

НОВАЯ РАДИАЦИОННАЯ НОМОГРАММА

ХЕЛЬГИ НИЙЛИСК

В настоящее время широко известны графические методы подсчета потоков теплового излучения атмосферы с помощью так называемых радиационных номограмм. Наиболее широкое распространение получили номограммы Ф. Брукса [1], А. А. Дмитриева [2], Р. Мюгге и Ф. Меллера [3, 4], Г. Робинсона [5, 6], Ф. Н. Шехтер [7, 8], В. Эльзассера [9] и Г. Ямамото [10]. К сожалению, все эти номограммы имеют некоторые недостатки [11–14], главными из которых являются использование недостаточно надежных характеристик поглощения длинноволновой радиации атмосферными газами и рассмотрение интегральной функции в зависимости только от эффективного содержания водяного пара. Влияние углекислого газа на поглощение учитывается при этом весьма приближенно. Поглощение теплового излучения атмосферным озоном названные номограммы совсем не принимают во внимание.

Установлено [13, 14], что одним из главнейших факторов, определяющих значения потоков излучения, рассчитанных по той или иной номограмме, является функция пропускания. Поэтому для уточнения радиационных номограмм прежде всего необходимо изучить имеющиеся количественные характеристики поглощения длинноволновой радиации в атмосфере и на этой основе получить наиболее надежную функцию пропускания.

Исходя из вышеизложенного, целью настоящей работы было построение интегральной функции пропускания атмосферы с учетом совместного влияния водяного пара, углекислого газа и озона** на поглощение теплового излучения в атмосфере. На основе этой новой функции пропускания решается задача построения радиационной номограммы, достаточно точной и удобной с практической точки зрения. Эта работа завершает серию исследований автора [14–18], посвященных проблеме расчета потоков теплового излучения в атмосфере.

Количественные данные о поглощении длинноволновой радиации, использованные в настоящей работе для определения интегральной функции пропускания, приведены большей частью для температуры 300° К, а также для обычных комнатных температур порядка 285–295° К. Поскольку при наземных температурах интегральная функция пропускания слабо зависит от температуры [10, 13], полученную на основе упомянутых данных функцию пропускания можно считать достаточно надежной для промежутка температур 270–310° К. Следует отметить, что интегральная функция пропускания рассчитывалась не для всего спектра ($0-\infty \mu$), а для области 2,27–250 μ (в участках спектра 0–2,27 и 250– $\infty \mu$ количества энергии теплового излучения ничтожны и, следовательно, практически не влияют на значение функции пропускания при атмосферных температурах).

* Только в номограмме Г. Ямамото принципиально правильно учитывается совместное влияние H_2O и CO_2 на поглощение теплового излучения в атмосфере.

** Как известно [13], остальные атмосферные газы играют незначительную роль в поглощении длинноволновой радиации атмосферой.

Определению количественных характеристик поглощения радиации водяным паром посвящено большое число работ [1, 12, 13, 20–42], результаты которых получены либо путем теоретических расчетов, либо на основе эксперимента (в естественных или лабораторных условиях). Отметим, что почти для всех областей спектра данные различных авторов существенно расходятся. В настоящей работе для определения интегральной функции пропускания по возможности использовались результаты наиболее новых и совершенных работ.

Значения поглощения радиации водяным паром в близкой инфракрасной области (интервалы спектра 2,27–2,99, 2,99–3,57 и 4,88–8,7 μ) рассчитаны на основе соответствующих формул Д. Говарда, Д. Берга и Д. Вильямса [20]. Для участка 3,57–4,88 μ экспериментальные данные отсутствуют. Известно только, что в этой области спектра нет полос поглощения водяным паром и поглощение обусловлено перекрыванием этого интервала крыльями полос поглощения, расположенными в соседних областях спектра. Можно полагать, что логарифмический коэффициент поглощения k_w не превышает здесь 0,5 $\text{см}^2/\text{г}$. Расчеты показали, что изменение коэффициента поглощения в пределах 0–0,5 $\text{см}^2/\text{г}$ почти не влияет на значения функции пропускания 2,27–8,7 μ и тем более на значения интегральной функции пропускания. Исходя из этого, в настоящей работе функция пропускания P для промежутка 3,57–4,88 μ рассчитывалась по формуле

$$P = e^{-k_w w^*}, \quad (1)$$

используя некоторое среднее значение $k_w = 0,2 \text{ см}^2/\text{г}$. (Здесь w^* — эффективное содержание водяного пара.)

Для определения функции пропускания в области спектра 8,7–12 μ нет достаточных оснований предпочитать результаты одного или другого автора (работы [12, 13, 21, 22, 26, 28, 35, 37–40]). Поэтому в настоящей работе функция пропускания для упомянутого интервала спектра рассчитывалась по формуле (1), используя некоторые средние значения коэффициентов поглощения водяным паром (табл. 1).

Таблица 1

Коэффициенты поглощения водяного пара для области спектра 8,7–12 μ

Область спектра, μ	k_w , $\text{см}^2/\text{г}$
8,7–9,0	0,15
9,0–11,5	0,10
11,5–12,0	0,20

Отметим, что, согласно новейшим данным [37–39], k_w около 9,6 и 11,1 μ составляет примерно 0,1.

В промежутке 9,0–10,3 μ необходимо учитывать влияние сильной полосы поглощения озона. Функция пропускания для участка 9,0–10,3 μ найдена нами ранее [16].

В области 12–18 μ газами, поглощающими тепловое излучение атмосферы, являются водяной пар, а также углекислый газ, так как в этом

интервале находится сильная полоса поглощения углекислого газа. В настоящей работе использована функция пропускания для области 12–18 μ , полученная в работах [15, 18] на основе данных [19] и [22].

В работах [13, 21, 22, 27–30, 36, 41, 42] приведены данные о поглощении длинноволновой радиации водяным паром в далекой инфракрасной области спектра. Сравнение результатов этих работ показывает, что

* Согласно [13] влияние остальных полос поглощения углекислым газом на перенос длинноволнового излучения в атмосфере можно не учитывать.

