

Спектральное поведение оптических коэффициентов и микрофизические характеристики аэрозольных частиц

С.В. Самойлова*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.07.2010 г.

Рассмотрены закономерности изменения спектрального поведения коэффициентов ослабления и обратного рассеяния и лидарного отношения, с одной стороны, и микрофизических характеристик аэрозольных частиц, описываемых комплексным показателем преломления и функцией распределения частиц по размерам, — с другой. На основе расчетов по теории Ми для моно- и бимодального распределений показано, что параметры Ангстрема для коэффициента ослабления информативны относительно вклада в объемную концентрацию мелких частиц V_f/V_t и слабо зависят от среднегеометрического радиуса мелких частиц R_f . Параметры Ангстрема для коэффициента обратного рассеяния, напротив, информативны относительно R_f и практически не зависят от V_f/V_t . Лидарное отношение и параметры Ангстрема для коэффициента обратного рассеяния сильно зависят от действительной m_R и мнимой m_I частей показателя преломления. Ограничение области изменения лидарного отношения приводит к ограничению области изменения m_I (m_R фиксировано), которая смещается в область больших значений m_I при возрастании m_R . Увеличение лидарного отношения с ростом длины волны может наблюдаться только для крупных частиц при $V_f/V_t < 0,2$ и значениях действительной части показателя преломления $\sim 1,40$.

Ключевые слова: теория Ми, параметры Ангстрема, коэффициенты ослабления и обратного рассеяния, лидарное отношение, показатель преломления, распределение частиц по размерам; Mie-theory, Ångström parameters, extinction and backscattering coefficients, lidar ratio, refractive index, particle size distribution.

Введение

Исследования спектрального поведения оптических характеристик атмосферного аэрозоля легко систематизируются на основе эмпирической формулы Ангстрема. В работе [1] было показано, что спектральный ход ослабления излучения может быть описан степенным законом $\tau(\lambda_i) = \tau_1 \lambda_i^{-\eta}$, где $\tau(\lambda_i)$ — аэрозольная оптическая толщина (АОТ) на длине волны λ_i , τ_1 — АОТ для $\lambda_i = 1$ мкм и η — параметр Ангстрема. Ангстромом было также отмечено, что параметр η связан с распределением аэрозольных частиц по размерам. Позднее как экспериментальные, так и теоретические исследования неоднократно показывали, что значениям $\eta > 2$ соответствуют распределения, в которых мелкодисперсная фракция аэрозоля преобладает; значения $\eta < 1$ свидетельствуют о том, что грубодисперсная фракция доминирует в спектре.

Многочастотный лидар является инструментом, позволяющим исследовать высотное изменение спектрального хода для оптических коэффициентов. По аналогии с формулой Ангстрема для оптической толщины введем спектральную зависимость между значениями на различных длинах волн для коэффици-

ентов ослабления $\sigma(\lambda_i, z)$ и обратного рассеяния $\beta(\lambda_i, z)$:

$$\eta_\sigma(\lambda_i, \lambda_j, z) = \frac{\ln[\sigma(\lambda_i, z)/\sigma(\lambda_j, z)]}{\ln[\lambda_j/\lambda_i]}, \quad (1)$$

$$\eta_\beta(\lambda_i, \lambda_j, z) = \frac{\ln[\beta(\lambda_i, z)/\beta(\lambda_j, z)]}{\ln[\lambda_j/\lambda_i]}. \quad (2)$$

Третьим коэффициентом, доступным при интерпретации лидарных измерений, является лидарное отношение $S(\lambda_i, z) = \sigma(\lambda_i, z)/\beta(\lambda_i, z)$. Все три коэффициента относительны (т.е. не зависят от суммарной концентрации частиц). Они имеют узкий диапазон изменения значений (по сравнению с $\sigma(\lambda_i, z)$ и $\beta(\lambda_i, z)$) и связаны с параметрами, определяющими функцию распределения аэрозольных частиц по размерам. Отметим, что из (1), (2) следует: параметр Ангстрема для лидарного отношения задается соотношением

$$\begin{aligned} \eta_S(\lambda_i, \lambda_j, z) &= \frac{\ln[S(\lambda_i, z)/S(\lambda_j, z)]}{\ln[\lambda_j/\lambda_i]} = \\ &= \eta_\sigma(\lambda_i, \lambda_j, z) - \eta_\beta(\lambda_i, \lambda_j, z). \end{aligned} \quad (3)$$

В работе [2] рассматривались зависимости между параметрами Ангстрема для коэффициента ослабления и параметрами бимодального распределения частиц по размерам:

* Светлана Викторовна Самойлова (ssv@seversk.tomsknet.ru).

$$\frac{dV(r)}{d\ln r} = \sum_{i=f,c} \frac{V_i}{\sqrt{2\pi}\delta_i} \exp\left\{-\frac{(\ln r - \ln R_i)^2}{2\delta_i^2}\right\}, \quad (4)$$

