

В.Е. Павлов, Я.А. Тейфель, Т.З. Мулдашев

О ВОЗМОЖНОЙ ОЦЕНКЕ ВЛИЯНИЯ ЯДЕР АЙТКЕНА НА ЯРКОСТЬ НЕБА В ЛЕТНИХ УСЛОВИЯХ

Анализируются результаты решения уравнения переноса лучистой энергии методом сферических гармоник для модели атмосферы, включающей три группы аэрозольных частиц: ядер Айткена, субмикронной и грубодисперсной фракций. Показано, что отмечаемая многими наблюдателями независимость направленного коэффициента светорассеяния при средних и больших углах рассеяния в видимой области спектра от зенитного расстояния Солнца с наибольшей вероятностью обусловлена постепенным возрастанием числа ядер Айткена в дополууденные и уменьшением в послеполуденные часы.

Разработанный В.Г. Фесенковым критерий стабильности оптических свойств атмосферы при измерениях дневной прозрачности «долгим» методом Бугера базируется на теории однократного рассеяния света. Его суть заключается в необходимости выполнения условия постоянства относительного околосолнечного ореола, рассчитанного на единицу атмосферной массы, во времени [1]. Иначе говоря, предъявляется требование к постоянству направленного коэффициента светорассеяния $f(\varphi)$ для фиксированного малого угла рассеяния φ , где роль кратных эффектов предполагается пренебрежимо малой.

Последующие наблюдения абсолютных индикатрис яркости $f(\varphi)$ в солнечном альмукантарате на разных зенитных расстояниях Z_0 позволили Е.В. Пясковской-Фесенковой установить такую закономерность: в случае независимости $f(\varphi)$ от Z_0 для области ореола ($\varphi \sim 2^\circ$), как правило, имеет место постоянство $f(\varphi)$ и для любого другого фиксированного угла φ [2]. Ни в одно из соотношений, связывающих коэффициент прозрачности атмосферы P с $f(\varphi)$ для больших φ , ею не была введена зависимость $f(\varphi)$ от зенитного расстояния Солнца. Были предложения и об использовании наблюдений $f(60^\circ)$ для контроля устойчивости оптических свойств атмосферы в видимой области спектра [2–5].

Подобная независимость $f(\varphi)$ от Z_0 для больших φ , где роль многократного рассеяния света может быть существенной, требует объяснений. Первая попытка такого анализа [6] была предпринята на базе расчетов яркости неба, выполненных в [7]. Было показано, что при разделении $f(\varphi)$ на аддитивные составляющие $f_1(\varphi)$, $f_2(\varphi)$ и $f_q(\varphi)$, обусловленные соответственно однократным, многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности с альбедо q , при постоянстве $f_1(\varphi)$ величина $f_2(\varphi)$ растет с увеличением Z_0 , а $f_q(\varphi)$, наоборот, убывает. В конечном итоге возникает некая компенсация, приводящая к независимости $f(\varphi)$ от Z_0 с точностью до нескольких процентов. Однако соответствующая тому времени (1958 г.) точность расчетов яркости неба вряд ли может служить гарантом столь тривиального объяснения наблюдаемого явления. На основе развивающихся представлений об оптических свойствах аэрозоля, а также в результате использования современных методов решения уравнения переноса излучения в атмосфере для расчетов $f(\varphi)$ нами заново рассмотрен вопрос о причинах, приводящих к неизменности $f(\varphi)$ на разных зенитных расстояниях Солнца. Результаты этого исследования излагаются в настоящей статье.

