

Р.Ф. Рахимов, С.М. Сакерин, Э.В. Макиенко, Д.М. Кабанов

Интерпретация аномальной спектральной зависимости аэрозольной оптической толщи атмосферы. Часть II. Особенности дисперсной структуры аэрозоля

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.04.2000 г.

Продолжен анализ [1] аномальной спектральной зависимости аэрозольной оптической толщи атмосферы $\tau(\lambda)$, важными особенностями которой являются спад τ в ультрафиолетовой области с минимумом около 0,44 мкм и размытый максимум в области 0,6–0,8 мкм, а также консервативность наблюдаемого спектра (значит, и микроструктуры аэрозоля) в течение 2,5 дней. Для объяснения наблюдавшейся динамики $\tau(\lambda)$ рассмотрен возможный сценарий коагуляционного развития мелкодисперсного аэрозоля, согласующийся с задержкой роста аккумулятивной фракции. Приводятся прямые и косвенные данные о существовании и оптической значимости узкой фракции частиц средней дисперсности (~0,3–0,6 мкм), вероятным механизмом образования которой является монодисперсизация грубодисперсного аэрозоля в результате гравитационного стока. Для ряда атмосферных ситуаций (в Антарктиде, Томске, Ленинградской обл.) обсуждаются результаты решения обратной задачи, которые показывают, что узкая среднедисперсная фракция присуща фоновому глобальному аэрозолю (всей толщине атмосферы) и играет главную роль в формировании аномальной спектральной зависимости $\tau(\lambda)$.

Введение

В первой части работы [1] была рассмотрена ситуация аномальной спектральной зависимости аэрозольной оптической толщи (АОТ) атмосферы, в которой вместо степенного спада с ростом длины волны наблюдаются отдельные экстремумы. В результате микрофизического моделирования была выявлена дисперсная структура аэрозоля, адекватная аномальному спектру $\tau(\lambda)$, и показано, что характер спектральной зависимости определяется специфическими особенностями микроструктуры первичного и вторичного аэрозоля: а) размытый максимум в «красной» части спектра обусловлен узкой среднедисперсной фракцией при подавленной грубодисперсной; б) степенной спад $\tau(\lambda)$ в УФ-диапазоне формируется микродисперсными частицами при низком содержании аккумулятивных. Кроме того, принципиальной особенностью отмечалась консервативность аэрозольной структуры в течение ~2,5 сут, с последующим интенсивным ростом частиц аккумулятивной фракции. Во второй части основное внимание уделено физике аэрозоля – свойствам отдельных фракций, процессам их трансформации, соответствию физическим представлениям и экспериментальным фактам, а также вопросам, которые не затрагивались при формальном решении задачи [1].

1. Трансформация вторичного аэрозоля

В отношении частиц мелкодисперсного аэрозоля наиболее важно установить возможный сценарий развития, который соответствует особенностям трансформации $\tau(\lambda)$ от аномальной зависимости к обычной (низкое содержание и консервативность аккумулятивной фракции на первом этапе и быстрое развитие на втором). Моделирование проводилось на основе системы уравнений, определяющих динамику изменения интегральных признаков микродис-

персной фракции, которая формируется из частиц нанометрового диапазона в результате коагуляционного укрупнения.

Кинетика коагуляционного развития спектра размеров частиц атмосферной дымки обычно описывается на основе интегродифференциального уравнения Смолуховского, дополненного членами, регламентирующими действие стока и источника генерации новых частиц [2, 3]:

$$\frac{df_i(x, t)}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^x K(x', x-x') f_i(x', t) f_i(x-x', t) dx' - f_i(x, t) \int_0^\infty K(x, x') f_i(x', t) dx' + \gamma f_{i0}(x, t) - \mu f_i(x, t), \quad (1)$$

где $K(x, x')$ – коэффициент коагуляции частиц размерами x и x' ; $f_i(x, t)$ – моделируемый спектр размеров частиц i -й фракции; $f_{i0}(x)$ – спектр частиц, генерируемых источником; γ – эффективность генерации новых аэрозолей; μ – эффективность стока частиц.

Для сложных спектров $f_i(x, 0)$ непосредственное решение уравнения возможно лишь в рамках численных итерационных методов со значительным временем вычислений (порядка нескольких часов). Задача упростится, если расщепить процесс коагуляции по подфракциям и интегрировать уравнение Смолуховского, опираясь на эффективное значение константы коагуляции:

$$K = \frac{4kT}{3\eta} [1 + \exp(1/2b_i) + l_0 C_{khi} \{ \exp(1/4b_i) + \exp(5/4b_i) \} / r_i], \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; η – вязкость воздуха; l_0 – длина свободного пробега молекул; C_{khi} – поправка Каннингема [3]; r_i и $1/b_i$ – характерный

размер коагулирующих аэрозолей и ширина моды их распределения по размерам (см. [1, формула (5)]).

