

К. С. ШИФРИН

К ТЕОРИИ РАДИАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОБЛАКОВ

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 20 XI 1953)

1. Целью настоящей работы является теоретический анализ спектральных свойств облаков в длинноволновой области.

При исследовании процесса переноса тепловой радиации основное значение имеет правильный учет поглощения и излучения радиации. В нашей работе ⁽¹⁾ показано, например, что в случае приземных туманов радиационный эффект на 90% вызван поглощением и излучением радиации каплями тумана и только на 10% — отражением назад (рассеянием) излучения земной поверхности. Учет поглощения и излучения тепловой радиации облаками, как в ранней работе Хьюсона ⁽²⁾, так и в новой работе Е. М. Фейгельсон ⁽³⁾ производился путем замены облачного слоя эквивалентной пленкой «осажденной воды». Этот метод является неверным. Как это было показано нами в ⁽¹⁾, получающиеся при этом значения могут во много раз отличаться от правильных.

Правильный метод изучения радиационных свойств облаков должен исходить из точной диффракционной теории радиационных свойств облачных капель, а также учитывать многократность рассеяния, так как облака являются сильно мутными средами.

2. Вычисление радиационных свойств облачных капель в длинноволновой области представляет трудности, вызванные тем, что в спектральной области 3—100 μ , которая нас интересует, облачные капли не могут рассматриваться ни как «большие», ни как «малые», и к ним, следовательно, не могут быть применены простые формулы, относящиеся к этим предельным случаям. Например, для капли с радиусом $a = 6,265 \mu$, в общем типичным для облачных частиц, и для длины волны $\lambda = 10 \mu$, вблизи которой лежит максимум теплового излучения черного тела при температурах облаков, величина $\rho = 2\pi a/\lambda$ будет около 4. Мы видим (см. ⁽⁴⁾), что речь идет о диффракционном случае, когда необходим расчет по точным формулам.

Мы выполнили этот расчет для монодисперсного облака, состоящего из капель с радиусом $a = 6,265 \mu$. При этом мы учитывали изменения λ как ρ , так и оптических свойств воды (m , см. ⁽⁴⁾, стр. 35).

Результаты этого трудоемкого вычисления сведены в табл. 1 (где K , K_p , K_n — соответственно, коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения капли в долях ее геометрического сечения) и на рис. 1 и 2.

Кривые для K и K_p похожи друг на друга. На обычный диффракционный ход ослабления и рассеяния накладываются спектральные изменения свойств воды. В частности, глубокий минимум при $\rho = 3,6$ ($\lambda = 11 \mu$) соответствует относительно слабому отражению и поглощению этих волн водой.

В особенности ярко спектральные свойства жидкой воды проявляются в коэффициенте поглощения K_n . Большие максимумы при

3 и 6 μ , провал в области 7—9 μ хорошо соответствуют интенсивным полосам поглощения и «окну прозрачности» в спектре жидкой воды. Интересно, что при $\lambda = 6 \mu$ и для $\lambda > 11 \mu$ коэффициент поглощения

Таблица 1

λ, μ	ρ	K	K_p	K_n	K'_p
3	13,121	2,004	1,110	0,894	0,1276
3,4	11,578	2,466	1,541	0,925	0,1348
4,5	8,747	2,646	2,146	0,500	0,1307
6	6,560	2,870	1,743	1,127	0,0273
7	5,623	3,299	2,595	0,704	0,0467
8	4,920	3,201	2,967	0,234	0,0425
9	4,374	2,4921	1,8626	0,6295	0,0505
10	3,936	1,4998	0,9248	0,5750	0,0136
11	3,578	1,233	0,4653	0,7677	0,00808
12	3,280	1,766	0,6321	1,134	0,0166
13	3,028	2,028	0,7922	1,236	0,0245
15	2,624	2,263	0,8869	1,376	0,0342
18	2,187	2,249	1,013	1,416	0,0457
52	0,7570	0,9598	0,1449	0,8149	0,0603
63	0,6248	0,7413	0,1041	0,6372	0,0470
83	0,4743	0,5810	0,06685	0,5142	0,0309
100	0,3936	0,2399	0,01895	0,2210	0,00892
117	0,3364	0,1700	0,01039	0,1596	0,00502

становится больше единицы. Это означает, что частица поглощает больше радиации, чем на нее «падает». Причина этого необычного явления лежит в диффракции — частица «высасывает» энергию из электромагнитного поля.