Таблица 1

Летнее альbedo растительного покрова

λ , мкм	Sec Z_0					
	1,25	2,00	2,86	3,64	4,35	5,00
0,40	0,032	0,039	0,046	0,049	0,051	0,052
0,55	0,069	0,086	0,100	0,108	0,112	0,115
0,65	0,082	0,102	0,119	0,128	0,133	0,136

Модель атмосферы, положенная в основу расчетов абсолютных индикатрис яркости $f(\varphi)$, описана в [8]. Там, в частности, показано, что средневзвешенная по высоте реальная аэрозольная индикатриса рассеяния $f_D(\varphi)$ [9] может быть представлена в виде суммы индикатрис, относящихся к трем группам частиц с логнормальным распределением: ядрам Айткена, субмикронной и грубодисперсной фракциям. Определены параметры распределений и весовые соотношения между фракциями. Расчеты индикатрис яркости $f(\varphi)$ осуществлялись путем решения уравнения переноса излучения методом

сферических гармоник. Здесь следует заметить, что в пределах применимости плоскопараллельного приближения ($\sec Z_0 \leq 5$) при фиксированных оптических параметрах среды индикатриса однократного рассеяния $f_1(\varphi) = f_R(\varphi) + f_D(\varphi)$, f_R — молекулярная составляющая, не зависит от Z_0 , стратификации атмосферы и наличия поглощения [10].

Расчеты индикатрис яркости $f(\varphi)$ были выполнены для трех спектральных участков λ (0,40, 0,55 и 0,65 мкм), трех факторов мутности T (2, 3 и 4) при $\lambda = 0,55$ мкм и разных значений альbedo подстилающей поверхности q . Здесь приводятся данные анализа индикатрис $f(\varphi)$, вычисленных для летнего альbedo растительного покрова, которое считалось ламбертовым. Значения q были получены в результате осреднения экспериментальных данных [11–12] и в функции $\sec Z_0$ приведены в табл. 1.

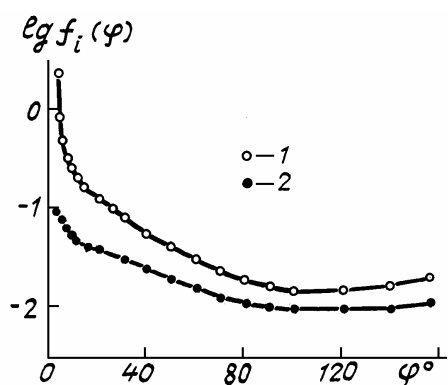


Рис. 1. Индикатрисы однократного (1) и многократного (2) рассеяния

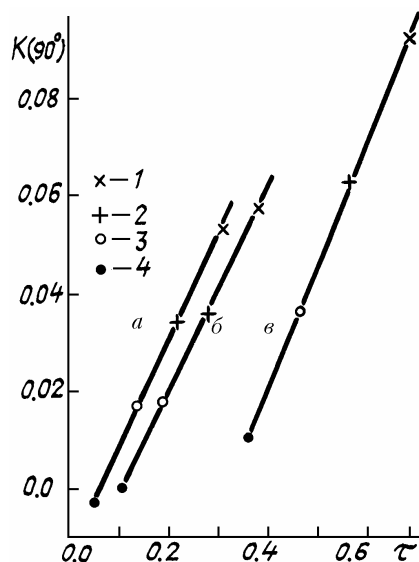


Рис. 2. Зависимость логарифмического градиента κ (90°) от оптической толщи рассеяния (1–4) при последовательных значениях фактора мутности 4–1 в областях спектра 0,65 (а), 0,55 (б) и 0,40 мкм (в)

На рис. 1 изображены абсолютные индикатрисы однократного $f_1(\varphi)$ и многократного $f_{2,q}(\varphi)$ рассеяния (в последнюю включена и компонента, обусловленная отражением света от подстилающей поверхности) при $\lambda = 0,65$ мкм, $T = 3$ и $\sec Z_0 = 5$, вычисленные для случая чистого рассеяния. Отчетливо заметно у $f_{2,q}(\varphi)$ наличие ореольной области. Существование ореола у $f_{2,q}(\varphi)$ свидетельствует о возможном влиянии эффектов многократного рассеяния на $f(\varphi)$ и при малых φ , если мутность атмосферы существенна. В табл. 2 представлен вклад однократного рассеяния в суммарную яркость неба на двух угловых расстояниях от Солнца. Табличные данные для $\varphi = 2^\circ$ хорошо иллюстрируют вышесказанное. Поскольку компоненты $f_2(\varphi)$ и $f_q(\varphi)$, в отличие от $f_1(\varphi)$, зависят от Z_0 , то можно ожидать и существование зависимости $f(\varphi)$ от Z_0 при неизменности оптических свойств атмосферы.

