

АТМОСФЕРНАЯ РАДИАЦИЯ, ОПТИЧЕСКАЯ ПОГОДА И КЛИМАТ

УДК 551.521.3

Т.Б. Журавлева¹, В.Е. Павлов², В.В. Пашнев³

**Разностный метод определения аэрозольных
оптических толщ рассеяния по данным о яркости неба
в видимой области спектра: Часть I**

¹ *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

² *Институт водных и экологических проблем СО РАН, г. Барнаул*

³ *Алтайский государственный университет*

Поступила в редакцию 16.01.2003 г.

На основе численных результатов решения уравнения переноса излучения в безоблачной атмосфере, выполненных методом Монте-Карло, получены аппроксимационные формулы для определения аэрозольных оптических толщ рассеяния из данных о яркости неба в солнечном альмукантарате. Показана возможность их использования в широком диапазоне вариаций атмосферной мутности при различных рассеивающих и поглощающих свойствах частиц аэрозоля.

Аэрозольные частицы, рассеивающие и поглощающие солнечное и тепловое излучение в атмосфере, оказывают непосредственное воздействие на формирование радиационного баланса Земли. Для того чтобы улучшить описание радиационных эффектов аэрозоля, необходимо совершенствование наших знаний относительно его оптических (индикатриса рассеяния излучения, оптическая толщина, альbedo однократного рассеяния) и(или) микрофизических (распределение частиц по размерам, комплексный показатель преломления) характеристик.

Надежным источником информации о характеристиках аэрозоля, отнесенных ко всему столбу атмосферы, являются данные наземных измерений нерассеянной и диффузной радиации. Это обусловлено тем, что вариации яркости безоблачного неба определяются в основном изменчивостью аэрозольной компоненты атмосферы, которая обладает сильной рассеивающей способностью. Выявленные в ходе экспериментальных наблюдений закономерности способствовали разработке различных методов решения обратных задач восстановления оптических и микрофизических свойств аэрозоля по данным измерений рассеянной радиации в солнечном ореоле, альмукантарате Солнца и, в меньшей степени, в плоскости солнечного вертикала [1–10]. Развитие глобальной сети AERONET (Aerosol Robotic Network) [11] автоматических сканирующих солнечных фотометров в совокупности с современными вычислительными технологиями (см., например, [12, 13]) позволяет в настоящее время получать данные о распределении микрофизических и оптических характеристик аэрозольных частиц по земному шару в масштабе времени, близком к реальному.

Существующие методы восстановления микрофизических и оптических свойств аэрозоля по измерениям поля яркости рассеянной радиации можно условно разбить на две группы. В первую, наиболее многочис-

ленную, группу входят итерационные алгоритмы, которые работают примерно по следующей схеме [2, 6, 7, 9, 10, 13]: на каждом шаге тем или иным способом решается задача восстановления микроструктуры (микрофизики) аэрозоля; в предположении о сферичности частиц на основе теории Ми рассчитываются оптические свойства аэрозоля, которые используются для решения уравнения переноса излучения в качестве входных параметров; рассчитанные значения интенсивности сравниваются с измеренными, после чего принимается решение об окончании или продолжении итерационного процесса. Для второй группы методов [1, 3, 4, 8] характерно то, что они не касаются напрямую вопросов, связанных с оценкой микроструктуры аэрозоля, и, следовательно, являются менее трудоемкими с точки зрения и временных затрат, и необходимого математического аппарата. Указанные преимущества делают возможным использование этих упрощенных подходов для получения простых и эффективных методик оценок оптических параметров аэрозоля и построения на их основе радиационных моделей атмосферы в различных регионах земного шара.

Одной из важнейших оптических характеристик является аэрозольная оптическая толщина (АОТ) рассеяния, или альbedo однократного рассеяния аэрозоля, отнесенное ко всему столбу атмосферы. Цель настоящей работы состоит:

- в разработке методики определения АОТ рассеяния (τ_{as}) по яркости неба в альмукантарате Солнца в широком диапазоне оптических параметров атмосферы, на первом этапе – в видимой области спектра;
- в доведении этой методики до уровня простых «инженерных» формул.