с новейшими данными лабораторных измерений К. Палмера [36] наиболее близко совпадают результаты теоретических расчетов Г. Ямамото [22]. Исходя из этого, в настоящей работе функция пропускания для интервала 18—250 м определена на основе использования обобщенных коэффициентов поглощения водяным паром по данным работы [22].

Отметим, что для всех рассмотренных интервалов спектра функция пропускания для диффузного излучения определялась по следующему известному соотношению [13]:

$$P_F(\omega^*) = 2 \int_0^{\pi/2} P(\omega^* \sec \vartheta) \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta, \quad (2)$$

где P_F — функция пропускания для диффузного излучения, P — функция пропускания для направленного излучения, ϑ — зенитный угол.

На основе использования результатов определения функций пропускания для различных участков спектра рассчитана интегральная функция пропускания для диффузного излучения по следующей формуле:

$$P_F = \frac{1}{f} \sum_{\Delta} f_{\Delta} P_{F\Delta}. \quad (3)$$

Здесь индекс Δ обозначает рассмотренные интервалы спектра, f — доля интегрального излучения абсолютно черного тела, приходящегося на участок спектра 2,27—250 м, f_{Δ} — доля излучения абсолютно черного тела, приходящаяся на интервал спектра Δ .

Результаты расчетов приведены в таблицах 2 и 3. Здесь даны значения функций $\Delta P_1(\omega^*, u^*)$ и $\Delta P_2(\omega^*, m^*)$, с помощью которых искомая интегральная функция пропускания может быть вычислена по соотношению

$$P_F(\omega^*, u^*, m^*) = 0,001 (\Delta P_1 + \Delta P_2), \quad (4)$$

где u^* — эффективное содержание углекислого газа, m^* — эффективное содержание озона.*

Так как при вычислении таблиц 2 и 3 использованы также приближенные методы (численное интегрирование, интерполирование), то полученную функцию пропускания можно считать надежной с точностью до одной сотой.

Имея данные аэрологического зондирования, можно легко определить значения потоков теплового излучения в атмосфере, используя таблицы 2 и 3 и обычный графический метод, основанный на использовании соотношений (см. [13])

$$G = \int P_F dB, \quad (5)$$

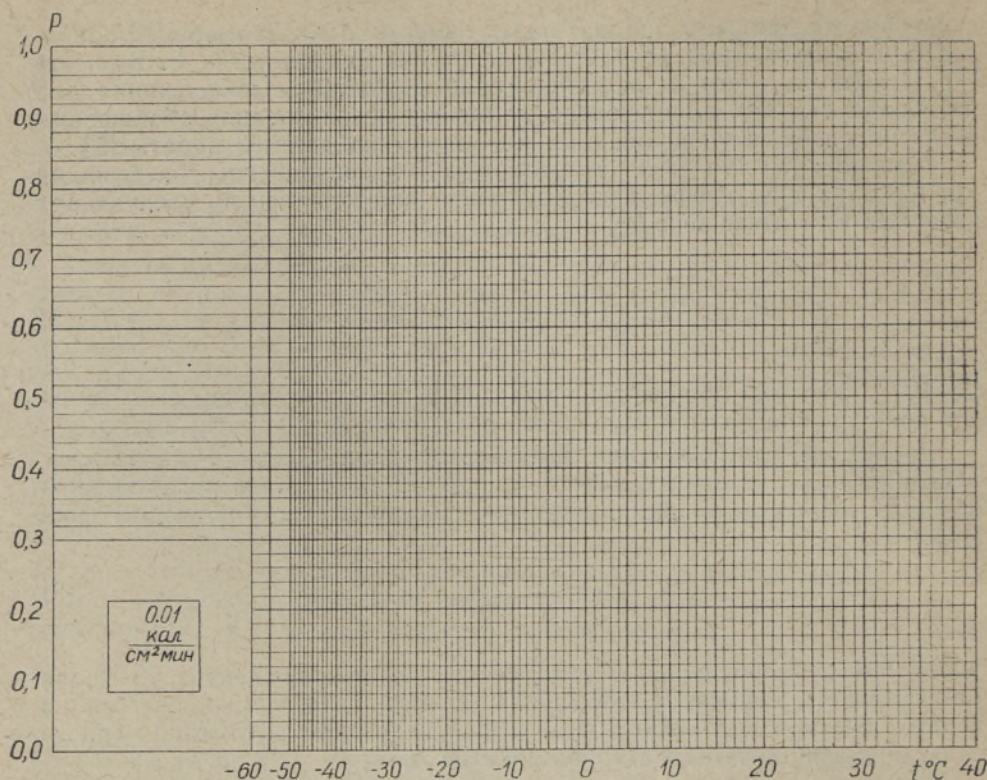
где G — поток теплового излучения атмосферы, $B = \sigma T^4$ — интегральный поток излучения абсолютно черного тела.

Иными словами, G численно равен площади в координатной системе (P_F, B) .

Номограмма для определения G изображена на фиг. 1.

Следует отметить, что формула (5) выведена в предположении не-

* Значения ω^* , u^* и m^* выражены в «см» (толщина слоя осажденного вещества в сантиметрах при нормальных давлении и температуре).



Фиг. 1. Номограмма для определения потоков длинноволновой радиации в атмосфере.

зависимости интегральной функции пропускания атмосферы от температуры [13]. Но, как известно [2, 4, 9, 10, 13], в действительности функция пропускания зависит не только от содержания поглощающих веществ в атмосфере, но и от давления и температуры. Зависимость P_F от давления учитывается обычно при помощи эффективной поглощающей массы (см. [1-10, 13, 14]). Однако проблема учета температурной зависимости до сих пор окончательно не решена, и этот вопрос можно в некоторой степени считать дискуссионным [13].

В настоящей работе сделана попытка оценить влияние зависимости $P_F = P_F(T)$ на определение потоков теплового излучения атмосферы при помощи радиационной номограммы.