где V_i – объемная концентрация частиц; R_i – среднегеометрический радиус; δ_i – ширина соответствующей моды для мелкодисперсной (мелкие частицы; $i = f$) и грубодисперсной (крупные частицы; $i = c$) фракций аэрозоля. На основе теоретических расчетов и результатов интерпретации данных Aerosol Robotic Network (AERONET) было показано, что спектральный ход коэффициента ослабления чувствителен к изменению вклада мелких частиц в объемную концентрацию $V_f/V_t = V_f/[V_f + V_c]$, мало чувствителен к изменению эффективного радиуса мелких частиц и практически не зависит от показателя преломления и других параметров, определяющих $dV/d\ln r$ согласно (4). Отметим, что в работе [2] приведена также любопытная, в духе Х.Л. Борхеса, история происхождения формулы Ангстрема. Спектральная зависимость лидарного отношения теоретически исследовалась в работах [3, 4], где было проиллюстрировано, что с увеличением длины волны значения $S(\lambda_i)$ для континентального аэрозоля ($V_f > V_c$) уменьшаются, а для морского аэрозоля ($V_f < V_c$) увеличиваются.

В настоящем исследовании показано, какую дополнительную информацию об аэрозоле дает совместная интерпретация значений оптических коэффициентов на различных длинах волн. Отметим, что мы не станем рассматривать, в результате какого набора процессов сформировались конкретный спектр $dV/d\ln r$ и конкретное значение m , как это было сделано в [3, 4]. Наша цель состоит в том, чтобы показать, как по измеренному набору значений η_σ , η_β , $S(\lambda_i)$, без решения задачи восстановления спектра, можно оценивать микроструктурные характеристики аэрозольных слоев.

Все расчеты, представленные в настоящей статье, проводились на основе теории Ми только для сферических частиц [5]. В разд. 1 для мономодального распределения проиллюстрирована зависимость от радиуса частиц η_σ , η_β , $S(\lambda_i)$. Во втором разделе исследуются закономерности их изменения для бимодального распределения. Подразд. 2.1 посвящен анализу влияния показателя преломления на значения лидарного отношения; подобный анализ для коэффициентов ослабления и обратного рассеяния был проведен нами в [6]. В подразд. 2.2 показано, каким образом связаны оптические коэффициенты и ключевые параметры функции распределения, определяющие модельный тип аэрозоля, – радиус мелких частиц и их вклад в объемную концентрацию частиц. В заключении подводятся итоги.

1. Мономодальное распределение частиц по размерам

Мы начнем наши расчеты для набора мономодальных распределений $dV/d\ln r$ с различными значениями среднегеометрического радиуса частиц,

$R \in [0,05; 5 \text{ мкм}]$, и различными значениями ширины моды [2, 7]: $\delta = 0,38$ (мелкие частицы для $R \leq 0,6 \text{ мкм}$) и $\delta = 0,75$ (крупные частицы для $R > 0,6 \text{ мкм}$). Поскольку η_β и S зависят не только от параметров функции распределения, но и от показателя преломления, расчеты коэффициентов проводились для трех значений $m_R = 1,4; 1,5; 1,6$ и двух значений $m_I = 0,003; 0,02$ (значения m_I взяты из [2] для сравнения). Отметим, что основные закономерности в [2] получены для эффективного радиуса частиц. Для сопоставления результатов укажем, что среднегеометрический R и эффективный R_{eff} радиусы частиц для распределения вида (4) линейно связаны между собой соотношением $R_{eff} = kR$, где коэффициент k зависит от δ : он равен 0,93 для $\delta = 0,38$ и 0,74 для $\delta = 0,75$.

На рис. 1 (см. вклейки) представлены зависимости от среднегеометрического радиуса параметров Ангстрема для коэффициента ослабления (рис. 1, а) и обратного рассеяния (рис. 1, б).

Отметим, что показаны только $\eta_\sigma 12 = \eta_\sigma(355/532)$, $\eta_\beta 12$ и $\eta_\sigma 23 = \eta_\sigma(532/1064)$, $\eta_\beta 23$; значения $\eta_\sigma(355/1064)$ и $\eta_\beta(355/1064)$, являющиеся промежуточными, здесь и в дальнейшем опущены. Рис. 1, в соответствует изменениям лидарного отношения для трех длин волн. Нам показалось целесообразным для S не переходить к параметрам Ангстрема, поскольку лидарное отношение само по себе является относительным (не зависящим от суммарной концентрации частиц) и информативным параметром. Согласно различным исследованиям (см., например, [8, 9]) значения $S(532) \in [15; 20 \text{ ср}]$ характерны для водных облаков, значения $S(532) \in [20; 30 \text{ ср}]$ для морского аэрозоля; значения $S(532) > 60 \text{ ср}$ указывают на наличие в спектре антропогенных частиц.

Анализ результатов показал следующее.

1. Возрастание m_I приводит к уменьшению значений $\eta_\sigma 12$ и $\eta_\sigma 23$ для мелких частиц в области $R < 0,25 \text{ мкм}$, но в целом параметры Ангстрема для $\sigma(\lambda_i, z)$ слабо зависят от показателя преломления (что согласуется с выводами авторов [2]).