В основу методики (назовем ее «разностной») положена идея о возможности определения τ_{as} через величину τ^* [1]:

$$\tau^* = 2\pi \int_0^{\pi/2} f(\varphi) \sin \varphi d\varphi - 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} f(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \quad (1)$$

где φ – угол рассеяния. Абсолютная индикатриса яркости в солнечном альмукантарате $f(\varphi)$ связана с яркостью неба $B(\varphi)$ соотношением

$$B(\varphi) = E_0 \exp(-\tau m) m f(\varphi),$$

где E_0 – внеатмосферная солнечная постоянная; $\tau = \tau_a + \tau_m$ – оптическая толщина атмосферы и ее аэрозольная и молекулярная составляющие; m – атмосферная масса в направлении на Солнце.

Представим $f(\varphi)$ (см., например, [8]) в виде

$$f(\varphi) = f_{as}(\varphi) + f_{ms}(\varphi) + f_2(\varphi) + f_{sur}(\varphi). \quad (2)$$

Здесь $f_{as}(\varphi)$ и $f_{ms}(\varphi)$ – коэффициенты направленного однократного аэрозольного и молекулярного рассеяния:

$$f_{as}(\varphi) = g_a(\varphi) \tau_{as} / 2\pi, \quad f_{ms}(\varphi) = g_m(\varphi) \tau_{ms} / 2\pi,$$

где $g_a(\varphi)$, $g_m(\varphi)$ – индикатрисы аэрозольного и молекулярного рассеяния соответственно; $f_2(\varphi)$, $f_{sur}(\varphi)$ – члены, описывающие эффекты многократного рассеяния и влияние подстилающей поверхности.

Если учесть симметрию функции $f_{ms}(\varphi)$ относительно точки $\varphi = \pi/2$ и предположить

$$\int_0^{\pi/2} f_{sur}(\varphi) d\varphi \approx \int_{\pi/2}^{\pi} f_{sur}(\varphi) d\varphi,$$

то можно ожидать, что представленная формулой (1) величина τ^* в достаточной степени информативна относительно аэрозольной составляющей атмосферы и существует функциональная зависимость между разностью τ^* и аэрозольной оптической толщиной рассеяния τ_{as} . При конструировании такой функции мы примем во внимание следующее:

- $f(\varphi)$ слабо зависит от вертикальной стратификации оптических характеристик атмосферы [14, 15] (по крайней мере, в пределах применимости плоскопараллельной модели). Это позволяет использовать при расчетах яркости неба в альмукантарате Солнца вертикально-однородную модель атмосферы;
- определяемая формулой (1) разность τ^* , как правило, мало чувствительна к изменению альбеда подстилающей поверхности A_s . Это обстоятельство является существенным ввиду «пестроты» отражательных свойств подстилающей поверхности, например при частичном покрытии почвы снегом.

Попытки построить функцию, выражающую τ_{as} через τ^* , на основе результатов численного моделирования предпринимались и ранее (см., например, [4, 8]). Так, в работе [4] получены формулы, позволяющие определять АОТ рассеяния при разных оптических толщинах молекулярного и аэрозольного рассеяния (последние не превышали величины 0,3) и разных зенитных расстояний Солнца Z_0 в видимой области спектра. Необходимые для построения этих формул

расчеты индикатрисы яркости $f(\varphi)$ были выполнены методом сферических гармоник. Существенный результат, вытекающий из работы [4], состоит в том, что при вычислениях τ_{as} через τ^* необходимо учитывать как спектральную изменчивость τ_{as} и τ^* , так и величину Z_0 .

Основываясь на численных результатах решения уравнения переноса излучения методом Монте-Карло, В.А. Смеркалов распространил применимость разностного метода на более широкий диапазон вариаций мутности в реальной атмосфере. По утверждению автора, представленная им в работе [8] формула для оценки τ_{as} выполняется в диапазоне значений АОТ рассеяния $\tau_{as} \leq 0,6 \div 0,7$. Как будет ясно из дальнейшего изложения, существенным недостатком этой формулы является отсутствие в ней зависимости от зенитных расстояний Солнца Z_0 . Следует сказать, что она применима при значениях $\sec Z_0 \approx 5$.