Решая общие уравнения переноса длинноволнового излучения в атмосфере, имеем следующее выражение для интенсивности нисходящей монохроматической радиации, распространяющейся в направлении θ [13]:

$$I_{\lambda} \downarrow(z, \theta) = \int_z^{\infty} \frac{k_{\lambda}(T, p)}{\cos \theta} \varrho(\eta) E_{\lambda}(T) e^{-\frac{1}{\cos \theta} \int_z^{\eta} k_{\lambda}(T, p) \varrho(\xi) d\xi} d\eta. \quad (6)$$

Здесь $I_{\lambda} \downarrow(z, \theta)$ — интенсивность нисходящей длинноволновой монохроматической радиации на уровне z , $k_{\lambda}(T, p)$ — коэффициент поглощения для длины волны λ , $T = T(\eta)$ — температура поглощающей (излучающей) среды, $p = p(\eta)$ — общее давление в атмосфере, ϱ — плотность вещества, поглощающего излучение, $E_{\lambda}(T)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела для длины волны λ , θ — зенитный угол.

Значения функции $\Delta P_1(w^*, u^*)$

Таблица 2

$\lg u^*$	$\bar{2},00$	$\bar{1},00$	$\bar{1},20$	$\bar{1},40$	$\bar{1},60$	$\bar{1},80$	0,00	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00	1,10	1,20	1,30	1,40	1,50	1,60	1,70	1,80	1,90	2,00	2,10	2,20	2,30	2,40	2,50
$\lg w^*$																																
4,00	868	854	848	841	832	823	812	806	800	793	787	781	774	768	761	755	749	744	739	733	727	722	717	711	706	701	696	691	686	682	677	673
4,10	864	850	844	837	828	819	808	802	796	789	783	777	770	764	757	751	745	740	735	729	723	718	713	707	702	697	692	689	682	678	673	669
4,20	858	844	838	831	822	813	802	796	790	783	777	771	764	758	751	745	739	734	729	723	717	712	707	701	696	691	686	681	676	672	667	663
4,30	853	838	833	825	816	807	796	790	784	777	771	765	758	752	745	739	733	728	723	717	711	706	701	695	690	685	680	675	670	666	661	657
4,40	845	831	825	818	809	800	789	783	777	770	764	758	751	745	738	732	726	721	716	710	704	699	694	688	683	678	673	668	663	659	654	650
4,50	838	823	817	810	801	792	781	775	769	762	756	750	743	737	730	724	718	713	708	702	696	691	686	680	675	670	665	660	655	651	646	642
4,60	829	815	809	802	793	784	773	767	761	754	748	742	735	729	722	716	710	705	700	694	688	683	678	672	667	662	657	652	647	643	638	634
4,70	820	806	800	794	784	775	764	758	752	745	739	733	726	720	713	707	701	696	691	685	679	674	669	663	658	653	648	643	638	634	629	625
4,80	811	797	791	784	775	766	755	749	743	736	730	724	717	711	704	698	692	687	682	676	670	665	660	654	649	644	639	634	629	625	620	616
4,90	800	786	780	773	764	755	744	738	732	725	719	713	706	700	693	687	681	676	671	665	659	654	649	643	638	633	628	623	618	614	609	605
3,00	786	773	767	760	751	742	731	725	719	712	706	700	693	687	680	674	668	663	658	652	646	641	636	630	625	620	615	610	605	601	596	592
3,10	774	760	754	747	738	729	718	712	706	699	693	687	680	674	667	661	655	650	645	639	633	628	623	617	612	607	602	597	592	588	583	579
3,20	759	746	740	733	724	715	704	698	692	685	679	673	666	660	653	647	641	636	631	625	619	614	609	603	598	593	588	583	578	574	569	565
3,30	743	730	724	716	707	698	687	681	675	668	662	656	649	643	636	630	624	619	614	608	602	597	592	586	581	577	572	567	562	558	553	549
3,40	728	714	708	701	692	683	672	666	660	653	647	641	634	628	621	615	609	604	599	593	587	582	577	571	566	562	557	552	547	543	538	534
3,50	714	700	694	687	678	669	658	652	646	639	633	627	620	614	607	601	595	590	585	579	573	568	563	557	552	548	543	538	533	529	524	520
3,60	700	686	680	673	664	655	644	639	633	626	619	613	606	600	593	588	582	577	572	566	560	555	550	544	539	535	530	525	520	516	511	507
3,70	687	673	667	660	651	642	631	626	620	613	606	600	593	587	580	575	569	564	559	553	547	542	537	531	526	522	517	512	507	503	498	494
3,80	674	660	654	647	638	629	619	613	607	600	594	587	580	574	568	562	556	551	546	540	534	529	524	519	514	509	504	499	494	490	486	482
3,90	661	647	641	634	625	616	606	600	594	587	581	574	567	561	555	549	543	538	533	527	521	516	511	506	501	496	491	486	481	477	473	469
2,00	648	634	628	621	612	603	593	587	581	574	568	561	555	548	542	537	531	526	521	515	509	504	499	494	489	484	479	474	469	465	461	457
2,10	634	620	614	607	599	590	580	574	568	561	555	548	542	535	529	523	517	512	507	501	495	491	486	481	476	471	466	461	456	452	447	443
2,20	621	607	601	594	585	577	567	561	555	548	541	534	528	522	516	510	504	499	494	488	483	478	473	468	463	458	453	448	443	439	434	430
2,30	607	593	587	580	572	563	553	547	541	535	528	521	515	508	502	497	491	486	481	475	469	464	459	455	449	444	439	434	429	424	419	415
2,40	592	578	572	566	558	548	538	532	527	520	514	507	500	494	488	483	477	472	467	461	456	451	446	442	437	431	426	422	416	412	408	404
2,50	578	564	558	551	544	535	525	520	514	507	500	493	487	481	475	470	464	459	454	448	443	438	433	428	423	418	413	408	403	399	394	390
2,60	562	549	543	537	529	520	510	505	498	492	485	479	473	467	461	456	450	445	440	434	429	424	419	414	409	404	399	394	389	385	380	376
2,70	545	532	526	520	512	503	494	489	483	476	469	463	457	451	445	440	435	430	425	419	414	409	404	399	394	389	384	379	374	369	364	360
2,80	529	516	510	504	496	487	478	473	467	461	454	448	442	436	430	425	420	415	410	404	399	395	390	386	381	376	371	366	361	357	353	348
2,90	511	498	493	487	479	471	461	456	450	444	438	432	426	421	415	410	405	400	395	389	384	380	375	371	366	361	357	353	348	344	340	336
1,00	492	480	475	469	461	453	444	438	433	427	421	415	409	404	398	393	388	383	378	373	368	364	359	355	350	346	342	338	333	329	326	322
1,10	472	460	454	448	441	433	425	419	415	409	403	397	392	387	382	377	372	367	362	357	352	348	343	339	335	331	327	323	318	314	311	307
1,20	452	440	435	429	422	414	406	401	396	390	385	380	374	369	365	360	355	350	345	341	336	332	327	323	320	316	312	308	304	300	297	294
1,30	428	417	410	407	401	392	384	379	375	370	365	359	354	349	345	340	335	330	326	322	318	315	310	306	303	299	296	293	289	285	282	279
1,40	405	394	390	384	378	371	364	359	354	349	345	340	335	330	326	321	316	311	307	304	301	297	293	290	287	283	280	277	273	270	267	263
1,50	380	369	365	360	354	347	340	338	333	328	323	319	315	310	306	302	297	293	289	286	282	279	276	272	269	266	263	260	256	253	250	246
1,60	352	341	338	332	327	320	314	311	307	305	301	297	293	289	285	281	278	274	270	267	264	261	258	256	253	250	247	244	240	237	234	230
1,70	322	312	308	304	299	293	288	285	282	280	277	274	270	267	264	260	256	253	250	247	244	242	240	238	235	233	230	227	224	221	219	217
1,80	292	283	280	277	274	269	264	261	258	255	253	250	247	245	242	239	236	233	230	227	225	224	222	220	218	215	212	209	207	205	203	201
1,90	262	255	253	249	245	242	238	236	233	230	228	226	224	222	218	215	213	211	209	207	205	203	202	201	199	196	193	191	189	187	185	183
0,00	231	226	225	221	219	216	212	210	209	206	204	202	200	198	196	194	192	190	188	186	184	182	180	179	177	176	174	173	171	169	168	167
0,10	201	197	195	193	190	187	185	184	182	180	178	176	174	173	172	170	168	167	165	163	161	160	159	158	157	156	155	154	152	151	150	148
0,20	170	167	166	164	162	160	158	157	155	154	153	151	150	149	148	147	146	145	144	143	142	141	140	139	138	137	136	135	134	133	132	131
0,30	141	139	138	137	135	134	133	132	131	130	129	128	127	126	125	124	123	122	121	120												