2. Чувствительность $\eta_\beta 12$ и $\eta_\beta 23$ к показателю преломления проявляется при $R > R_*$. $R_* \in [0,1; 0,15 \text{ мкм}]$, зависит от m и совпадает со значением R , при котором $S(355)$ достигает максимума. Как и для η_σ , возрастание m_R приводит к увеличению значений $\eta_\beta 12$ и $\eta_\beta 23$, а возрастание m_I – к уменьшению.

3. Структура параметров η_β связана с изменениями лидарного отношения: для мелких частиц существует локальный максимум значений $S(\lambda_i)$, для крупных – минимум, причем их положение для меньшей длины волны соответствует меньшим значениям R . Наличие экстремумов обуславливает спектральный ход лидарного отношения: возрастание $S(\lambda_i)$ с ростом длины волны наблюдается в области значений R между максимумом $S(1064)$ (~ 0,3 мкм) и минимумом $S(355)$ (~ 2 мкм). Отметим, что возрастание мнимой части показателя преломления приводит к возрастанию $S(\lambda_i)$ до значений, выходящих за границы области изменения лидарного

отношения. Таким образом, если постулировать, что диапазон изменения $S(\lambda_i)$ ограничен (для любого λ_i $S(\lambda_i) \in [20; 120 \text{ ср}]$), то диапазон изменения m_I для конкретного значения m_R также должен быть ограничен.

Наименее значимая связь между спектральной изменчивостью оптических коэффициентов и параметрами $dV/d\ln r$ проявляется для ширины моды δ : ее увеличение (до 0,5 для мелких частиц и до 1,0 для крупных) приводит к сглаживанию значений η_σ , η_β , $S(\lambda_i)$ без смещения относительно R , поэтому в дальнейшем влияние параметра δ мы учитывать не будем.

2. Бимодальное распределение частиц по размерам

Функцию распределения по размерам для атмосферного аэрозоля редко можно описать только одной модой, поэтому закономерности, показанные на рис. 1, носят, скорее, качественный характер. Более реалистичным для описания распределения является бимодальное представление вида (4). Параметры $dV/d\ln r$ (согласно [2]) и значения показателя преломления, используемые в дальнейших расчетах, показаны в таблице.

Параметры бимодального распределения частиц по размерам, используемые при расчете кривых (см. рис. 2–5)

Параметр	Диапазон изменения	Шаг
Радиус частиц для МДФ, R_f (мкм)	0,05–0,25	0,01
Радиус частиц для ГДФ, R_c (мкм)	1,5–4,5	0,1
Ширина моды для МДФ, δ_f	0,38	–
Ширина моды для ГДФ, δ_c	0,75	–
Вклад МДФ в объемную концентрацию, V_f/V_t	0,1–0,9	0,1
Действительная часть показателя преломления, m_R	1,35–1,65	0,05
Мнимая часть показателя преломления, m_I	0,0001–0,1	0,0001 для [0,0001; 0,001] 0,001 для [0,001; 0,01] 0,01 для [0,01; 0,1]

Примечание. МДФ – мелкодисперсная, ГДФ – грубодисперсная фракции аэрозоля.

Границы изменения показателя преломления расширены, поскольку представленных в [2] значений m для исследования η_β и $S(\lambda_i)$ недостаточно.

2.1. Зависимость спектрального хода оптических коэффициентов от показателя преломления

На рис. 2 иллюстрируется изменение значений лидарного отношения в зависимости от действитель-

ной и мнимой частей показателя преломления для пяти значений V_f/V_t .

Расчеты проводились при фиксированных значениях параметров: $R_f = 0,15$ мкм, $\delta_f = 0,38$ и $R_c = 3,0$ мкм, $\delta_c = 0,75$. Анализ результатов позволил сделать следующие выводы.

1. Изменение лидарного отношения имеет монотонный характер. Для любой длины волны $S(\lambda_i)$ уменьшается с ростом m_R (m_I фиксировано) и увеличивается с ростом m_I (m_R фиксировано).

2. Существует некое, зависящее от m_R , значение m_I^* ($\sim 0,01$), выше которого лидарное отношение (особенно для 355 нм) начинает резко увеличиваться, переходя в область значений, не подтверждаемых никакими измерениями. Таким образом, верхняя граница изменения лидарного отношения дает верхнюю границу изменения m_I при фиксированном значении m_R . В общем случае $S(\lambda_i)$ убывает с ростом длины волны; только для $m_R = 1,4$, $m_I < m_I^*$ и $V_f/V_t = 0,1$ (левая часть рис. 2, см. вклейки) значения $S(\lambda_i)$ могут возрастать. Это согласуется со значениями параметров для моделей морского и «чистого» континентального аэрозолей, представленных в [10, 11].

3. Для 355 и 532 нм лидарное отношение убывает с уменьшением V_f/V_t (с ростом вклада крупных частиц); при $V_f/V_t = 0,1$ оно может принимать значения менее 20 ср, что дает нижнюю границу изменения m_I при фиксированном значении m_R . Для 1064 нм связь между $S(\lambda_i)$ и V_f/V_t не является однозначной.