Таблица 2

Вклад $f_1(\varphi)$ в $f(\varphi)$ в процентах

Sec Z_0	Фактор мутности (T)								
	2			3			4		
	λ								
	0,40	0,55	0,65	0,40	0,55	0,65	0,40	0,55	0,65
	$\varphi = 2^\circ$								
2	94	98	98	93	95	97	91	94	96
5	90	96	96	86	92	93	81	88	90
	$\varphi = 90^\circ$								
2	42	57	61	34	46	50	28	38	41
5	33	50	54	22	35	39	15	25	28

В табл. 3 приведены отношения $r = \frac{f(\sec Z_0 = 5)}{f(\sec Z_0 = 2)}$ по данным расчетов. Случай чистого рассеяния отмечен значением вероятности выживания кванта $\omega = 1,0$. Для всех T и λ отношение r больше 1. Так как погрешность наблюдений $f(\varphi)$ обычно составляет $\sim 3-4\%$, то в коротковолновой области спектра в условиях большой замутненности это отклонение r от 1 при практическом использовании ореольных измерений для контроля стабильности оптических свойств атмосферы следует принимать во внимание.

Таблица 3

Значения r для φ

φ°	Фактор мутности (T)								
	2			3			4		
	λ								
	0,40	0,55	0,65	0,40	0,55	0,65	0,40	0,55	0,65
	$\omega = 1,0$								
2	1,05	1,02	1,02	1,08	1,04	1,03	1,12	1,07	1,06
90	1,29	1,14	1,12	1,55	1,30	1,27	1,88	1,50	1,45
	$\omega = 0,9$								
2	1,04	1,02	1,01	—	—	—	1,10	—	1,04
90	1,31	1,12	1,10	—	—	—	1,82	—	1,39

Поскольку большинство экспериментальных данных Е.В. Пясковской-Фесенковой получено в условиях малой мутности ($T < 2$) в области спектра $0,48 \leq \lambda \leq 0,62$ мкм, то выбор ею устойчивых дней относительно крупных частиц по постоянству $f(2^\circ)$ представляется абсолютно верным.

С увеличением фвклад $f_1(\varphi)$ в $f(\varphi)$ убывает, что, естественно, сказывается на зависимости $f(\varphi)$ от $\sec Z_0$. Это видно из табл. 2–3, где приведены соответствующие расчеты для $\varphi = 90^\circ$. Несмотря на противоположный ход f_2 и f_q в функции Z_0 , при их суммировании взаимной компенсации не происходит, и регулярный рост $f(90^\circ)$ с увеличением $\sec Z_0$ превышает типичные экспериментальные погрешности. В интервале $2 \leq \sec Z_0 \leq 5$ логарифмы таких изменений могут быть аппроксимированы линейной функцией. Значения логарифмических градиентов $k(90^\circ) = \frac{\Delta \lg f(90^\circ)}{\Delta \sec Z_0}$ в зависимости от

оптической толщи рассеяния t_i представлены на рис. 2. Прямые четко разделяются по длинам волн; нижние точки соответствуют молекулярной атмосфере [13], т.е. $T = 1$. Видно, что возрастание $f(90^\circ)$ с ростом $\sec Z_0$ зависит от того, за счет чего увеличивается τ_1 либо мутности атмосферы, либо молекулярной толщи τ_R с уменьшением λ . Поэтому применение таблиц яркости, вычисленных для симметричных индикатрис рассеяния типа [13], в целях учета многократного рассеяния света при интерпретации экспериментальных данных, относящихся к условиям большой мутности, вряд ли целесообразно на практике.