При выводе формул в [4, 8] авторы предполагали, что аэрозоль является чисто рассеивающим, т.е. альбеда однократного рассеяния аэрозольных частиц ω_a равно единице. На самом же деле для более адекватного описания оптических свойств реального аэрозоля необходимо вводить в расчеты τ^* оптическую толщину аэрозольного поглощения. Именно это и сделано в настоящей работе.

Как и в случае консервативного рассеяния, методика определения величины τ_{as} по данным наблюдений $B(\varphi)$ в солнечном альмукантарате при $\omega_a < 1$ основана на предварительных расчетах индикатрисы яркости $f(\varphi)$ в широком диапазоне вариаций атмосферной мутности при различных рассеивающих и поглощающих свойствах частиц аэрозоля и зенитного расстояния Солнца. Для решения уравнения переноса излучения в скалярной форме использовался метод Монте-Карло (метод сопряженных блужданий; см., например, [16, 17]). Использование большого числа траекторий ($\approx 5 \cdot 10^5 - 10^6$) обеспечило приемлемую точность расчетов $f(\varphi)$ для всех углов рассеяния во всем диапазоне входных параметров задачи: относительная погрешность расчета не превышала 1%. Расчеты были выполнены для двух длин волн: $\lambda = 439,4$ и 675 нм, что соответствует максимумам полос пропускания светочувствительных сканирующих AERONET-фотометров. Предполагалось, что поглощение света молекулами воздуха, помимо озонного, в указанных участках спектра пренебрежимо мало. Поскольку основная масса озона находится существенно выше основной массы рассеивающей среды, то учет его поглощательной способности при необходимости может быть легко осуществлен введением так называемой «подозонной солнечной постоянной».

Согласно полученным для случая консервативного рассеяния результатам, совместный анализ которых приведен в [8], величина АОТ рассеяния, помимо всех прочих параметров, зависит также и от фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния излучения

$$\Gamma_a = \frac{\int_0^{\pi/2} g_a(\varphi) d\varphi}{\int_{\pi/2}^{\pi} g_a(\varphi) d\varphi}.$$

Это означает, что разработка методики восстановления τ_{as} так или иначе связана с заданием аэрозольной модели атмосферы. Естественно, такая модель должна в максимальной мере соответствовать наиболее часто встречающимся в реальных условиях ситуациям.

При выборе аэрозольных моделей мы ориентировались на имеющийся в нашем распоряжении массив данных, полученных с помощью действующего в г. Барнауле в 1999–2000 гг. специализированного солнечного фотометра, входящего в систему AERONET [18]. Чаще всего различают три моды распределения аэрозольных частиц по размерам: ультрамикроскопическую (ядра Айткена), субмикронную и грубодисперсную [19]. Изменяя вклад каждой из мод в суммарное ослабление света, можно варьировать спектральный ход суммарного аэрозольного коэффициента рассеяния и форму индикатрисы рассеяния излучения. (Обычно вклад подбирается исходя из данных наблюдений АОТ и углового распределения яркости неба). В соответствии с этим для каждой длины волны было сформировано по три оптические модели аэрозоля, характерные для городских условий. Значения факторов асимметрии Γ_a приведены в табл. 1.

Таблица 1

Факторы асимметрии индикатрисы рассеяния аэрозольными частицами для трех различных моделей аэрозоля

λ , нм	Модель 1	Модель 2	Модель 3
439	7,03	8,77	10,2
675	7,03	9,66	11,55

Остальные входные параметры, необходимые для расчета абсолютной индикатрисы яркости $f(\varphi)$, представлены в табл. 2. Напомним, что разность τ^* является мало чувствительной к значению альbedo подстилающей поверхности A_s , которое мы выбирали в соответствии с рекомендациями [20, 21].