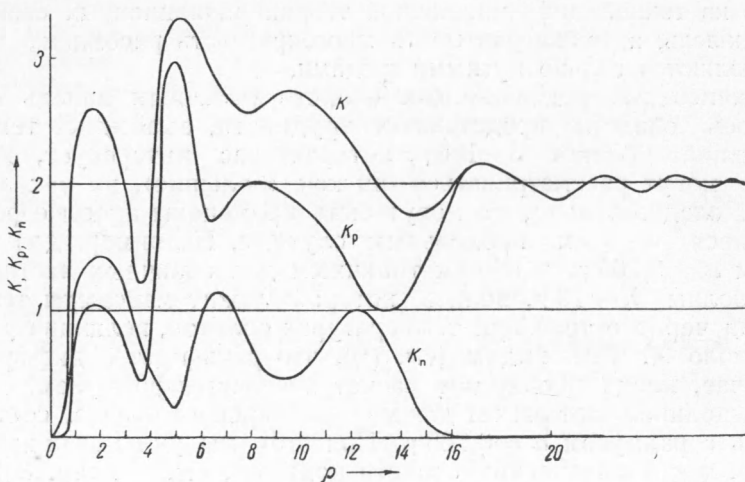


Рис. 1

Рассмотрим теперь излучение облачной капли (кривая 1 на рис. 3). Для сравнения там же приведена кривая излучения черного тела (кривая 2). Характерным являются максимум излучения при 6 μ и участок за 11,5 μ . Подчеркнем, что здесь капля излучает больше, чем черное тело.

Добавим, что спектральные свойства отдельной капли тождественны со свойствами слоя капель, составляющих оптически «тонкий» облачный слой.

3. Для перехода к оптически «толстым» облакам воспользуемся приближенным методом Шварцшильда. Для потоков вверх I_{\uparrow} и вниз I_{\downarrow} имеем

$$\mp \frac{dI_{\uparrow, \downarrow}}{dz} = -\alpha^* I_{\uparrow, \downarrow} + \alpha' I_{\uparrow, \downarrow} + \alpha_n B(z). \quad (1)$$

H — толщина облака; на его верхнюю границу приходит поток $I_{\uparrow} = I_0$, на нижнюю $I_{\downarrow} = I_0'$; $B(z)$ — функция излучения черного тела; α^* , α' и α_n — коэффициенты ослабления, рассеяния назад и поглощения, рассчитанные на единицу объема облака.

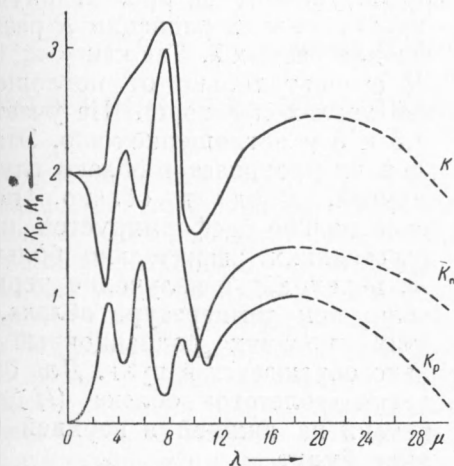


Рис. 2

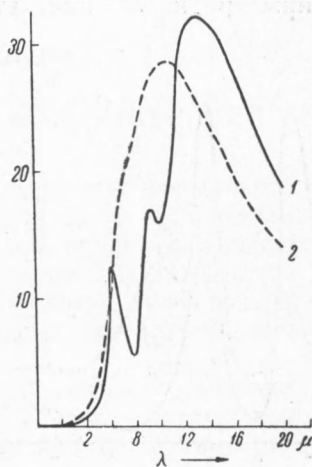


Рис. 3

Смысл коэффициента ослабления здесь другой, чем в случае «тонких» слоев. Он определяется через α' и α_n по формуле

$$\alpha^* = \alpha' + \alpha_n.$$

α_n вычисляется через поглощение на частицах и в водяном паре, α' — интегрированием индикатрисы рассеяния в интервале углов рассеяния β от $\pi/2$ до π . При этом удобно иметь в виду, что если индикатриса неизвестна, а вычислены амплитуды парциальных волн b_l и c_l , то из формул, указанных в (4) (стр. 55—56), легко следует, что

$$K'_p = \frac{2}{\pi^2} \operatorname{Re} \left\{ BC^* + \sum_{l>m} \gamma_{l,m} \right\} + \frac{1}{2} K_p. \quad (2)$$