Границы изменения m_I , полученные из условия ограниченности $S(\lambda_i)$ для любой λ_i при фиксированном значении m_R , представлены на рис. 3 для трех значений $V_f/V_t = 0,1, 0,5, 0,9$. Значения остальных параметров, определяющих $dV/d\ln r$, приведены в таблице. Рис. 3 (см. вклейки) показывает, что область изменения m_I смещается в область больших значений при возрастании m_R .

2.2. Зависимость спектрального хода оптических коэффициентов от параметров $dV/d\ln r$

Рассмотрим, как связаны спектральное поведение оптических коэффициентов и ключевые параметры $dV/d\ln r$, определяющие модельный тип аэрозоля, – среднегеометрический радиус мелких частиц R_f и доля их вклада в объемную концентрацию V_f/V_t . Для расчета зависимостей, представленных на рис. 4 (см. вклейки), фиксировался радиус крупных частиц ($R_c = 3,0$ мкм), и их вклад, таким образом, полностью определялся параметром V_f/V_t . Его численные значения, как и значения остальных параметров, используемых при моделировании распределений, представлены в таблице.

Расчеты проводились для следующего набора значений показателя преломления:

$$m = 1,40 + i [0,001; 0,01],$$

представлено среднее по 10 значениям,

$$m = 1,50 + i [0,006; 0,03],$$

по 7 значениям,

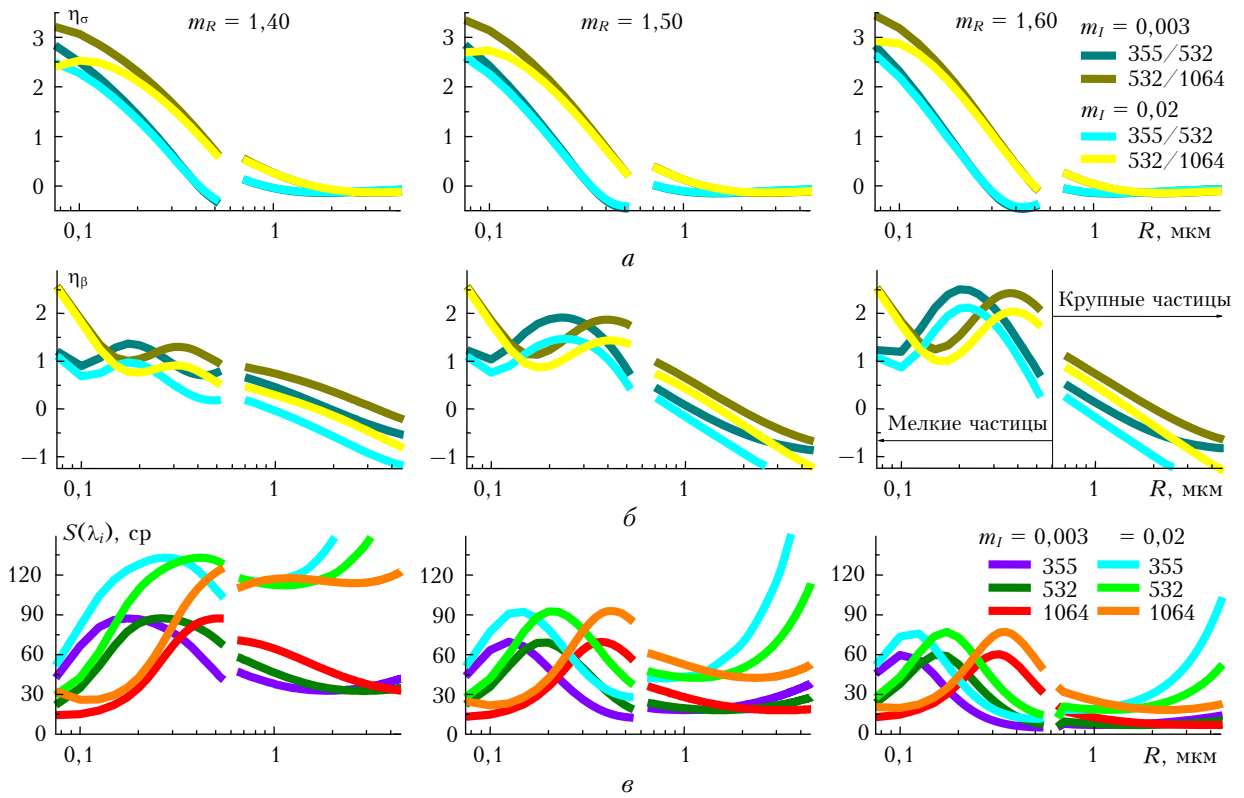


Рис. 1. Зависимость параметров Ангстрема для коэффициентов ослабления (*a*) и обратного рассеяния (*б*) и лидарного отношения (*ср*) (*в*) от радиуса частиц для мономодального распределения