Таблица 2

Входные параметры, использованные для расчета индикатрисы яркости $f(\varphi)$

Параметры	λ , нм	
	439	675
$\sec Z_0$	2, 3, 4, 5	
τ_a	0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9	
ω_a	0,7; 0,8; 0,9; 1,0	
τ_{ms}	0,239	0,043
A_s (лето)	0,06	0,15
A_s (зима)	0,5	

Индикатрисы яркости $f(\varphi)$ рассчитывались для углов рассеяния φ , равных 1–6° (через 1°), 6–10° (через 2°), 10–30° (через 5°) и далее через 10° до $\varphi_{\max} = 2Z_0$. Переменный шаг в расчетах обусловлен существенным изменением функции $f(\varphi)$ в зависимости от угла рассеяния во избежание заметных ошибок при ее последующем интегрировании. Поскольку измерения индикатрисы яркости могут быть выполнены до некоторого угла рассеяния $\varphi_{\max} < \pi$, а для вычисления τ^* по формуле (1) необходимо рассчитывать величину $\int_{\pi/2}^{\pi} f(\varphi) \sin \varphi d\varphi$, то возникает необходимость экстрапо-

лировать произведение $f(\varphi) \sin \varphi$ в интервале $\varphi \in [\varphi_{\max}, \pi]$. Экстраполяция функции $f(\varphi) \sin \varphi$ может быть выполнена различными способами: например, с помощью полиномов третьей степени. (Неопределенность, возникающая вследствие выбора способа экстраполяции, ввиду гладкости $f(\varphi) \sin \varphi$ не приводила к большим потерям точности при вычислениях интегралов для задней полусферы [4]). Заметим, что для надежной реализации процедуры экстраполяции значение зенитного расстояния Солнца Z_0 должно быть не меньше 60°: именно из этих соображений нижнее значение $\sec Z_0$ задано равным 2. Верхнее значение $\sec Z_0$, при котором проводились расчеты, равно 5: это обусловлено возможностью использовать для анализа экспериментальных данных расчеты яркости, выполненные в плоскопараллельной модели атмосферы [17]. В итоге можно утверждать, что расчет разности интегралов τ^* при $\sec Z_0 = 2$ осуществлялся с погрешностью не более 2–3%.

На рис. 1 представлены результаты вычислений τ^* при разных значениях АОТ и альbedo однократного

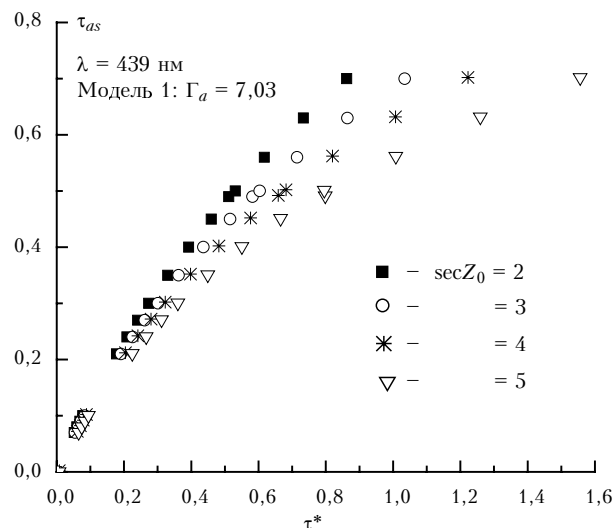


Рис. 1. Аэрозольная оптическая толщина рассеяния как функция разности τ^* для различных зенитных углов Солнца Z_0 (альbedo однократного рассеяния аэрозоля $0,7 \leq \omega_a \leq 1$, аэрозольная толщина $0,1 \leq \tau_a \leq 0,9$)

рассеяния ω_a для $\lambda = 439$ нм. Аналогичная зависимость наблюдается и для $\lambda = 675$ нм. Важный вывод, следующий из рис. 1, состоит в том, что рассчитанные при одном и том же зенитном расстоянии Солнца Z_0 значения τ^* лежат (с небольшими вариациями) на одной кривой при изменении $0,7 \leq \omega_a \leq 1$. Это значит, что для каждого значения Z_0 мы можем подобрать аппроксимационные формулы, описывающие эти кривые с достаточной степенью точности, и, тем самым, определить искомые функции, связывающие τ^* и τ_{as} . Отчетливо видно также, что практически совпадающие значения τ^* при меняющихся значениях $\sec Z_0$ для малой мутности атмосферы $\tau_{as} < 0,2$ обретают отчетливую зависимость от $\sec Z_0$ при $\tau_{as} > 0,2$. Отсюда следует однозначный вывод об ограниченности формулы

В.А. Смеркалова [8]: поскольку в формуле не отражена зависимость от зенитного расстояния Солнца, то она справедлива только для тех условий, при которых осуществлялся ее вывод, т.е. для низких положений Солнца над горизонтом ($\sec Z_0 \sim 5$).