1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,0

Фин

заг
раг
пр
в
ле
ма
си
нег

сте
ры

мо
мо
ф

Зде
хро
шел
(из
пло
изл
уго

Таблица 3

Значения функции $\Delta P_1 (w^*, m^*)$

$\lg m^*$	4,00	3,00	3,50	2,00	2,10	2,20	2,30	2,40	2,50	2,60	2,70	2,80	2,90	1,00	1,10	1,20	1,30	1,40	1,50	1,60	1,70	1,80	1,90	0,00
$\lg w^*$																								
4,00	87	87	86	83	82	81	80	78	76	73	71	68	65	62	58	55	51	48	45	42	40	38	36	34
2,00	87	87	86	83	82	81	80	78	76	73	71	68	65	62	58	55	51	48	45	42	40	38	36	34
1,00	86	85	84	81	80	79	78	76	74	72	69	67	64	61	57	53	50	47	44	41	39	37	35	32
1,20	84	84	83	80	79	78	77	76	74	72	69	67	64	60	57	53	50	47	44	41	39	37	35	32
1,40	82	82	82	79	78	77	76	75	73	71	68	66	63	59	56	52	49	46	43	40	38	36	34	32
1,60	80	80	80	77	76	75	74	73	71	69	66	64	61	57	54	51	48	45	42	39	37	35	33	31
1,80	77	77	77	75	74	73	71	69	67	65	63	62	59	55	52	49	46	44	41	38	36	34	33	31
1,84	76	76	75	74	74	73	71	69	67	65	63	62	58	54	51	48	45	44	41	38	36	34	32	30
1,88	76	75	75	72	73	72	70	68	66	64	62	61	58	54	51	48	45	43	40	37	35	33	32	30
1,92	75	74	74	71	71	70	69	67	65	63	61	60	57	53	50	47	44	42	39	37	35	33	31	29
1,96	74	73	73	70	70	69	68	66	65	63	61	59	56	52	49	46	43	41	38	36	34	32	31	29
0,00	73	72	72	69	68	68	67	65	64	62	60	58	55	51	48	45	43	40	38	35	34	32	30	28
0,04	72	71	70	68	68	67	66	64	63	61	59	57	54	50	47	44	42	39	37	35	33	31	30	28
0,08	70	70	69	67	67	66	65	63	62	60	58	56	53	49	46	43	41	38	36	34	33	31	29	27
0,12	69	69	68	66	66	65	64	62	61	59	57	55	52	48	45	42	40	37	35	34	32	30	29	27
0,16	67	67	66	64	64	63	62	61	60	58	56	54	51	47	44	41	39	36	34	33	32	30	28	26
0,20	66	66	65	63	63	62	61	60	59	57	55	53	50	46	43	40	38	36	34	32	31	29	28	26
0,24	64	64	63	61	61	60	59	58	57	55	54	52	49	45	42	39	37	35	33	31	30	29	27	25
0,28	62	62	61	59	59	58	57	56	55	54	52	50	47	44	41	38	36	34	32	30	29	28	26	24
0,32	60	60	59	57	57	56	55	54	53	52	51	49	46	42	40	37	35	33	31	29	28	27	25	23
0,36	58	58	57	56	56	55	54	53	52	51	50	48	45	41	39	36	34	32	30	28	27	25	23	21
0,40	56	56	55	54	53	53	52	50	49	48	47	45	43	40	38	35	33	31	29	27	26	25	24	22
0,44	54	54	53	52	52	50	49	48	47	46	44	41	38	36	34	32	30	28	26	25	24	23	21	19
0,48	52	52	51	50	50	49	48	47	46	44	43	42	39	37	35	33	31	29	27	25	24	23	22	20
0,52	50	50	49	47	47	46	45	44	43	42	41	40	37	35	33	31	29	28	26	24	23	22	21	19
0,56	48	48	47	45	45	44	43	42	41	40	39	38	36	34	32	30	28	27	25	23	22	21	20	18
0,60	45	45	44	43	43	42	41	40	39	38	37	36	34	32	30	28	26	25	24	22	21	20	19	17
0,64	43	43	42	41	41	40	39	38	38	37	36	35	33	31	29	27	25	24	22	21	20	19	18	16
0,68	40	40	39	38	38	37	37	36	35	35	34	33	31	29	28	26	24	23	21	20	19	18	17	15
0,72	37	37	37	36	36	35	34	34	33	32	31	30	29	27	26	24	22	21	20	19	18	17	16	14
0,76	34	34	34	33	33	32	32	31	31	30	29	28	27	25	24	23	21	20	18	17	17	16	15	13
0,80	31	31	31	30	30	29	29	28	28	27	27	26	25	23	22	21	19	18	16	15	15	14	13	12
0,84	28	28	28	27	27	26	26	26	25	25	24	23	22	20	19	17	16	15	14	13	13	12	11	10
0,88	25	25	25	25	25	24	24	23	23	22	21	21	20	19	18	16	15	14	13	12	12	11	10	9
0,92	23	23	23	23	23	22	22	22	21	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	11	10	9	8
0,96	21	21	21	20	20	20	19	19	19	18	18	17	17	16	15	14	13	12	11	11	10	9	8	7
1,00	19	19	19	18	18	18	17	17	17	16	16	15	15	14	13	12	11	10	10	9	9	8	8	7