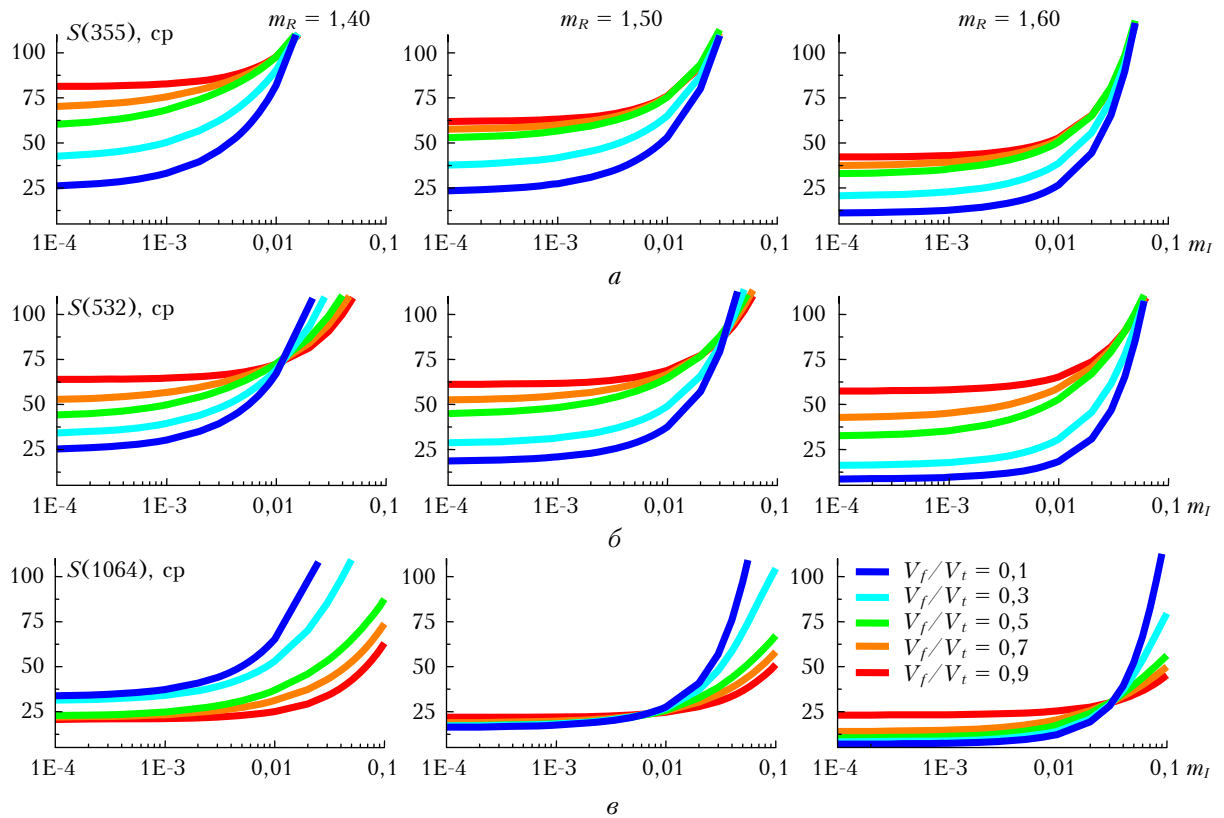


Рис. 2. Зависимость лидарного отношения для 355 (*a*), 532 (*б*) и 1064 нм (*в*) от действительной и мнимой частей показателя преломления для бимодального распределения

$$m = 1,60 + i [0,02; 0,04],$$

по 5 значениям.

Структуры рис. 4 и рис. 1 аналогичны. Анализ результатов показал следующее.

1. В зависимости от значений радиуса мелких частиц существуют две области изменения параметров Ангстрема η_σ , разделяемые значением R_σ , при котором $\eta_\sigma = \eta_\sigma 12 = \eta_\sigma 23$. Если определить коэффициент кривизны («curvature» в терминологии авторов [2]) соотношением $a_{2,\sigma} = \eta_\sigma 23 - \eta_\sigma 12$, то для $R < R_\sigma$ всегда $\eta_\sigma 12 > \eta_\sigma 23$ ($a_{2,\sigma} < 0$); для $R > R_\sigma$ $\eta_\sigma 12 < \eta_\sigma 23$ ($a_{2,\sigma} > 0$). Значение R_σ зависит от изменения параметра V_f/V_t : при возрастании вклада мелких частиц значение R_σ смещается в сторону меньших значений R_f .

2. Область изменения параметров Ангстрема η_β также разделена значением R_β , при котором $\eta_\beta = \eta_\beta 12 = \eta_\beta 23$. Значение R_β совпадает со значением R_* , при котором $S(355)$ достигает максимума (см. разд. 1). Ниже R_β значения η_β практически не зависят от показателя преломления, и $\eta_\beta 12 < \eta_\beta 23$ ($a_{2,\sigma} > 0$). Выше R_β значения η_β зависят от показателя преломления, $\eta_\beta 12 > \eta_\beta 23$ ($a_{2,\beta} < 0$). Самый интересный результат состоит в том, что значения R_β (в отличие от R_σ) не зависят от параметра V_f/V_t (исключая область $V_f/V_t < 0,3$). Этот вывод играет большую роль, поскольку только по значениям коэффициентов обратного рассеяния, без оценки показателя преломления и восстановления функции распределения, позволяет ограничить область изменения радиуса мелких частиц.