Анализ результатов расчетов, выполненных в широком диапазоне входных параметров (см. табл. 2) в общем случае позволяет описать зависимость τ_{as} через τ^* следующим аппроксимационным соотношением:

$$\tau_{as} = K_2(\tau^*)^2 + K_1\tau^* + K_0. \quad (3)$$

Для достижения большей точности интервал изменения τ^* целесообразно разбить на два участка [22]: $0 \leq \tau^* \leq 0,4$ и $0,24 \leq \tau^* \leq 1,5$ (синяя область спектра); $0 \leq \tau^* \leq 0,45$ и $0,24 \leq \tau^* \leq 1,36$ (красная область спектра). В каждом спектральном интервале при заданном значении фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния Γ_a зависимость коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, от $\sec Z_0$ (или атмосферной массы m , мало отличающейся от $\sec Z_0$ при $Z_0 \leq 78^\circ$) предлагается описывать функцией вида

$$K_i = P_{i,1} m + P_{i,0}, \quad i = 0, 1, 2.$$

Численные значения $P_{i,j}$ для вычислений K_i , $i = 0, 1, 2$, $j = 0, 1$, приведены в табл. 3 ($\lambda = 439$ нм) и табл. 4 ($\lambda = 675$ нм).

Таблица 3

Значения коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, в формуле (3) для $\lambda = 439$ нм

Коэффициент	Модель		
	1	2	3
	$\tau^* \leq 0,4$		
K_0	0	0	0
K_1	$1,44 - 0,04m$	$1,42 - 0,06m$	$1,37 - 0,06m$
K_2	-1,04	-0,99	-0,93
	$0,24 \leq \tau^* \leq 1,5$		
K_0	$-0,004 + 0,018m$	$0,022m$	$-0,02 + 0,028m$
K_1	$1,31 - 0,12m$	$1,27 - 0,15m$	$1,29 - 0,16m$
K_2	$-0,44 + 0,05m$	$-0,46 + 0,07m$	$-0,49 + 0,08m$

Таблица 4

Значения коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, в формуле (3) для $\lambda = 675$ нм

Коэффициент	Модель		
	1	2	3
	$\tau^* \leq 0,45$		
K_0	0	0	0
K_1	$1,39 - 0,0374m$	$1,326 - 0,045m$	$1,34 - 0,069m$
K_2	-1	-0,9	-0,84
	$0,24 \leq \tau^* \leq 1,36$		
K_0	$-0,002 + 0,015m$	$-0,002 + 0,019m$	$0,0025 + 0,022m$
K_1	$1,265 - 0,106m$	$1,183 - 0,1165m$	$1,142 - 0,139m$
K_2	$-0,441 + 0,044m$	$-0,396 + 0,048m$	$-0,369 + 0,0556m$

Из табл. 3 и 4 следует, что в обоих рассматриваемых нами спектральных интервалах коэффициенты K_i , $i = 0, 1, 2$, в формуле (3) зависят от фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы Γ_a . Поэтому при восстановлении АОТ рассеяния в соответствии с обсуждаемым подходом возникает проблема, обусловленная

отсутствием у нас какой-либо априорной информации о величине Γ_a . Мы можем лишь предположить, что значение фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния, которое имело место в момент измерений, в основном не выходит за границы выбранного нами интервала: $7,03 \leq \Gamma_a \leq 10,2$ для $\lambda = 439$ нм и $7,03 \leq \Gamma_a \leq 11,6$ для $\lambda = 675$ нм. (Напомним, что диапазон изменения Γ_a выбран таким образом, чтобы учесть основное множество ситуаций, наблюдаемых в условиях города).