В результате переходим к системе дифференциальных уравнений, описывающих динамику изменения суммарной счетной концентрации i -й фракции частиц [2]:

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{K}{2} N_i^2 - \mu N_i + \gamma N_u. \quad (3)$$

Аналогичные уравнения для первого (L_i) и второго (W_i) моментов спектра можно получить из (1), умножив на x , x^2 и проинтегрировав в ранее указанных пределах:

$$\frac{dL_i}{dt} = -\mu L_i + \gamma L_u; \quad (4)$$

$$\frac{dW_i}{dt} = -\frac{K}{\pi} L_i^2 - \mu W_i + \gamma W_u, \quad (5)$$

где N_u , L_u , W_u – соответствующие интегральные признаки спектра размеров частиц, генерируемых источником. В дальнейшем временная динамика интегральных признаков (решения уравнений (3)–(5)) была использована для прогноза структурных изменений спектра размеров под совокупным воздействием процессов генерации частиц нанометрового диапазона, последующей коагуляции и стока из локальной ячейки. На рис. 1 в виде последовательности кривых 1–8 иллюстрируется развитие только аэрозолей новой генерации (кривая 10 – спектр генерации частиц нанометрового диапазона). Спектр размеров аккумулятивной фракции (вторая мода кривой 4) на рис. 1 представлен лишь для сравнения.

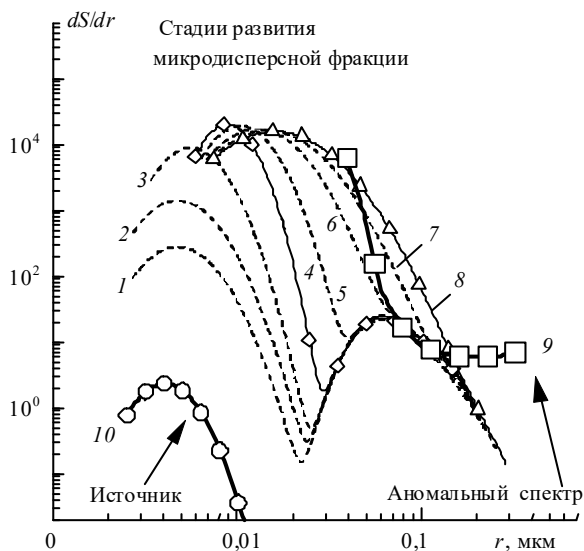


Рис. 1. Временная динамика коагуляционного развития спектра размеров микродисперсной фракции

Расчеты показывают, что в процессе развития можно выделить три стадии. На первом этапе происходит количественное накопление частиц нанометрового диапазона (1–3) со спектром размеров, аналогичным спектру генерации источника $s_u(r)$. По достижении некоторого уровня счетной концентрации $N^{(1)}(t_1)$ начинается этап активной коагуляции. Спектр размеров постепенно деформируется, а модальный радиус достигает некоторого значения r_{m1} (кривая 4).

При средней мощности источника результирующий спектр на втором этапе приобретает тенденцию к сужению, но до определенных пределов. Увеличение концентрации $N(t)$ сопровождается снижением темпа роста, и по достижении некоторого квазистационарного уровня $N^{(2)}$ сужение спектра размеров прекращается – заканчивается второй этап.

Если мощность источника и эффективность коагуляционного укрупнения частиц достаточно высоки, то на третьем этапе спектр dS/dr продолжает сдвигаться по шкале размеров. Причем тенденция сужения спектра меняется на тенденцию расширения (кривые 5–8). Через некоторое время t_2 периферия распределения микродисперсной фракции достигает области размеров аккумулятивной (кривая 6). С этого момента первоначально аномально низкое содержание аккумулятивной фракции увеличивается (кривая 9) и все более обнаруживает свою оптическую значимость. Вследствие рассмотренного процесса аномальная зависимость $\tau(\lambda)$ трансформируется в обычную. Значения выше-рассмотренных параметров – $N^{(1)}$, $N^{(2)}$, t_1 , t_2 , r_{m1} зависят от эффективности коагуляционного слияния частиц, а также от конкретных особенностей источника генерации $s_u(r)$.