На рис. 5 (см. вклейки) представлены изменения R_σ , R_β и R_S в зависимости от V_f/V_t [R_S – точка пересечения $\eta_S 12$ и $\eta_S 23$; η_S – параметры Ангстрема для лидарного отношения, определенные согласно (3)].

Значения $R_i \equiv 0$ при $V_f/V_t < 0,3$ показывают, что в рассмотренном интервале значений R_f не существует точки пересечения функций $\eta_i 12$ и $\eta_i 23$ и коэффициент кривизны $a_{2,i}$ не меняет знак. Рис. 5 подтверждает, что указанные закономерности изменения спектрального хода оптических коэффициентов справедливы для всех моделей распределения частиц по размерам, определяемых набором параметров (см. таблицу).

А теперь покажем, каким образом эти закономерности могут быть использованы для обработки данных многочастотного зондирования. При интерпретации абсолютных значений параметров Ангстрема необходима определенная осторожность, поскольку различным распределениям $dV/d\ln r$ могут соответствовать близкие η_σ и η_β . Исключение составляют граничные значения: при $\eta_\sigma > 2$ в распределении преобладают мелкие частицы ($V_f/V_t > 0,8$); при $\eta_\sigma < 1$ и $\eta_\beta 23 < 0,5$ – крупные ($V_f/V_t < 0,2$). Для промежуточных значений параметров (от 1 до 2) однозначные результаты дает относительное изменение η_i – знак коэффициента кривизны $a_{2,i} = \eta_i 23 - \eta_i 12$ (см. рис. 4):

1. При значениях $a_{2,\beta} < 0$ всегда $R_f > R_* \in [0,1, 0,15 \text{ мкм}]$, причем значения R_f воз-

растают с уменьшением $a_{2,\beta}$. Если одновременно справедливо $a_{2,\sigma} < 0$, то $0,2 \leq V_f/V_t < 0,5$, т.е. в распределении преобладают крупные частицы.

2. Если, напротив, $a_{2,\beta} > 0$, то $R_f < R_*$ и значения R_f уменьшаются при возрастании $a_{2,\beta}$. Если одновременно $a_{2,\sigma} > 0$, то $0,5 \leq V_f/V_t < 0,8$ и в распределении преобладают мелкие частицы.

Заключение

В настоящей статье рассмотрены закономерности изменения, с одной стороны, спектрального поведения оптических коэффициентов, доступных при лидарном зондировании аэрозоля, и, с другой стороны, микрофизических характеристик аэрозольных частиц, описываемых комплексным показателем преломления и функцией распределения частиц по размерам. Закономерности были установлены на основе расчетов по теории Ми для мономодального (разд. 1) и бимодального (разд. 2) распределений. Расчеты показали, что параметры Ангстрема для коэффициента обратного рассеяния и лидарное отношение сильно зависят от показателя преломления. Оказалось, что если ограничить область изменения лидарного отношения подтвержденными экспериментальными значениями, то фиксированному значению m_R соответствует ограниченная область изменения m_I , смещающаяся в область больших значений m_I при возрастании m_R .

Было подтверждено, что параметры Ангстрема для коэффициента ослабления информативны относительно вклада в объемное распределение мелких частиц (параметр V_f/V_t) и слабо зависят от среднегеометрического радиуса мелких частиц (параметр R_f); этот вывод был сделан в работе [2] на основе аналогичных расчетов. Мы также показали, что параметры Ангстрема для коэффициента обратного рассеяния информативны относительно R_f и практически не зависят от V_f/V_t . Возрастание лидарного отношения с ростом длины волны может наблюдаться только для крупных частиц при $V_f/V_t < 0,2$ и значениях действительной части показателя преломления $\sim 1,40$. Это обусловлено убыванием $S(1064)$ и ростом $S(355)$, $S(532)$ при увеличении вклада мелких частиц в суммарный спектр.

Отметим, что практическое использование полученных закономерностей ни в коей мере не является альтернативой методам обращения оптических коэффициентов (см., например, [12, 13]), используемым для оценки показателя преломления и всех параметров, определяющих функцию распределения частиц по размерам. Результаты оценки микроструктурных характеристик аэрозольных слоев по набору значений η_σ , η_β , $S(\lambda_i)$, восстановленных из данных многочастотного зондирования лидаром «LOZA-S» [6], представлены в работе [14].