Для того чтобы продемонстрировать возможности предлагаемой методики, проведем численные эксперименты для средних аэрозольных оптических толщ г. Барнаула: среднее значение АОТ $\bar{\tau}_a \approx 0,3$ для $\lambda = 439$ нм и $\bar{\tau}_a \approx 0,2$ для $\lambda = 675$ нм [18]. Остальные входные параметры приведены в табл. 5 и 6.

Таблица 5

Результаты численного эксперимента по расчету АОТ рассеяния для $\lambda = 439$ нм: $Z_0 = 73,4^\circ$ ($\sec Z_0 = 3,5$);

$\Gamma_a = 9,5$; $A_s = 0,06$. (Для случая $\omega_a = 0,9$

приведены результаты расчетов τ_{as} по формулам табл. 3 для различных интервалов: $\tau^* \leq 0,4$ и $0,24 \leq \tau^* \leq 1,5$)

Входные параметры	τ^*	Модель		
		1	2	3
		($\Gamma_a = 7,03$)	($\Gamma_a = 8,77$)	($\Gamma_a = 10,2$)
$\tau_a = 0,3$ $\omega_a = 0,75$ $\tau_{as} = 0,225$	0,237	$\hat{\tau}_{as}^{(1)} = 0,25$ $\hat{\tau}_{as}^{(2)} = 0,231$	$\hat{\tau}_{as}^{(3)} = 0,223$	
$\tau_a = 0,3$ $\omega_a = 0,9$ $\tau_{as} = 0,27$	0,303	$\hat{\tau}_{as}^{(1)} = 0,298$ $\hat{\tau}_{as}^{(2)} = 0,304$	$\hat{\tau}_{as}^{(3)} = 0,266$ $\hat{\tau}_{as}^{(3)} = 0,280$	

Таблица 6

Результаты численного эксперимента по расчету АОТ рассеяния для $\lambda = 675$ нм: $Z_0 = 77,17^\circ$ ($\sec Z_0 = 4,5$);

$\Gamma_a = 8,2$; $A_s = 0,15$

Входные параметры	τ^*	Модель		
		1	2	3
		($\Gamma_a = 7,03$)	($\Gamma_a = 9,66$)	($\Gamma_a = 11,55$)
$\tau_a = 0,2$ $\omega_a = 0,75$ $\tau_{as} = 0,15$	0,146	$\hat{\tau}_{as}^{(1)} = 0,157$ $\hat{\tau}_{as}^{(2)} = 0,145$	$\hat{\tau}_{as}^{(3)} = 0,133$	
$\tau_a = 0,2$ $\omega_a = 0,9$ $\tau_{as} = 0,18$	0,185	$\hat{\tau}_{as}^{(1)} = 0,192$ $\hat{\tau}_{as}^{(2)} = 0,177$	$\hat{\tau}_{as}^{(3)} = 0,166$	

Из представленных на рис. 2 расчетов АОТ рассеяния следует, что при фиксированной разности τ^* аэрозольная оптическая толщина рассеяния является монотонной относительно Γ_a для обеих длин волн. Рассмотрим подробнее результаты, соответствующие $\lambda = 439$ нм (см. табл. 5).

В отсутствие информации относительно фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы для случая $\omega_a = 0,75$ «истинное» значение $\tau_{as} = 0,225$ попадает в следующий интервал восстановленных $\hat{\tau}_{as}$: $0,223 \leq \hat{\tau}_{as} \leq 0,25$. При наличии каких-либо сведений о Γ_a , например «реальное» значение фактора асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния находится в интервале $8,77 \leq \Gamma_a \leq 10,2$ (в данном эксперименте $\Gamma_a = 9,5$), область возможных значений АОТ рассеяния сужается до диапазона $0,223 \leq \hat{\tau}_{as} \leq 0,231$.