Здесь K'_p — коэффициент рассеяния на частице назад (в долях πa^2),

$$B = \sum_l b_l f_l, \quad C = \sum_l c_l f_l,$$

где

$$f_l = 0 \text{ для } l \text{ четного; } f_l = \frac{(-1)^{\frac{l-1}{2}} l!}{2^{\frac{l-1}{2}} \left(\frac{l-1}{2}\right)!} \text{ для } l \text{ нечетного;}$$

$$\gamma_{l,m} = x_{l,m} (c_l c_m^* + b_l b_m^*), \quad x_{l,m} = \frac{(m+1)(l+1)}{l(l+1) - m(m+1)} \{m f_m f_{l-1} - l f_l f_{m-1}\}.$$

Результаты вычислений K_p по этим формулам указаны в табл. 1. Решение уравнений переноса (1) будет:

$$\begin{aligned} I_{\downarrow}(z) &= [I_0 - B(H)] e^{\kappa(z-H)} + \mu [I_0 - B(0)] e^{-\kappa z} + B(z); \\ I_{\uparrow}(z) &= \mu [I_0 - B(H)] e^{\kappa(z-H)} + [I_0 - B(0)] e^{-\kappa z} + B(z); \end{aligned} \quad (3)$$

здесь $\mu = \alpha' / 2\sigma_{\text{п}}$.

Потоки, входящие в облако, затухают на глубине $R = \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\alpha_n \sqrt{1 + 4\mu}}$.

Рассмотрим облако при $t = -8^\circ$ и водностью $q = 0,5 \text{ г/м}^3$. Величины μ и R для этого случая указаны на рис. 4. Глубина проникновения радиации R различна для разных λ . Так как $\mu \ll 1$, то R зависит только от поглощения (на каплях и в паре). На участках 4,5 и 8 μ поглощение мало. Эта радиация проникает в облако глубже другой. Войдя в облако, поток спектрально деформируется и на расстояниях, значительно больших R , переходит в излучение черного тела при температуре облака. На этих уровнях радиационный баланс обращается в нуль. Для оптически «толстого» облака ($H \gg R$) потоки на нижней и верхней границе будут

$$\begin{aligned} I_{\downarrow}(0) &= \mu I_0 + B(0) (1 - \mu), \\ I_{\uparrow}(H) &= \mu I_0 + B(H) (1 - \mu). \end{aligned} \quad (4)$$

Отсюда следует, что величина μ является длинноволновым альбедо. Среднее значение его для рассмотренного случая равно 2%; спектральный ход указан на рис. 4. Из формул (3), (4) видно также, что при учете конечной оптической толщины излучение системы, конечно, не будет превышать излучения черного тела.

Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Воейкова
Ленинград

Поступило
20 VII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ К. С. Шифрин, Тр. ИГО, 27 (1951). ² E. W. Hewson, Quart. J. R. Met. Soc., 69, No. 298 (1943). ³ Е. М. Фейгельсон, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4 (1951). ⁴ К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, 1951.

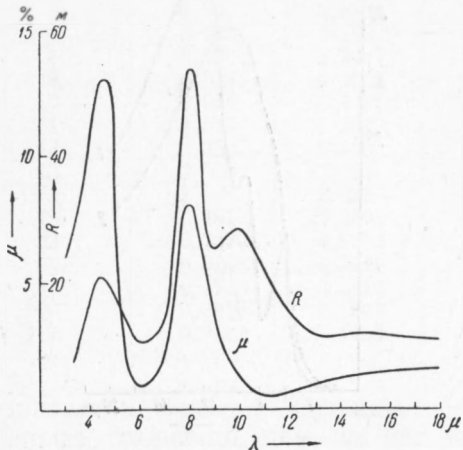


Рис. 4