Представленные модельные оценки процесса формирования и развития фракции мелких частиц согласуются с темпом трансформации $\tau(\lambda)$ в период эксперимента и проясняют причину неизменности формы спектрального хода АОТ в течение первых двух суток, что примерно совпадает со значением $t_2 \cong 62$ –67 ч. При сопоставлении натуральных данных и результатов моделирования необходимо иметь в виду, что коагуляционное развитие нанометровых частиц эффективно лишь при сохранении достаточно высокой их счетной концентрации, т. е. вблизи источника. При отрыве ячейки аэрозольно-газовой смеси от зоны активного действия источника (под воздействием турбулентного перемешивания) снижается не только активность генерации частиц из газовой фазы, но и достаточно быстро падает счетная концентрация частиц. Вместе с этим снижается и темп коагуляционного процесса. Таким образом, чем дольше находится ячейка в зоне активного действия источника, тем более высокой степени своего коагуляционного развития достигает дисперсная система.

При турбулентном выносе частиц микродисперсной фракции фактически происходит смешивание аэрозолей разных стадий развития и формируется спектр размеров, являющийся некоторой суперпозицией спектров разного возраста коагуляции. Поэтому оптический вклад микродисперсной фракции, а также процесс восстановления «нормального» влияния аккумулятивной фракции определяются не только эффективностью коагуляционной трансформации спектра размеров аэрозоля, но и вертикальным развитием, зависящим от синоптических условий.

2. Особенности спектра крупных частиц

Как уже отмечалось, длительное сохранение аномальной спектральной зависимости АОТ (см. [1, рис. 1]) возможно только при условии консервативности спектра размеров аэрозоля в целом по всей толще атмосферы. Устойчивость дисперсной структуры аэрозолей вторичной генерации ($r < 0,4$ мкм) вполне объяснима сравнительно медленным темпом коагуляционного развития и низкой эффективностью пополнения интервала аккумулятивной фракции новыми частицами (см. выше). Учитывая метеорологические условия [1, табл. 1], естественными пред-

ставляются малый вклад и задержка в «развитии» грубодисперсной фракции. Увлажненная почва (после дождя 23/24.07), низкие значения температуры, скорости ветра и антициклональные условия, по-видимому, препятствовали наполнению атмосферы аэрозолем с подстилающей поверхности [4, 5 и др.]. На этом фоне достаточно неожиданным результатом представляются высокая оптическая значимость, устойчивость и хорошо выраженная узость распределения частиц в интервале средней дисперсности.

Анализ литературных данных показывает, что мода частиц средней дисперсности неоднократно наблюдалась в результатах прямых микроструктурных измерений в отдельных слоях атмосферы, но не привлекала к себе особого внимания из-за малой оптической значимости на фоне других фракций. В качестве примеров проявления этой фракции можно привести данные самолетных измерений в «неконденсационных облаках» [6] и приземном слое атмосферы [7] (рис. 2а, б).

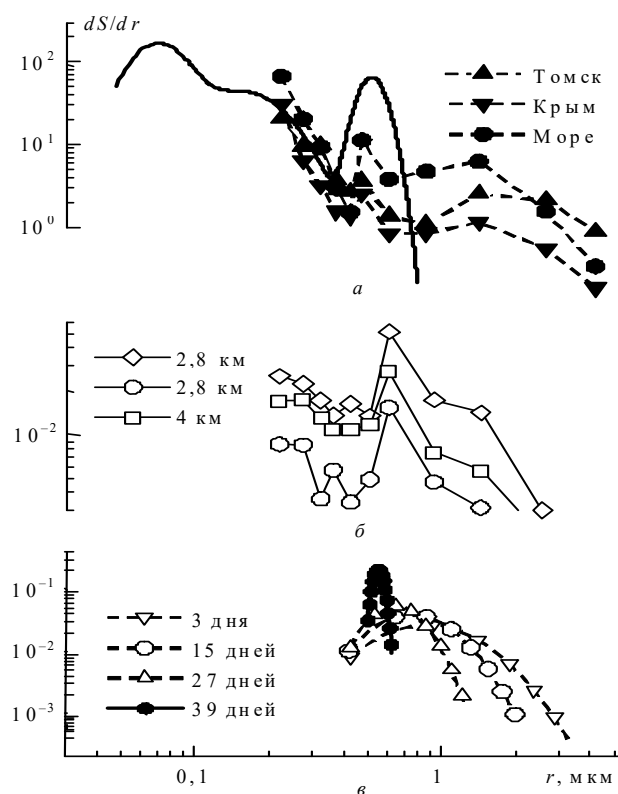


Рис. 2. Примеры проявления среднедисперсной фракции в различных слоях атмосферы: а – результаты измерений в приземном слое [7], жирная кривая – модельные расчеты для аномальной зависимости $\tau(\lambda)$; б – самолетные измерения внутри «неконденсационного облака» [6]; в – временная динамика микроструктуры аэрозоля в процессе гравитационного оседания (стратосфера, высота 21 км)