Итак, исходя из теоретических расчетов, для случая чистого рассеяния должно иметь место возрастание $f(90^\circ)$ с ростом Z_0 даже в видимой области спектра при $T \sim 2-3$, что противоречит данным наблюдений ряда авторов [2–5]: при постоянстве $f(2^\circ)$ ими фиксировалась независимость $f(\varphi)$ от Z_0 и при больших φ . Что же может служить причиной несоответствия теории и наблюдений?

Сначала оценим влияние поглощения света на дневной ход $f(\varphi)$. Для этого введем в расчеты $f(\varphi)$ вероятность выживания кванта ω , сохранив все остальные параметры. У так называемых фоновых аэрозолей величина ω составляет около 0,9 [14]. Значения r , вычисленные с учетом поглощения, для нескольких случаев приведены в табл. 3. Из нее следует, что наличие поглощения уменьшает r в красной и зеленой областях спектра на 2–3%. Введение в расчеты $\omega = 0,65$ при $T = 2$ приводит к значениям $r(90^\circ)$ для 0,55 и 0,65 мкм, соответственно равным 1,10 и 1,07. Иначе говоря, поглощение света аэрозолем может быть лишь частично ответственным за наблюдаемый эффект постоянства $f(\varphi)$.

Более детальному анализу необходимо подвергнуть результаты расчетов и наблюдений $f(\varphi)$ в коротковолновой области спектра $\lambda \leq 0,40$ мкм. Здесь вопрос о зависимости $f(\varphi)$ от Z_0 , по сути, не исследовался, хотя сам факт возрастания $f(\varphi)$ с увеличением Z_0 при больших φ давно зафиксирован [6]. На рис. 3 представлены данные вычислений логарифмического градиента $k(90^\circ)$ в функции суммарной оптической толщи $\tau = \tau_R + \tau_D + \tau_n$ (τ_n — толщина аэрозольного поглощения) для $\lambda = 0,40$ мкм, где $\tau_R = 0,36$ соответствует уровню моря. В пределах $\tau \leq 0,7$ учет поглощения не меняет характера зависимости $k(90^\circ)$ от τ , что позволяет через расчетные точки уверенно провести соответствующую опи-

бающую. На этот же график нанесены величины $k(90^\circ)$ в области спектра 0,38–0,39 мкм, полученные из наблюдений на спектрополяриметре [15] и фотометре с узкополосными светофильтрами, при использовании которых эффект Форбса практически не влиял на результаты измерений [16]. Наблюдения $f(90^\circ)$ проводились нами в летне-осенних условиях в предгорьях Заилийского Алатау на высоте 1400 м над уровнем моря. Для этой высоты в области спектра 0,38 мкм рэлеевская толща составляет $\sim 0,36$. В анализ включены устойчивые по ореольным данным дни. Естественно, что погрешности определения $k(90^\circ)$ зависят от точности измерений $f(90^\circ)$, от числа точек и величины интервала $\Delta \sec Z_0$. Максимальная абсолютная ошибка, соответствующая доверительной вероятности 0,95, при определении $k(90^\circ)$ по двум точкам и $\Delta \sec Z_0 = 0,8$ представлена на рис. 3. В подавляющем большинстве случаев она должна быть уменьшена более чем в 2 раза. Из рисунка видно, что в среднем экспериментальные значения $k(90^\circ)$ лежат ниже кривой и, следовательно, меньше теоретических.