Автор выражает искреннюю признательность В.В. Веретенникову, чьи справедливые замечания помогли более четко и ясно представить результаты исследования.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 10-08-00347-а; Федерального

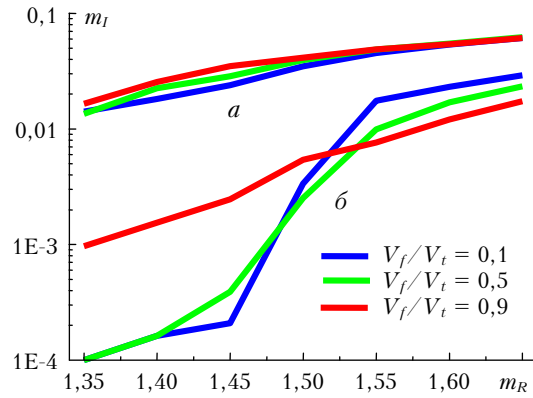


Рис. 3. Верхняя (а) и нижняя (б) границы изменения мнимой части показателя преломления в зависимости от действительной части показателя преломления для физически обоснованных значений лидарного отношения

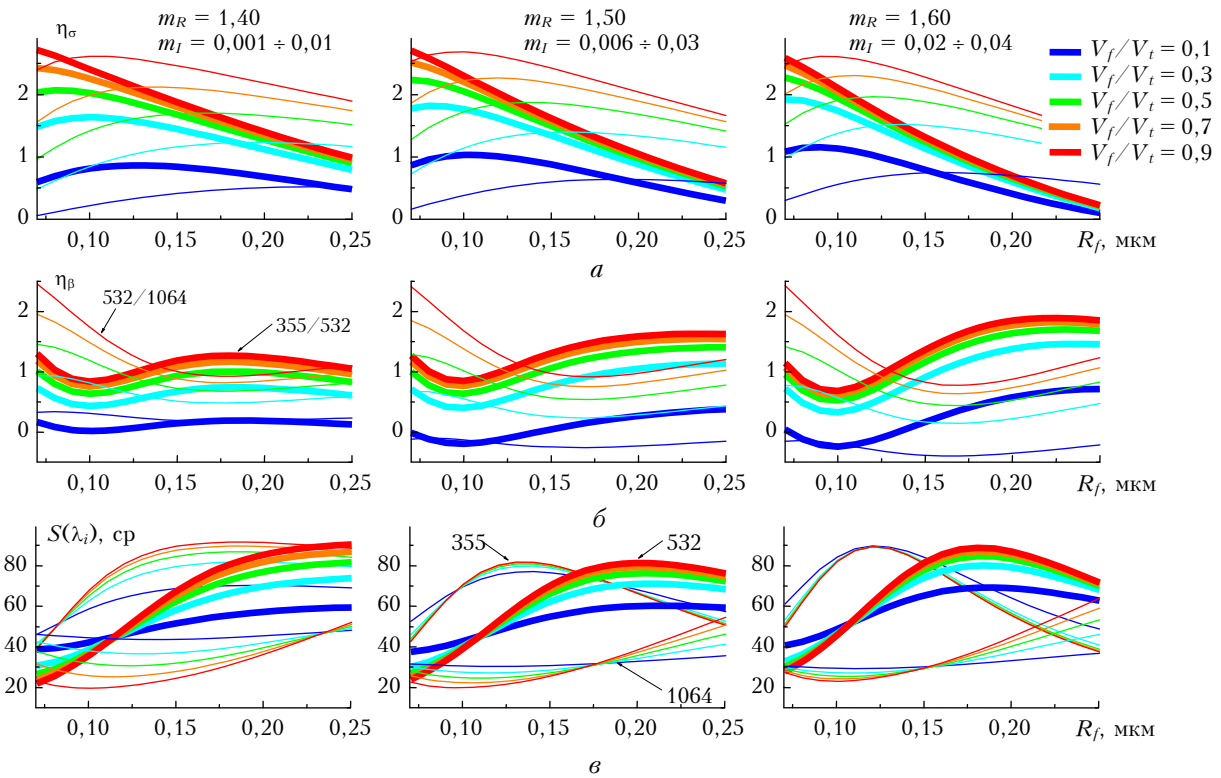


Рис. 4. Зависимость параметров Ангреста для коэффициентов ослабления (а) и обратного рассеяния (б) и лидарного отношения (в) от параметров бимодального распределения – среднегеометрического радиуса мелких частиц и их вклада в объемную концентрацию

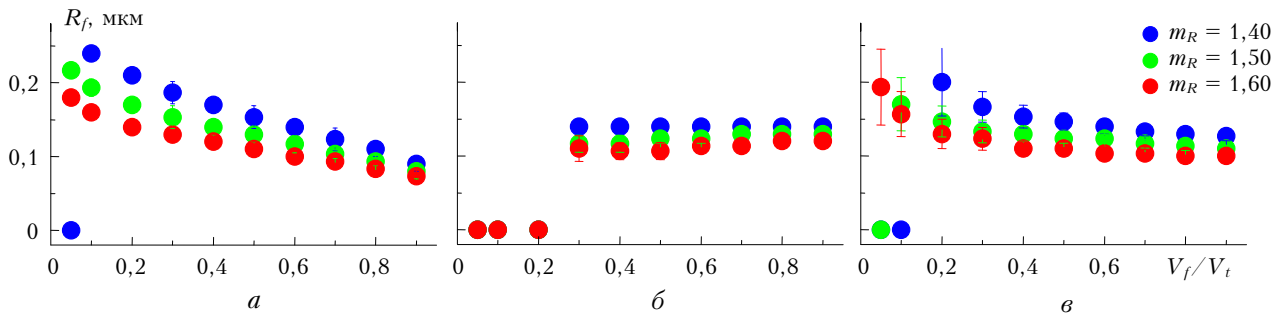


Рис. 5. Зависимость среднегеометрического радиуса мелких частиц от их вклада в объемную концентрацию; представлены значения R_f , при которых выполняются соотношения $\eta_i(355/532) = \eta_i(532/1064)$, где η_i – параметры Ангреста для коэффициентов ослабления (а) и обратного рассеяния (б) и лидарного отношения (в)