Выразим коэффициент поглощения следующим образом:

$$k_{\lambda}(T, p) = k_{0\lambda} F(T, p), \quad (7)$$

где $F(T, p)$ — некоторая функция от температуры и давления ($k_{0\lambda}$ мы считаем независимым от T и p).

С учетом (7) выражение (6) будет иметь следующий вид:

$$I_{\lambda} \downarrow = \int_z^{\infty} \frac{k_{0\lambda}}{\cos \vartheta} F(T, p) \varrho(\eta) E_{\lambda}(T) e^{-\frac{k_{0\lambda}}{\cos \vartheta} \int_z^{\eta} F(T, p) \varrho(\xi) d\xi} d\eta. \quad (8)$$

Введем эффективную поглощающую массу w^* , которая определяется следующим образом:

$$w^* = \int_z^{\gamma} F(T, \rho) Q(\xi) d\xi. \quad (9)$$

В таком случае

$$I_{\lambda \downarrow} = \int_0^{w_{\infty}^*} \frac{k_{0\lambda}}{\cos \vartheta} E_{\lambda}(T) e^{-\frac{k_{0\lambda}}{\cos \vartheta} w^*} dw^*. \quad (10)$$

Интегрируя выражение (10) по λ при помощи метода Амбарцумяна-Лебединского [13], имеем:

$$I_{\downarrow} = \int_0^{w_{\infty}^*} E(T) dw^* \int_0^{\infty} \frac{k_0}{\cos \vartheta} f(k_0, T) e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0. \quad (11)$$

Здесь предполагалось, что в участках спектра, для которых выполняется неравенство $k_0 < k_{0\lambda} < k_0 + dk_0$, значение коэффициента поглощения можно практически считать постоянным (k_0). Функция $f(k_0, T)$ определяет долю интенсивности абсолютно черного тела, приходящуюся на совокупность участков спектра, которым соответствует коэффициент поглощения k_0 . $E(T)$ в выражении (11) обозначает интегральную интенсивность излучения абсолютно черного тела.

С другой стороны, легко показать, что с использованием эффективной поглощающей массы, которая определена по формуле (9), интегральная функция пропускания атмосферы выражается следующим образом:

$$P(w^*, T_1) = \int_0^{\infty} f(k_0, T_1) e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0. \quad (12)$$

Здесь T_1 обозначает температуру источника излучения, причем предполагается, что этим источником является абсолютно черное тело.

Далее, введем новую функцию P^* , которая определяется соотношением

$$P^*[w^*, T(w^*)] = P[w^*, T_1 = T(w^*)]. \quad (13)$$

Другими словами,

$$P^*[w^*, T(w^*)] = \int_0^{\infty} f[k_0, T(w^*)] e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0. \quad (14)$$

Найдем теперь производные P и P^* по w^* :

$$\frac{dP}{dw^*} = - \int_0^{\infty} \frac{k_0}{\cos \vartheta} f(k_0, T_1) e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0. \quad (15)$$

Здесь предполагалось, что температура T_1 не изменяется.

$$\begin{aligned} \frac{dP^*}{dw^*} = & - \int_0^\infty \frac{k_0}{\cos \vartheta} f(k_0, T) e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0 + \\ & + \frac{dT}{dw^*} \int_0^\infty \frac{\partial f(k_0, T)}{\partial T} e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Видим, что интеграл $S_1 = \int_0^\infty \frac{k_0}{\cos \vartheta} f(k_0, T) e^{-\frac{k_0}{\cos \vartheta} w^*} dk_0$ в выражении (11) равен первому члену выражения (16). Следовательно, использование $\frac{dP^*}{dw^*}$, а также $\frac{dP}{dw^*}$ вместо S_1 в обоих случаях связано с погрешностями. В первом случае мы не учитываем второй член выражения (16), а во втором случае не учтен «эффект смещения».

Попробуем приближенно оценить величины этих погрешностей. При средних условиях в тропосфере* связь между T и w^* хорошо описывается формулой

$$T = -8(w^*)^8 - 10w^* + 20, \quad (17)$$

где w^* выражена в «см» и T в $^\circ\text{C}$.

Для упрощения расчетов используем вместо выражений (12) и (14) приближенные формулы

$$P(w^*, T_1) = \sum_{j=1}^6 f_j(T_1) e^{-k_j w^*}, \quad (18)$$

где T_1 считается постоянным, и

$$P^*(w^*, T) = \sum_{j=1}^6 f_j(T) e^{-k_j w^*}, \quad (19)$$

где $T = T(w^*)$.