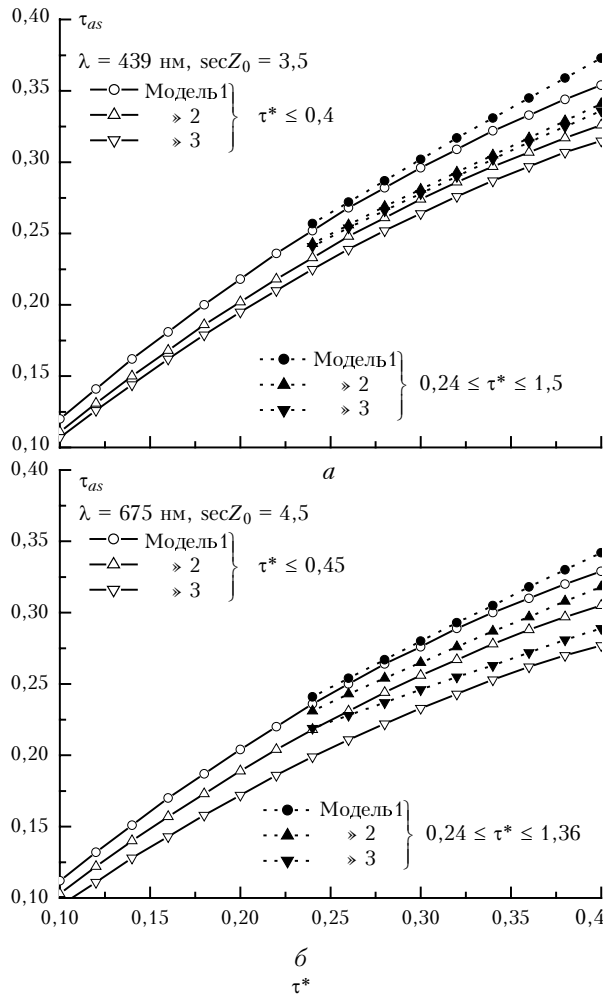


Рис. 2. Аэрозольная оптическая толщина рассеяния, рассчитанная согласно аппроксимационному соотношению (3) для различных моделей аэрозоля в интервале изменения $0,1 \leq \tau^* \leq 0,4$

Для восстановления АОТ рассеяния в случае $\omega_a = 0,9$ («истинное» значение $\tau_{as} = 0,27$) было использовано два набора коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, из табл. 3. (Как показывают результаты, при $\tau^* \leq 0,4$ более предпочтительным оказалось использование первого набора значений K_i , $i = 0, 1, 2$). При определении АОТ рассеяния дополнительная информация относительно Γ_a позволила перейти от интервала изменения $0,266 \leq \hat{\tau}_{as} \leq 0,298$ к более узкой области $0,266 \leq \hat{\tau}_{as} \leq 0,276$. Аналогичная ситуация наблюдается и в экспериментах, выполненных для $\lambda = 675$ нм (см. табл. 6).

Результаты численного моделирования показывают, что неопределенность, которая возникает при расчете АОТ рассеяния за счет отсутствия априорной информации о Γ_a , составляет $\approx 0,02$. Это обстоятельство имеет решающее значение для поставленной задачи, поскольку абсолютная ошибка измерений АОТ $\Delta\tau_a$ методом Бугера на фотометрах NASA составляет около 0,01.

Таким образом, анализ численных данных решения уравнения переноса излучения в атмосфере методом Монте-Карло для типичных аэрозольных моделей позволил реализовать первый шаг *разностной* методики: получить простые «инженерные» формулы для определения аэрозольной оптической толщи рассеяния. Очевидно, что наличие данных о факторе асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния излучения Γ_a (или связанных с этой величиной наблюдаемых параметров) позволит улучшить точность определения τ_{as} . Предполагается, что эта дополнительная информация может быть получена на основе более глубокого анализа измерений яркости рассеянного излучения: мы планируем представить эти результаты во второй части статьи.