С точки зрения формального сходства $\tau(\lambda)$ следует упомянуть ряд работ, посвященных интерпретации оптических характеристик дымового аэрозоля [8–10]. Общим с этими результатами (названы эффектами посинения спектра и «голубого Солнца») является минимум ослабления радиации вблизи 0,4 мкм и максимум в «красной» части спектра. Есть совпадение и в микроструктурной интерпретации эффектов – делается вывод о наличии в воздухе узкой фракции частиц с $r_m = 0,31–0,44$ мкм. (Хотя при объяснении эффекта не указывается, что наблюдаемая оптическая

аномалия является следствием проявления основного максимума K_g). Несмотря на внешнее сходство $\tau(\lambda)$, ситуация дымового аэрозоля по атмосферным условиям совершенно иная – большие оптические толщ, наличие аэрозольного поглощения и т. д. Отметим, что в нашем случае методами микрофизического моделирования и решения обратной задачи (см. ниже) устанавливается важная роль в оптическом проявлении узкой среднедисперсной моды для всей толщи именно чистой атмосферы.

Природу узости и высокой оптической значимости частиц средней дисперсности попытаемся объяснить, обратившись к результатам модельных оценок трансформации стратосферного аэрозоля [11]. В указанной работе впервые была высказана гипотеза о том, что в стратосфере при слабом турбулентном перемешивании и действии стоковского оседания спектр размеров частиц грубодисперсной фракции на некоторых высотах обнаруживает тенденцию к монодисперсизации (рис. 2, в). Изменение дисперсной структуры эруптивного облака моделировалось на основе системы уравнений для интегральных признаков:

$$\frac{\partial \hat{Q}_i(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D(z) \frac{\partial \hat{Q}_i(z, t)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} [W_{Q_i}(z) \hat{Q}_i(z, t)], \quad (6)$$

где вектор-параметр $\hat{Q}_i(z, t)$ характеризует взаимосвязанные изменения тройки величин: объемной $V_i(z, t)$, поверхностной $S_i(z, t)$ и счетной $N_i(z, t)$ концентраций; $W_{Q_i}(z)$ – средняя скорость стоковского оседания частиц i -й фракции, оцениваемая для каждого уравнения по модальному радиусу функции плотности распределения соответствующего интегрального признака.

Модельные оценки на основе системы уравнений (6) показали, что при гравитационном оседании частиц эруптивного облака, на отдельных высотах, из состава грубодисперсной фракции формируется достаточно узкая мода. Причем в процессе оседания аэрозоля эффект монодисперсизации последовательно наблюдается на различных высотах, но спектр частиц всегда сужается к одному интервалу размеров с $r_m = 0,50–0,55$ мкм (по-видимому, наиболее «благоприятному» для физических условий атмосферы). Таким образом, есть основания полагать, что в процессе гравитационного стока (с учетом вязкости среды-носителя) из широкого спектра крупных частиц образуется более узкая среднедисперсная мода. Преимущественное сохранение в атмосфере частиц средней дисперсности, вплоть до слоя Юнге в стратосфере, может быть первопричиной устойчивости максимума $\tau(\lambda)$ в области 0,6–0,8 мкм и малой подвижности данной моды в последующие дни измерений.

Рассмотренное образование узкой фракции согласуется с данными модельных расчетов, приведенными в [5], а именно: при учете совокупности динамических процессов в тропосфере (сток, вымывание аэрозоля и др.) конечным результатом является монодисперсизация почвенного аэрозоля в интервале средней дисперсности.

3. Решение обратной задачи

При решении обратной задачи воспользуемся представлением [1, формула (4)], полагая, что эффективная высота $H_0 \approx 1$ км – значение, близкое к средним оценкам [12]. Тогда функцию распределения частиц можно определить, решая систему уравнений для коэффициентов аэрозольного ослабления $\beta_g(\lambda)$:

$$\int_{R_1}^{R_2} K_\varepsilon(r, \lambda_i) s(r) dr = \frac{\tau(\lambda_i)}{H_0} = \beta_\varepsilon(\lambda_i), \quad i = 1, \dots, n, \quad (7)$$

где $s(r) = \pi r^2 dN/dr = \pi r^2 f(r)$, $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам; $K_\varepsilon(r, \lambda_i)$ – фактор эффективности ослабления излучения. Для обращения уравнения (7) применялся регуляризирующий алгоритм [13], в котором вектор приближенного решения s^* находился путем непосредственной минимизации сглаживающего функционала T_α в k -мерном векторном пространстве. При регуляризации по методу А.Н. Тихонова функционал T_α записывается в виде

$$T_\alpha(s) = \sum_{i=1}^n \left(\sum_{l=1}^k Q_{s,il} s_l - \beta_{\varepsilon,i} \right)^2 + \alpha \Omega(s), \quad (8)$$