Формулы (18) и (19) взяты из монографии К. Я. Кондратьева [13].

В этой работе даны также значения коэффициентов поглощения k_j и связь f_j с температурой:

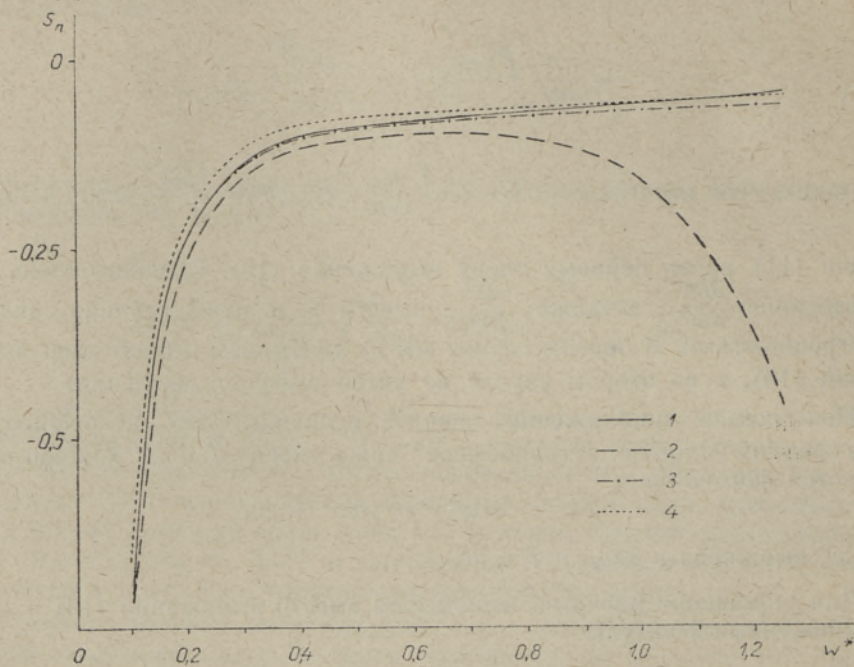
$$f_j = a_j + b_j T. \quad (20)$$

Здесь a_j и b_j — некоторые постоянные для каждого участка j .

Исходя из приведенных выше данных, в настоящей работе рассчитывались следующие величины: S_1 , $S_2 = \frac{dP^*}{dw^*}$, $S_3 = \frac{dP(T_1 = 260^\circ\text{K})}{dw^*}$, $S_4 = \frac{dP(T_1 = 300^\circ\text{K})}{dw^*}$. Результаты этих расчетов приведены на фиг. 2. Как видно из этого рисунка, использование $\frac{dP^*}{dw^*}$ вместо S_1 связано с большими погрешностями, особенно в верхних слоях тропосферы. Разницы между S_1 и S_3 , а также между S_1 и S_4 довольно малы. Поэтому следует

* Предполагается, что вертикальный градиент температуры равен 6 град/км, а плотность водяного пара ρ_w уменьшается с высотой по экспоненциальному закону. На уровне земной поверхности $T = 20^\circ\text{C}$ и $\rho_w = 7 \times 10^{-6}$ г/см³.

считать вполне обоснованным использование в формуле (11) $\frac{dP(w^*, T_1)}{dw^*}$ вместо S_1 (в предположении, что T_1 представляет собой некоторую среднюю температуру в атмосфере). Другими словами, влиянием эффекта смещения в данном случае можно пренебречь.



Фиг. 2. Сравнение функций S_n : 1 — S_1 , 2 — S_2 , 3 — S_3 , 4 — S_4 .

Как известно [13], зависимость коэффициента поглощения от температуры и «эффект смещения» действуют в противоположных направлениях. Поэтому следует считать оправданным и то, что не учитывается зависимость $k_\lambda = k_\lambda(T)$. В таком случае формула (9) имеет следующий вид:

$$w^* = \int F(p) Q(z) dz, \quad (21)$$

где $F(p)$ — некоторая функция от давления.

Исходя из вышеизложенного, вместо (11) получим

$$I \downarrow = \int_{w_\infty^*}^0 E(T) dw^* \frac{dP}{dw^*} = \int_{P(w_\infty^*)}^1 E(T) dP. \quad (22)$$

Интегрируя выражение (22) по частям, получаем выражение, аналогичное формуле (5):

$$I \leftarrow = \oint P dE. \quad (23)$$

Таким же образом можно получить выражение и для $I \uparrow$.

Отметим, что приведенные выше результаты оправданы и для потоков длинноволнового излучения в атмосфере. Как известно [13], потоки излучения рассчитываются путем интегрирования соответствующих интенсивностей по всем телесным углам, составляющим полусферу. В таком случае вместо формулы (23) будем иметь формулу (5).

Резюмируя приведенные выше результаты, можно сказать, что на основе приближенной формулы $G = \int P_F(\omega^*) dB$ можно с достаточной точностью определить длинноволновые потоки излучения атмосферы, но использование формулы $G = \int P_F[\omega^*, T(\omega^*)] dB$ следует считать неоправданным.

Как было показано в работах [16] и [43], атмосферный озон играет лишь незначительную роль в определении значений интегральных потоков тепловой радиации в нижней тропосфере. Поэтому влиянием озона на поглощение длинноволнового излучения в атмосфере можно пренебречь при расчетах нисходящих потоков ($G \downarrow$) в нижней тропосфере и восходящих потоков ($G \uparrow$) до 15—20 км. В таком случае вместо таблиц 2 и 3 можно использовать лишь одну таблицу, в которой приведены значения интегральной функции пропускания $P_F(\omega^*, u^*)$.

