения каплями воды	123
К. С. Шифрин, И. Б. Колмаков. Влияние амплитудных погрешностей измерения оптической информации на точность вычисления спектра частиц методом малых углов	138
И. Б. Колмаков, В. А. Одинцов. Воспроизведение ядра интегрального уравнения для автоматического вычисления спектра размеров аэрозоля методом малых углов	142
К. С. Шифрин, В. Ф. Раскин. Некоторые свойства индикатрис для обобщенного распределения Юнге	155

Труды ГГО, вып. 203
Радиационные процессы в атмосфере

Редактор *Л. Царькова*
Техн. редактор *Г. В. Ивкова*
Корректор *Р. Л. Пейсахович*

Сдано в набор 21/XII 1966 г. Подписано к печати 28/III 1967 г.
Бумага 70×108^{1/16} типографская № 1. Бум. л. 5. Печ. л. 14. Уч.-изд. л. 13,62.
Тираж 670 экз. М-12168. Индекс МЛ-265
Гидрометеорологическое издательство. Ленинград В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ № 8. Цена 95 коп.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, Прачечный пер., д. 6

12