где s_l – компоненты вектора решения; $Q_{s,il}$ – элементы матрицы, рассчитываемые по квадратурным формулам [14] для фактора эффективности $K_\varepsilon(r, \lambda_i)$ при фиксированной сетке узлов r_l ($l = 1, 2, \dots, k$) и λ_i ($i = 1, 2, \dots, n$); α – параметр регуляризации; $\Omega(s)$ – сглаживающий функционал, вид которого определяется характером ограничений, накладываемых на искомое решение [15]. Величина параметра α определялась на основе анализа поведения нормы отклонения двух последовательных регуляризованных решений $\|s_{\alpha,j} - s_{\alpha,j-1}\|$ на сетке убывающих значений α . Этот подход соответствует критерию нахождения квазиоптимального значения параметра регуляризации [15]. Выбор параметра α по методу невязки [15] оказался в данном случае менее подходящим из-за сильного «заглаживания» решения для аномальной зависимости $\tau(\lambda)$. Оценка правой границы спектра размеров R_2 находилась в соответствии с рекомендациями работы [16] по соотношению

$$(R_2)^{-1} \int_{R_1}^{R_2} K_\varepsilon(\lambda_{\max}, r) dr = \bar{K}_m \beta(\lambda_{\max})/\beta_{\max}, \quad (9)$$

где $\bar{K}_m = \beta_{\max}/S$ – полидисперсный фактор эффективности ослабления в точке максимума $\beta_\varepsilon(\lambda)$, $S = \int_{R_1}^{R_2} s(r) dr$. Оценка границы R_2 , полученная из (9), затем уточнялась итерационным способом по схеме, предложенной в [16].

Прежде чем перейти к конкретным результатам, напомним о факторах увеличения погрешности. Ранее уже обращалось внимание на то, что использование подхода «общей для всех фракций эффективной высоты H_0 » может привести к «искажению» результатов обращения – функций распределения dS/dr . Кроме того, короткий ультрафиолетовый участок $\tau(\lambda)$ имеет повышенную погрешность ($\delta_\tau \sim 0,01$) и малоинформативен для надежного восстановления микроструктуры в интервале мелких частиц ($r < 0,2$ мкм). Поэтому основное внимание уделим параметрам среднечастотной фракции, определяющей аномальный ход $\tau(\lambda)$. (Результаты по дисперсной структуре вторичного аэрозоля будут рассмотрены в части III).

На рис. 3, б приведены результаты решения обратной задачи для различных вариантов задания исходной информации (рис. 3, а): кривые 1 и 2 – $\tau(\lambda)$ в первый день аномалии и средняя в «консервативный» период; 3 и 4 – представляют два варианта возможного спектрального хода среднечастотной составляющей АОТ – $\tau_c(\lambda)$. В данном

случае, при задании $\tau_c(\lambda)$, мы ограничились приближенными оценками – на основе информации, полученной при прямом микрофизическом моделировании (см. [1, рис. 3, з]), т. е. полагалось, что в «красной» части спектра $\tau(\lambda)$, в основном, определяется величиной среднечастотной составляющей ($\tau \approx \tau_c$). Спектральный ход $\tau_c(\lambda)$ в коротковолновом диапазоне нейтрализуется и имеет небольшой максимум в области второго максимума фактора эффективности ослабления K_ε .