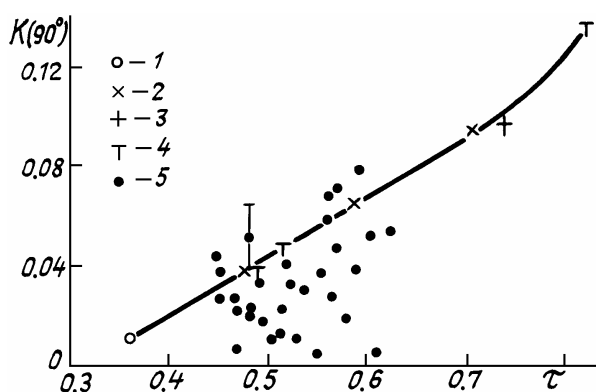


Рис. 3. Сопоставление величин $k(90^\circ)$, вычисленных для молекулярной (1) и аэрозольных моделей атмосферы со значениями ω 1,0 (2), 0,9 (3) и 0,65 (4), с данными наблюдений (5)

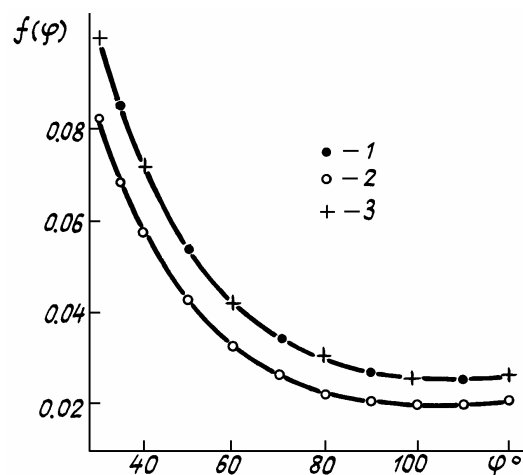


Рис. 4. Индикатрисы яркости при $\sec Z_0 = 5$ (1) и 2 (2) в устойчивой атмосфере; 3 – с учетом 20%-й добавки к τ за счет ядер Айткена при $\sec Z_0 = 2$

Противоречие между теорией и наблюдениями снимается, если сделать предположение о постепенном увеличении в летних условиях числа мелких частиц в атмосфере от утренних часов к полудню. Здесь следует заметить, что основные массивы наблюдательных данных разных авторов [2–5], как и наши собственные на рис. 3, были получены в дополуночные часы. При постепенном возрастании мутности с уменьшением Z_0 линейность зависимости логарифма интенсивности прямой солнечной радиации $\lg F$ от атмосферной массы часто не нарушается, но бугеровская прямая изменяет свой наклон [2]. Последнее приводит к определению ложного (завышенного) коэффициента прозрачности атмосферы.

Нами было осуществлено математическое моделирование такой оптической нестабильности атмосферы. Постепенно, по мере уменьшения Z_0 , начиная с $\sec Z_0 = 5$, число частиц каждой из аэрозольных фракций поочередно менялось таким образом, чтобы общее увеличение оптической толщи аэрозоля τ_D по достижению $\sec Z_0 = 2$ составляло 20%. При этом соблюдалось условие сохранения линейности зависимости $\lg F$ от $\sec Z_0$.

Анализ выполненных расчетов $f(\varphi)$ для случая чистого рассеяния показал следующее.

Увеличение числа грубодисперсных частиц, характеризуемых параметрами $\sigma^2 = 0,5$, $a = 0,8$ и $n = 1,5$, приводит к существенному (более чем в 2 раза) возрастанию $f(2^\circ)$. Здесь σ^2 – дисперсия логарифмов радиусов; $a = \ln \rho_0$; $\rho = \frac{2\pi r_0}{\lambda}$; r_0 – средний геометрический радиус частиц; $n = 1,5$ – показатель преломления [17]. Значения $f(\varphi)$ при $\varphi > 30^\circ$ остаются практически теми же, что и для стабильного дня, т.е. наблюдается рост $f(\varphi)$ для фиксированного угла с увеличением Z_0 . Случаи существенного возрастания $f(2^\circ)$ от утра к полудню часто регистрируются наблюдениями.

Рост числа субмикронных частиц с $\sigma^2 = 0,4$ и $a = 0,4$ влечет за собой практическую независимость $f(\varphi)$ при $\varphi \leq 3^\circ$ и $\varphi \geq 40^\circ$ от Z_0 . Однако в области $\varphi = 10–15^\circ$ отмечается рост $f(\varphi)$ примерно на 20%. Насколько нам известно, подобный эффект наблюдателями не обнаруживался.