1. Лившиц Г.Ш., Павлов В.Е. Прозрачность атмосферы и связь между некоторыми оптическими параметрами // Атмосферная оптика. Алма-Ата: Наука, 1968. С. 59–64.
2. Vox M. and Deepak A. Retrieval of aerosol size distributions by inversion of simulated aureole data in the presence of multiple scattering // Appl. Opt. 1979. V. 18. N 9. P. 1376–1382.
3. Антофеев В.С., Иванов А.И., Лившиц Г.Ш., Михайлов Г.А. Определение аэрозольных индикатрис рассеяния безоблачной атмосферы в спектральной области $0,55 \div 2,4$ мкм // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16. № 2. С. 146–155.
4. Мулдашев Т.З., Павлов В.Е., Тейфель Я.А. Об определении аэрозольной оптической толщи рассеяния по яркости неба в видимой области спектра // Оптика атмосф. 1989. Т. 2. № 11. С. 1130–1134.
5. Wang M. and Gordon H. Retrieval of columnar aerosol phase function and single-scattering albedo from sky radiance over the ocean: simulation // Appl. Opt. 1993. V. 32. N 24. P. 4598–4609.
6. Tonna G., Nakajima T. and Rao R. Aerosol features retrieved from solar aureole data: a simulation study concerning a turbid atmosphere // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 21. P. 4486–4499.
7. Nakajima T., Tonna G., Rao R., Boi P., Kaufmann Y., and Holben B. Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions // Appl. Opt. 1996. V. 35. N 15. P. 2672–2686.
8. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеоиздат, 1997. 334 с.
9. Devaux C., Vermeulen A., Deuze J.L., Dubuisson P., Herman M., and Senter R. Retrieval of aerosol single-scattering albedo from ground-based measurements: Application to observational data // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. N 8. P. 8753–8761.
10. Romanov P., O'Neill N., Royer A. and McArthur B. Simultaneous retrieval of aerosol refractive index and particle size distribution from ground-based measurements of direct and scattered solar radiation // Appl. Opt. 1999. V. 38. N 36. P. 7305–7320.
11. Holben B.N. AERONET – a federated instrument network and data archive for aerosol characterization // Remote Sens. Environ. 1998. V. 66. P. 1–16.
12. Dubovik O.T., Lapyonok T.V., and Oshchepkov S.L. Improved technique for data inversion: Optical sizing of multicomponent aerosols // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 36. P. 8422–8436.
13. Dubovik O.T., King M. A flexible inversion algorithm for retrieval aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // J. Geophys. Res. D. 2000. V. 105. N 16. P. 20673–20696.

14. *Лившиц Г.Ш.* Рассеяние света в атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1965. 177 с.
15. *Dubovik O., Holben B., Kaufman Y., Yamasoe M., Smirnov A., Tanre D., and Slutsker I.* Single-scattering albedo of smoke retrieved from the sky radiance and solar transmittance measured from ground // *J. Geophys. Res. D.* 1998. V. 103. N 24. P. 31903–31923.
16. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
17. *Назаралиев М.А.* Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 226 с.
18. *Миронов В.Л., Павлов В.Е., Пашнев В.В.* Аэрозольная оптическая толщина атмосферы в г. Барнауле // *Оптика атмосф. и океана.* 2001. Т. 14. № 6–7. С. 551–553.
19. *Розенберг Г.В., Горчаков Г.И., Георгиевский Ю.С., Любовева Ю.С.* Оптические параметры атмосферного аэрозоля // *Физика атмосферы и проблемы климата.* М.: Наука, 1980. С. 216–257.
20. *Каган В.К., Кондратьев К.Я.* Основы информационной теории видимости в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 168 с.
21. *Иванов А.И., Лившиц Г.Ш., Тем Э.Л.* Сезонные изменения альbedo местности по измерениям поляризации света неба // *Рассеяние и поглощение света в атмосфере.* Алма-Ата: Наука, 1971. С. 56–58.
22. *Павлов В.Е., Пашнев В.В., Шестухин А.С., Журавлева Т.Б.* Использование метода Монте-Карло для определения альbedo атмосферного аэрозоля // *Вычислительные технологии.* Т. 7 (совместный выпуск, часть 4, 2002 г.) *Вестн. КазНУ.* 2002. № 4 (32). С. 34–41.

Zhuravleva T.B., Pavlov V.E., Pashnev V.V. **Difference method for determination of the optical thickness of aerosol scattering from the data on sky brightness in the visible wavelength range: Part I.**

Approximation equations for determination of the optical thickness of aerosol scattering from the data on sky brightness in solar almucantar are obtained on the basis of numerical results of solving the radiation transfer equation in the cloudless atmosphere by means of the Monte Carlo method. The possibility of using them in the wide range of atmospheric turbidity variations at different scattering and absorbing properties of aerosol particles is shown.