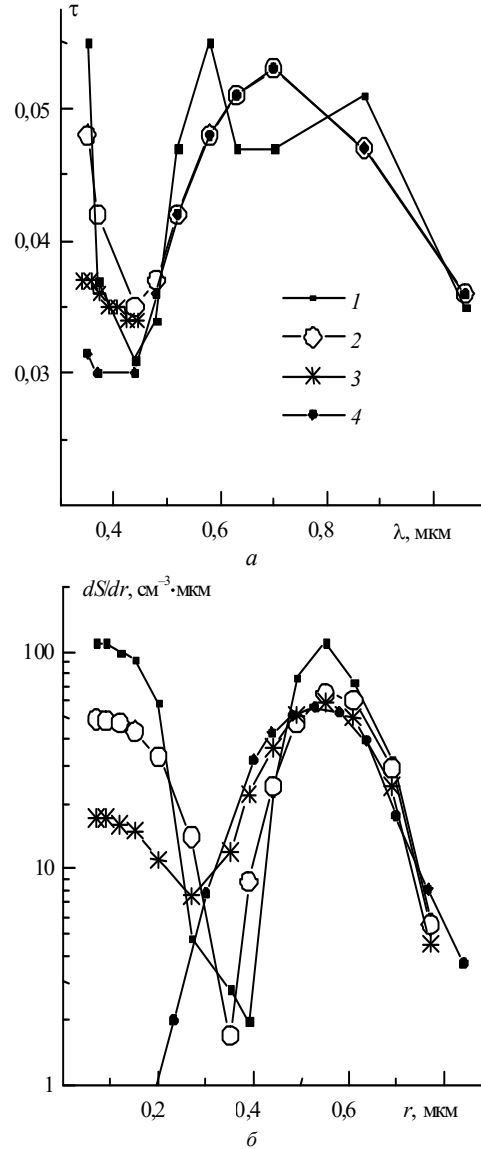


Рис. 3. Иллюстрация результатов решения обратной задачи при различных исходных данных: 1 – $\tau(\lambda)$ за 24.07; 2 – средняя сглаженная зависимость $\tau(\lambda)$ за 24–26.07; 3 и 4 – два варианта выделения среднечастотной составляющей $\tau_c(\lambda)$

Примеры на рис. 3 показывают, что, несмотря на предполагаемые искажения (см. выше), искомая мода во всех случаях восстанавливается примерно одинаково, по крайней мере в средней части и в области больших размеров. Различия проявляются в левом крыле моды и в интервале мелкодисперсного аэрозоля.

Следовательно, есть основание сопоставить выделенную фракцию с результатами обращения других аналогичных данных, в первую очередь – с Антарктидой, где рассматриваемая зависимость $\tau(\lambda)$ является типичной. Резуль-

таты обращения τ (рис. 4, а) дали, в принципе, ожидаемый результат: функции распределения $s(r) = dS/dr$ (рис. 3, б; 4, б) похожи и локализируются в относительно узком диапазоне размеров.

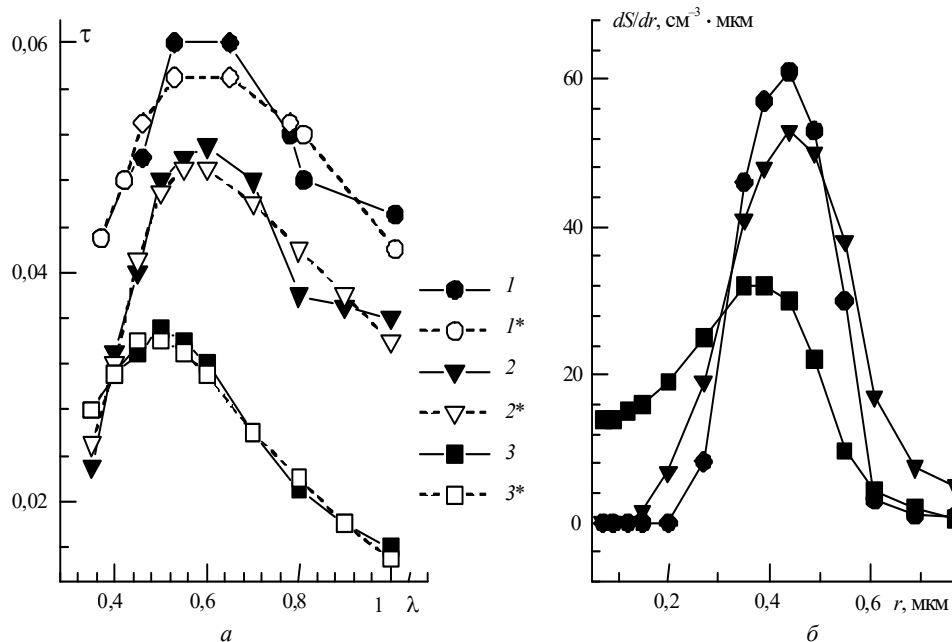


Рис. 4. Результаты восстановления микроструктуры аэрозоля для ситуаций фоновго аэрозоля: 1 – п. Сосново, Ленинградская обл. [18], 2 – станции Восток (зима) и 3 – Мирный (лето) [17]; кривые 1*, 2*, 3* – результаты обратного преобразования (значения $\tau(\lambda)$ рассчитаны по восстановленным функциям распределения dS/dr)