агентства по науке и инновациям ГК № 02.740.11.0674; интеграционного проекта СО РАН № 75 и проекта Президиума РАН № 4.1.

1. Ångström A. On the atmospheric transmission of Sun radiation and on dust in the air // Geogr. Ann. 1929. N 11. P. 156–166.
2. Schuster G.L., Dubovik O., Holben B.N. Angstrom exponent and bimodal aerosol size distribution // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. D07207, doi: 10.1029/2005JD006328.
3. Ackerman J. The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study // J. Atmos. Ocean. Technol. 1998. V. 15, N 4. P. 1043–1050.
4. Barnaba F., Gobbi G.P. Modeling the aerosol extinction versus backscatter for lidar applications: maritime and continental conditions // J. Atmos. Ocean. Technol. 2004. V. 21, N 3. P. 428–442.
5. Bohren F.C., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1983. 550 p.
6. Самойлова С.В., Балин Ю.С., Коханенко Г.П., Пеннер И.Э. Исследование вертикального распределения тропосферных аэрозольных слоев по данным многочастотного лазерного зондирования. Часть 1. Методы восстановления оптических параметров // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 4. С. 344–357.
7. Dubovik O., Holben B., Eck T.F., Smirnov A., Kaufman Y.J., King M.D., Tanre D., Slutsker I. Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations // J. Atmos. Sci. 2002. V. 59, N 3. P. 590–608.
8. Anderson T.L., Masonis S.J., Covert D.S., Charlson R.J., Rood M.J. In situ measurements of the aerosol extinction-to-backscatter ratio at a polluted continental site // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. D22, doi: 10.1029/2000JD900400. P. 26907–26915.
9. Müller D., Ansmann A., Mattis I., Tesche M., Wandinger U., Althausen D., Pisani G. Aerosol-type-dependent lidar ratios observed with Raman lidar // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D16202, doi: 10.1029/2006JD008292.
10. Omar A.H., Won J.-G., Winker D.M., Yoon S.-C., Dubovik O., McCormick M.P. Development of global aerosol models using cluster analysis of Aerosol Robotic Network (AERONET) measurements // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D10S14, doi: 10.1029/2004JD004874.
11. Omar A.H., Winker D.M., Vaughan M.A., Hu Y., Trepte Ch.H., Ferrare R.A., Lee K.-P., Hostetler Ch.A., Kittaka Ch., Rogers R.R., Kuehn R.E., Lie Zh. The CALIPSO automated aerosol classification and lidar ratio selection algorithm // J. Atmos. Ocean. Technol. 2009. V. 26, N 10. P. 1994–2014.
12. Müller D., Wandinger U., Ansmann A. Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: Theory // Appl. Opt. 1999. V. 38, N 12. P. 2346–2357.
13. Böckmann C., Mironova I., Müller D., Schneidembach L., Nessler R. Microphysical aerosol parameters from multiwavelength lidar // J. Opt. Soc. Amer. A. 2005. V. 22, N 3. P. 518–528.
14. Самойлова С.В., Балин Ю.С., Коханенко Г.П., Пеннер И.Э. Исследование вертикального распределения тропосферных аэрозольных слоев по данным многочастотного лазерного зондирования. Часть 3. Спектральные особенности вертикального распределения оптических характеристик аэрозоля // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 3 (в печати).

S.V. Samoilova. Spectral behavior of optical coefficients and microphysical characteristics of aerosol particles.

The peculiarities are considered of variations of the spectral behavior of the extinction and backscattering coefficients and lidar ratio (on the one hand), and microphysical characteristics of aerosol particles, represented by the complex refractive index and particle size distribution function (on the other hand). It is shown, based on Mie-theory calculations for mono- and bimodal distributions that the Ångström parameters for the extinction coefficients provide for information about the contribution of small particles V_f/V_t into the volume concentration, and weakly depend on the mean geometric radius of small particles R_f . On the contrary, the Ångström parameters for the backscattering coefficients provide for information about R_f and are practically independent of V_f/V_t . The lidar ratio and the Ångström parameters for the backscattering coefficient strongly depend on the real m_R and imaginary m_I parts of the refractive index. Restriction of the range of variations of the lidar ratio leads to restriction of the range of variations of m_I (m_R is fixed), which is shifted to the range of greater values m_I , when m_R increases. The increase of the lidar ratio with wavelength can be observed only for the large particles at $V_f/V_t < 0.2$ and the values of the real part of the refractive index ~ 1.40 .