В качестве примера нами рассчитаны нисходящий поток, восходящий поток и эффективное излучение ($F = G \uparrow - G \downarrow$) на уровнях 0; 3 и 8 км для некоторых широтных зон земного шара. При этом использовались стратификации температуры, влажности и давления, взятые из работ [10, 44, 45]. Данные о вертикальном распределении озона получены из работы [46]. Концентрация углекислого газа в атмосфере принята равной 0,03% (по объему) для всех зон, так как о широтном ходе CO_2 не было данных. При расчете эффективных поглощающих масс водяного пара мы применили обычно используемую поправку на давление $(p/p_0)^{0.5}$, а для углекислого газа и озона эта поправка была $(p/p_0)^{0.8}$ и $(p/p_0)^{0.2}$ соответственно (см. [15, 16, 18]). Результаты этих расчетов приведены в табл. 4.

Таблица 4
Значения потоков теплового излучения в атмосфере (кал/см² мин)

Широтная зона (°N)	$z = 0$		$z = 3$		$z = 8$	
	$G \downarrow$	F	$G \downarrow$	F	$G \downarrow$	F
0—10	0,574	0,093	0,392	0,194	0,164	0,296
10—20	0,545	0,101	0,348	0,209	0,132	0,317
20—30	0,507	0,114	0,312	0,220	0,117	0,313
30—40	0,429	0,117	0,275	0,208	0,097	0,293
40—50	0,359	0,122	0,240	0,198	0,082	0,270
50—60	0,296	0,125	0,201	0,187	0,076	0,246
60—70	0,236	0,129	0,169	0,172	0,077	0,218

В работах [14, 17] произведены аналогичные расчеты при помощи номограмм Ф. Брукса, А. А. Дмитриева, Р. Мюгге и Ф. Меллера, Г. Робинсона, Ф. Н. Шехтер, В. Эльзассера и Г. Ямамото. Сравнивая результаты определения $G \downarrow$, $G \uparrow$ и F , полученные в настоящей работе и в работах [14, 17], видим, что вблизи земной поверхности и в нижней части тропосферы наши результаты довольно близко согласуются с данными, полученными по номограммам Ф. Шехтер и Ф. Брукса. Однако при $z = 8$ км получается более близкое соответствие с результатами вычислений по номограммам Ф. Меллера и Г. Робинсона.

К сожалению, в настоящее время отсутствует достаточно полный комплекс экспериментальных данных, что не дает возможности провести прямое сравнение результатов с экспериментом.

Поскольку предложенная в настоящей работе радиационная номограмма построена в результате наиболее тщательного анализа современных данных о поглощении инфракрасной радиации в атмосфере, можно считать, что она является наиболее надежной.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. A. Brooks, Atmospheric Radiation and Its Reflection from the Ground, Journ. Met., V. 9, No. 1, 1952.
2. А. А. Дмитриев, К вопросу о радиационном балансе атмосферы, Метеорол. и гидрология, № 11, 1940.
3. F. Möller, Grundlagen eines Diagramms zur Berechnung langwelliger Strahlungsströme, Meteor. Zeitschr., B. 61, H. 2, 1944.
4. F. Möller, Long-Wave Radiation, Compendium of Meteorology, 1951, pp. 34—49.
5. G. D. Robinson, Notes on the Measurement and Estimation of Atmospheric Radiation I, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., V. 73, No. 315—316, 1947.
6. G. D. Robinson, Notes on the Measurement and Estimation of Atmospheric Radiation II, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., V. 76, No. 327, 1950.
7. Ф. Н. Шехтер, К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере, Тр. ГГО, вып. 22 (84), 1950.
8. Ф. Н. Шехтер, Расчет лучистых потоков длинноволновой радиации из ограниченного телесного угла и полупространства, Тр. ГГО, вып. 39 (101), 1953.
9. W. M. Elsasser, Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere Harv. Met. St., No. 6, 1942.
10. G. Yamamoto, On a Radiation Chart, Sci. Rep. Tôhoku Univ., Ser. 5, V. 4, No. 1, 1952.
11. К. Я. Кондратьев, Некоторые вопросы лучистого теплообмена в атмосфере, Уч. зап. ЛГУ, сер. физ., вып. 7, 1949.
12. К. Я. Кондратьев, Перенос длинноволнового излучения в атмосфере, М.-Л., Гостехиздат, 1950.
13. К. Я. Кондратьев, Лучистый теплообмен в атмосфере, М., Гидрометеониздат, 1956.
14. Х. Ю. Нийлиск, К вопросу о расчетах теплового излучения атмосферы, Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 1960.
15. и 16. К. Я. Кондратьев, Х. Ю. Нийлиск, К вопросу о тепловом излучении углекислого газа в атмосфере; О тепловом излучении 9,6 м полосы поглощения озона в атмосфере. Научн. сообщ. Ин-та геол. и геогр. АН Лит. ССР, т. 13, вып. 2, 1962 (в печати).
17. K. Y. Kondratiev, H. J. Niilisk, Comparison of Radiation Charts, Geofisica pura e applicata, V. 46, 1960/11.
18. K. Y. Kondratiev, H. J. Niilisk, On the Question of Carbon Dioxide Heat Radiation in the Atmosphere, Geofisica pura e applicata, V. 46, 1960/11.
19. G. Yamamoto, T. Sasamori, Calculation of the Absorption of the 15 μ Carbon-Dioxide Band, Sci. Rep. Tôhoku Univ., Ser. 5, V. 10, No. 2, 1958.
20. J. N. Howard, D. E. Burch, D. Williams, Near Infrared Transmission through Synthetic Atmospheres, Journ. Opt. Soc. Am., V. 45, No. 3, 4, 5, 6, 1956.
21. W. Elsasser, New Values for the Infra-Red Absorption Coefficient of Atmospheric Water Vapour, Monthly Weath. Rev., V. 66, No. 6, 1938.
22. G. Yamamoto, G. Onishi, Absorption Coefficient of Water Vapour in the Far Infra-Red Region, Sci. Rep. Tôhoku Univ., Ser. 5, V. 1, No. 1, 1949.
23. G. Yamamoto, G. Onishi, Absorption Coefficient of Water Vapour in the Near Infra-Red Region, Sci. Rep. Tôhoku Univ., Ser. 5, V. 1, No. 2, 1949.
24. A. Adel, Atmospheric Absorption of Infrared Solar Radiation at the Lowell Observatory I, Astrophys. Journ., V. 89, No. 1, 1939.
25. A. Adel, C. D. Lampland, Atmospheric Absorption of Infrared Solar Radiation at the Lowell Observatory II, Astrophys. Journ., V. 91, No. 1, 1940.
26. A. Adel, C. D. Lampland, Atmospheric Absorption of Infrared Solar Radiation at the Lowell Observatory III, IV, Astrophys. Journ., V. 91, No. 5, 1940.
27. A. Adel, An Estimate of Transparency of the Atmospheric Window 16 μ to 24 μ , Journ. Opt. Soc. Am., V. 37, No. 10, 1947.
28. R. Anthony, Atmospheric Absorption of Solar Infrared Radiation, Phys. Rev., V. 85, No. 4, 1952.
29. T. C. Cowling, The Absorption of Water Vapour in the Far Infra-Red, Rep. on Progr. in Phys., V. IX, 1943.
30. T. C. Cowling, Atmospheric Absorption of Heat Radiation by Water Vapour, Phil. Mag., V. 41, Ser. 7, No. 313, 1950.
31. T. Elder, J. Strong, The Infra-Red-Transmission of Atmospheric Windows, Journ. Frankl. Inst., V. 255, No. 3, 1953.
32. F. E. Fowle, The Spectroscopic Determination of Aqueous Vapour, Astrophys. Journ., V. 35, pp. 149—162, 1912.
33. F. E. Fowle, The Transparency of Aqueous Vapour, Astrophys. Journ., V. 42, pp. 394—411, 1915.
34. H. A. Gebbie, W. K. Harding, C. Hilsum, A. W. Price, V. Roberts, Atmospheric Transmission in the 1—14 μ Region, Proc. Roy. Soc., V. 206, No. 1084, 1951.