Параметры среднedisперсной моды при аппроксимации логнормальным распределением

Район	r_m , мкм	b_i	$\ln \sigma$	N , см ⁻³	S , мкм ² · см ⁻³	V , мкм ³ · см ⁻³
Восток (зима)	0,35	6,7	0,075	6,03	9,04	1,23
Мирный (лето)	0,38	4,3	0,116	9,02	15,38	2,45
п. Сосново	0,40	15,2	0,033	6,84	13,56	1,93
Томск (24–26.07)	0,53	29,5	0,017	3,69	12,77	2,32

Для количественной характеристики среднedisперсной фракции полученные данные аппроксимировались логнормальным распределением. Здесь важно было найти не наилучшую функцию аппроксимации, а использовать общепринятую форму для единообразного описания dS/dr в различных районах. Основные параметры распределений – модальные радиусы r_m , содержание частиц (N , S , V), а также b_i (см. [1, формулу (5)]) и $\ln \sigma$, характеризующие полуширину моды, приведены в таблице. Несмотря на некоторые различия, результаты для Томска и п. Сосново [18] в период аномалии близки к дисперсному составу аэрозоля в наиболее чистом регионе – Антарктиде.

4. Соответствие фоновой ситуации

Завершая изложение второй части, остановимся еще на одном вопросе – какому состоянию аэрозольной атмосферы соответствует аномальная зависимость $\tau(\lambda)$?

По результатам многолетних наблюдений в Антарктиде, а также для ряда других случаев высокой прозрачности атмосферы (обобщение см. [1, рис. 2]), ранее уже делался вывод [4, 17], что характерная зависимость $\tau(\lambda)$ с максимумом в «красной» части спектра присуща фоновому аэрозолю и имеет глобальный характер. Судя по комплексу общих признаков (атмосферные условия,

спектральный ход и величина $\tau \approx 0,04 \pm 0,08$), близость «томских» результатов критериям фоновго аэрозоля является очевидной. Кроме того, результаты обращения (см. таблицу) позволяют дополнить сложившиеся представления количественными оценками. Учитывая различия в понятиях фоновго аэрозоля (региональный, межвулканический и т. д. [4, 5]), необходимо пояснить, что в данном случае внимание акцентируется на: а) аэрозоле всей толщи атмосферы, б) оптически значимых фракциях, определяющих приток солнечной радиации, в) особенностях некоторого минимума конфигурации дисперсной структуры аэрозоля, которая в основном формируется не за счет местных источников, а совокупным действием всех источников, многообразных процессов переноса аэрозоля и трансформации. Такому представлению наиболее соответствуют районы Антарктиды.

Действительно, по мере удаления от первичных и вторичных источников аэрозоля (в том числе по вертикали), в первоначально квазинепрерывном и полном спектре размеров происходит перераспределение роли отдельных фракций: существенно уменьшается доля частиц грубодисперсной фракции, снижается уровень содержания частиц Айткена (как следствие – дефицит аккумулятивных), а значимой, в оптическом проявлении, остается узкая мода средней дисперсности. Фактически, частицы этого диапазона размеров

(~0,3–0,6 мкм) и определяют спектральные особенности ослабления радиации в фоновых условиях. Причем главным в данном случае является не утверждение природы или состава узкой среднedisперсной моды («состарившаяся» аккумуляционная или результат седиментации грубодисперсной, как показывалось в п. 3), а приведение фактов, которые свидетельствуют об устойчивом и преимущественном сохранении в атмосфере частиц данного диапазона.

В доступных нам литературных данных по обращению «фоновых» зависимостей $\tau(\lambda)$ приводятся близкие значения положения оптически значимых фракций – 0,53 мкм в [19] и ~0,35 мкм (вторая мода ~0,65 мкм малозначимая) в [18].

Что касается мелкодисперсного аэрозоля ($r < 0,2$ мкм), то его слабое проявление на границе спектрального диапазона ($\lambda < 0,4$ мкм) обнаруживается только в фоновых условиях континента (в этом отличие от более чистого воздуха Антарктиды).

Учитывая дискуссии, состоявшиеся при обсуждении содержания работы, считаем необходимым дать пояснение относительно терминологии. Понятия «фоновый», «глобальный», «аномальный» в данном случае использованы как удобное сочетание признаков, характеризующих наиболее существенные особенности объекта исследования, а также факторов формирования атмосферной ситуации. Соответствие фоновой ситуации характеризует некоторый минимальный уровень τ и содержания аэрозоля в атмосферной толще. Привлечение термина *глобальный* обусловлено стремлением подчеркнуть, что данная дисперсная структура (и соответствующая АОТ атмосферы) есть результат образования и распространения аэрозоля в планетарном масштабе, а не действия отдельных источников. *Аномалия* определяет качественное отличие спектральной зависимости $\tau(\lambda)$ и функции распределения частиц аэрозоля от «нормальной», которая обычно наблюдается в большинстве районов и атмосферных условий. (Данные пояснения отражают наши представления, сложившиеся по проблеме, а не приоритет в толковании терминов.)