Наконец, возрастание числа ядер Айткена с $\sigma^2 = 0,3$ и $a = -1,0$ приводит к независимости $f(\varphi)$ от Z_0 для всех φ по крайней мере для двух факторов мутности (2 и 3) и двух участков спектра (0,55 и 0,65 мкм). В качестве примера на рис. 4 изображены расчетные индикатрисы яркости для $\lambda = 0,55$ мкм, $T = 3$ в интервале $30^\circ \leq \varphi \leq 120^\circ$, соответствующие устойчивому (по модели) дню при $\sec Z_0$, равных 5 и 2. Различия между ними в области $\varphi \sim 90^\circ$ составляет около 25%. Возрастание аэрозольной оптической толщи на 20% за счет увеличения числа ядер Айткена приводит индикатрису

при $\sec Z_0 = 2$ к 2%-му соответствию с $f(\varphi)$ для $\sec Z_0 = 5$, причем во всем диапазоне углов рассеяния, включая и не изображенную на рисунке область ореола.

Постепенное наполнение атмосферы мелкими частицами типа ядер Айткена от утренних часов к полудню представляется весьма вероятным процессом. Его причиной является так называемое «органическое испарение» растительности [19]. Возрастание потоков коротковолновой солнечной радиации с уменьшением зенитного расстояния Солнца стимулирует протекание фотохимических реакций, формирующих ядра Айткена из газовой фазы. Увеличение их числа вызывает образование слабых голубых дымок над растительными массивами. В абсолютном значении такая нестабильность аэрозольного состава атмосферы выражается в постепенном увеличении оптической толщины величину $\Delta\tau_D \sim 0,01 - 0,03$ в видимой области спектра.

1. Фесенков В. Г. //Астрофизич. ж. 1933. Т. 10. Вып. 3. С. 249.
2. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд. АН СССР, 1957. 219 с.
3. Пясковская-Фесенкова Е. В. //Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 47.
4. Ташенов Б. Т. //Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 75.
5. Харитонов Г. А. //Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 55.
6. Павлов В. Е. //Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 63.
7. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С. и др. //Тр. ИФА АН СССР. 1958. № 1. Ч. 1. С. 3.
8. Мулдашев Т. З., Павлов В. Е., Тейфель Я. А. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1130.
9. Антюфеев В. С., Иванов А. И., Лившиц Г. Ш., Михайлов Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 2. С. 146.
10. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Алма-Ата: Ннука, 1965. 177 с.
11. Каган В. К., Кондратьев К. Я. Основы информационной теории видимости в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 168 с.
12. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности/Под ред. К. Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 345 с.
13. Coulson K. L., Dave J. V., Sekera Z. Tables related to radiation emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering. Berkley-Los Angeles: Univ. California press, 1960, 584 p.
14. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
15. Бойко П. Н., Павлов В. Е., Тейфель Я. А. Рассеяние и поглощение света в атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1971. С. 67.
16. Тейфель Я. А. Рассеяние света в земной атмосфере. Гл. 2. Алма-Ата: Наука, 1980. С. 37.
17. Яновицкий Э. Г., Думанский З. О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. Киев: Наукова думка, 1972. 123 с.
18. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы. М.: Наука, 1981. 104 с.

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова АН КазССР,
Институт Математики и механики АН КазССР

Поступила в редакцию
16 августа 1990 г.

V. E. Pavlov, Ya. A. Tejfel, and T. Z. Muldashev. Estimate of the Aitken Nucleus Possible Effect on the Sky Brightness in Summer Conditions.

The results of solution of the radiative transfer equation by the spherical harmonics technique including three groups of aerosol particles (the Aitken nucleus, submicron and coarse fraction particles) are analyzed. It was shown that the independence of the directed scattering coefficient of the Sun zenith angle at moderate large scattering angles in the visible part of spectrum observed by many researchers is most probably connected with the increase of the Aitken nucleus concentration before the noon and the decrease of it at the afternoon time.