35. R. M. Goody, W. T. Roach, Absorption and Emission in the Atmospheric Window from 770—1250 cm^{-1} , Quart. Journ. Roy. Met. Soc., V. 84, No. 362, 1958.
36. C. H. Palmer, Long Path Water Vapour Spectra with Pressure Broadening I, II, Journ. Opt. Soc. Am., V. 47, No. 11, 1958.
37. F. Saiedy, Background (Continuum) Extinction in the Atmosphere, Oxford Radiation Symposium, Abstract No. 30, 1959.
38. F. Saiedy, R. M. Goody, The Solar Emission Intensity at 11 μ , Monthly Not. Roy. Astr. Soc., V. 119, No. 3, 1959.
39. E. Vigroux, Emission Continue de l'atmosphère terrestre à 9.6 μ , Ann. Geophys., t. 15, № 4, 1959.
40. В. Г. Кастров, Измерение эффективного излучения в области максимальной прозрачности водяного пара, Метеорол. и гидрология, Инф. сб. № 1, 1946.
41. В. Г. Кастров, Измерения инфракрасного излучения атмосферы в трех участках спектра, Тр. ЦАО, вып. 3, 1948.
42. Н. Г. Ярославский, А. Е. Станевич, Вращательный спектр H_2O в длинноволновой инфракрасной области 50—1500 μ , Оптика и спектроскопия, т. V, вып. 4, 1958.
43. К. Я. Кондратьев, Т. Д. Матрешина, О влиянии длинноволнового излучения озона на радиационный баланс земной поверхности и атмосферы, Тр. ГГО, вып. 41 (103), 1953.
44. J. London, The Distribution of Radiational Temperature Change in the Northern Hemisphere During March, Journ. Met., V. 9, No. 2, 1952.
45. G. Ohring, The Radiation Budget of the Stratosphere, Journ. Met., V. 15, No. 5, 1958.
46. K. R. Ramanathan, R. N. Kulkarni, Mean Meridional Distributions of Ozone in Different Seasons Calculated from UMKEHR Observations and Probable Vertical Transport Mechanisms, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., V. 86, No. 368, 1960.

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
11. VI 1961

UUS KIIRGUSNOMOGRAMM

Helgi Niilisk

Resümee

Käesoleva töö eesmärgiks on täiustada atmosfääri infrapunaste kiirgusvoogude graafilisi arvutusmeetodeid. Kasutades eksperimentaalsete ja teoreetiliste uurimuste uusimaid andmeid on määratud atmosfääri integraalne läbilaskefunktsioon, mis arvestab veeauru, süsihappegaasi ja osooni mõju infrapunasele kiirgusele Maa atmosfääris. Saadud läbilaskefunktsiooni alusel on konstrueeritud uus, täiustatud kiirgusnomogramm. Selle abil on arvutatud infrapunaste kiirgusvoogude keskmised väärtused maakera mitmesuguste kõrguste jaoks 0; 3 ja 8 km kõrgusel, kusjuures on arvestatud atmosfääri rõhu mõju kiirguse neeldumisele. Tulemusi võrreldakse teiste uurijate resultaatidega. Eraldi uuritakse, kuidas arvestada kiirgusnomogrammi konstrueerimisel läbilaskefunktsiooni sõltuvust temperatuurist. Näidatakse, et küllalt täpsed resultaadid saab, kui määrata atmosfääri integraalne läbilaskefunktsioon mingi keskmise temperatuuri jaoks.

Eesti NSV Teaduste Akadeemia
Füüsika ja Astronoomia Instituut

Saabus toimetusse
10. VI 1961

A NEW RADIATION CHART

Helgi Niilisk

Summary

The aim of the present paper is to improve the graphic methods for computing the infra-red fluxes in the atmosphere. The data on the latest experimental and theoretical investigations have been used. The integral transmission function of the atmosphere has been determined, with the consideration of the influence of water vapour, carbon dioxide and ozone. A new, complete radiation chart has been constructed, using the given transmission function. The mean values of the infra-red radiation fluxes for the different zones of the Earth at a height of 0; 3 and 8 km are calculated on the basis of the new radiation chart. The changes in pressure dependent on height have been taken into account. The results are compared with those of several authors. The influence of the temperature dependence for the transmission function on the results of the computation of infra-red fluxes has been considered. It has been shown that accurate results are obtained at the determining the integral transmission function for a mean temperature.

Academy of Sciences of the Estonian S.S.R.,
Institute of Physics and Astronomy

Received
June 10th, 1961