Заключение

а. Рассмотренный сценарий коагуляционного развития мелкодисперсной фракции согласуется с реальной динамикой $\tau(\lambda)$ и включает три стадии процесса: 1) накопление частиц нанометрового диапазона, 2) сужение спектра размеров, 3) расширение спектра в область размеров аккумуляционной моды, если мощность источника и эффективность коагуляции достаточно высоки.

б. На основе сопоставления прямых микрофизических данных (ранее известных), результатов моделирования и

обращения спектров $\tau(\lambda)$ для фоновых ситуаций показана оптическая значимость узкой среднedisперсной фракции частиц (~0,3–0,7 мкм) и рассмотрен наиболее вероятный механизм ее образования (монодисперсизация в результате гравитационного оседания) и устойчивости.

в. Определены параметры среднedisперсной моды, присущей фоновому глобальному аэрозолю (всей толще атмосферы) и определяющей величину притока радиации в наиболее чистых условиях ($r_m = 0,35 \div 0,53$; $N = 3,7-9 \text{ см}^{-3}$). Сопоставление с данными для Антарктиды показало соответствие «томских» результатов фоновой ситуации – по величине τ (~0,04) и среднedisперсной составляющей, но обнаружилось отличие в содержании мелкодисперсных частиц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-05-03177-а; 00-03-32422-а).

1. Сакерин С.М., Рахимов Р.Ф., Макиенко Э.В., Кабанов Д.М. // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 9. С. 813–818.
2. Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 3. С. 259–266.
3. Friedlander S.K. Smoke Dust and Haze: Fundamentals of Aerosol Behavior // Wiley Interscience. New York, 1977. 386 p.
4. Аэрозоль и климат / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 542 с.
5. Кондратьев К.Я., Поздняков Д.В. Аэрозольные модели атмосферы. М.: Наука, 1981. 104 с.
6. Зуев В.Е., Белан Б.Д., Задде Г.О. Оптическая погода. Новосибирск: Наука, 1990. 194 с.
7. Козлов В.С., Полькин В.В., Фадеев В.Я. // II Совещание по атмосферной оптике: Тезисы докл. Томск, 1980. С. 182–185.
8. Голицин Г.С., Шужуров А.Х. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1988. Т. 24. № 3. С. 227–233.
9. Соколик И.Н. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1988. Т. 24. № 3. С. 274–279.
10. Wilson R. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1951. V. III. P. 478.
11. Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 5. С. 525–533.
12. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 256 с.
13. Костин Б.С., Макиенко Э.В., Наац И.Э. // Проблемы дистанционного зондирования атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 86–97.
14. Наац И.Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1980. 157 с.
15. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных обратных задач. М.: Наука, 1974. 203 с.
16. Веретенников В.В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 10. С. 1026–1033.
17. Бартенева О.Д., Никитинская Н.И. и др. Прозрачность толщ атмосферы в видимой и ИК-области спектра. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 224 с.
18. Никитинская Н.И., Бартенева О.Д., Веселова Л.К. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1973. Т. 9. № 4. С. 437–442.
19. Quenzel H. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. N 15. P. 21915–21921.

R.F. Rakhimov, S.M. Sakerin, E.V. Makienko, D.M. Kabanov. Interpretation of the anomalous spectral dependence of the aerosol optical thickness of the atmosphere. Part II. Peculiarities of aerosol dispersion structure.

The analysis is continued [1] of the anomalous spectral dependence of the aerosol optical thickness of the atmosphere $\tau(\lambda)$, the important peculiarities of which are the following: the decrease of τ in the UV spectral range with minimum near 0.44 μm and the wide maximum in the range 0.6–0.8 μm ; conservatism of the observed spectrum (and, hence, the aerosol microstructure) during 2.5 days. To explain the observed dynamics of $\tau(\lambda)$ we considered the possible scenario of coagulation development of fine aerosol that is in agreement with the delay of the growth of accumulative fraction. The direct and indirect data are presented on the existence and optical significance of the narrow fraction of middle-dispersed particles (~0.3–0.6 μm). Possible mechanism of the formation of this fraction is monodisper-sization of coarse aerosol due to the gravity sedimentation. The results of solution of the inverse problem are discussed for some atmospheric situations (Antarctic, Tomsk, Leningrad region) that show that the narrow middle-dispersed fraction is inherent in the global background aerosol (in the atmospheric column) and plays dominating role in the formation of the anomalous spectral dependence $\tau(\lambda)$.