

М. Бегханов, О. Курбанмурадов, В.Н. Лебединец, Г. Чопанов

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АЭРОЗОЛЬНОГО СОСТАВА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ 1. СЕДИМЕНТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

Дана общая постановка задачи расчета высотного хода концентрации первичных частиц космической пыли (микрометеоритов) разных масс в диффузионно-седиментационной модели, т. е. с учетом величины их притока, седиментации и турбулентного перемешивания атмосферы. Проведены численные расчеты для чисто седиментационной модели. Показано, что из всех микрометеоритов наибольший вклад в аэрозольное рассеяние излучения с длинами волн 0,1...0,5 мкм дают частицы с массами 10^{-16} ... 10^{-14} г. Однако создаваемая ими относительная замутненность атмосферы невелика: она не превосходит 2% от молекулярного рэлеевского рассеяния.

Введение

В [5, 8] было показано, что на высотах более 30 км источником аэрозолей являются твердые частицы межпланетной среды, которые постоянно влетают в атмосферу Земли. Характер взаимодействия с атмосферой зависит от начальной массы m , начальной скорости v , плотности ρ_a и других характеристик частиц. Минимальные зарегистрированные массы частиц $m \approx 10^{-17}$ г [12, 15, 16]. Верхний предел масс частиц практически отсутствует, так как вероятность встречи с Землей крупных частиц быстро убывает с ростом их массы: например, тела с массами $m > 10^3$ т встречаются с Землей один раз за несколько сотен лет.

Мелкие пылинки с массами m больше некоторой граничной величины m' практически полностью испаряются в процессе их торможения в атмосфере. Для частиц, близких по составу и плотности к наиболее распространенному типу каменных метеоритов — хондритов (или к кварцу), при средней внеатмосферной скорости частиц $v = 30$ км/с $m' \approx 10^{-8}$ г [7], а зависимость m' от v имеет вид $m' \sim v^{-9}$. Частицы с массами $m < m'$ расходуют свою начальную кинетическую энергию почти исключительно на тепловое излучение с поверхности и, затормозившись на высотах более 100 км, медленно оседают сквозь всю толщу атмосферы в виде микрометеоритов.

Концентрация паров метеорного вещества в верхней атмосфере определяется не только процессами испарения частиц космической пыли, но также диффузией, аэрономическими реакциями с участием атмосферных атомов, молекул, ионов и радикалов, конденсацией паров на капельках серной кислоты в стратосферном аэрозольном слое Юнге и др.

Полное решение задачи об аэрозольном составе верхней атмосферы с учетом всех этих факторов чрезвычайно сложно и может быть получено лишь методом последовательного построения более простых моделей, которые позволят оценить вклад различных процессов на разных высотах и в различных интервалах масс аэрозолей.

До настоящего времени были опубликованы данные о нескольких моделях аэрозолей в верхней атмосфере — как чисто эмпирических, основанных на обобщении данных измерений содержания аэрозолей в атмосфере [3, 4, 9, 18], так и полуэмпирических, учитывающих те или иные из указанных выше процессов [5, 11, 17, 19]. Ближе всего к модели, рассматриваемой в настоящей статье, седиментационная модель первичных частиц космической пыли В.Н. Лебединца 1976 г. [5], которая основывалась на имевшихся в то время данных о притоке космической пыли в атмосферу. В настоящее время эта модель может быть существенно уточнена и детализирована в связи с разработкой в [8] детальной модели притока частиц космической пыли в широком интервале масс 10^{-17} ... 10^4 г.

1. Диффузионно-седиментационная модель

Число аэрозолей в единице объема, имеющих радиусы от r до $r+dr$, $dC(r)$, выразим через спектральную функцию размеров частиц $n(r, z)$ с помощью уравнения

$$dC(r) = n(r, z) dr. \quad (1)$$

Спектральная функция $n(r, z)$ зависит от высоты z . Более слабой зависимостью от горизонтальных координат и от времени в первом приближении можно пренебречь при разработке некоторой усредненной стационарной модели.

В этом случае изменение $n(r, z)$ с высотой описывается уравнением

$$d\Phi/dz = 0, \quad (2)$$

где

$$\Phi(r, z) = -D_T(z) \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n}{H(z)} \right) - U_s(r, z) n(r, z) \quad (3)$$

– плотность потока аэрозолей; D_T – коэффициент турбулентной диффузии; $H(z)$ – высота однородной атмосферы; $U_s(r, z)$ – скорость седиментации аэрозолей.

Граничные условия зададим в виде

$$\left. \begin{aligned} \Phi(r, z) |_{z=z_{\max}} &= -\Phi_0(r) \\ n(r, z) |_{z=z_{\min}} &= n_0(r) \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где $\Phi_0(r)$ – плотность потока частиц космической пыли на границе атмосферы; $n_0(r)$ – концентрация аэрозолей на нижней границе рассматриваемого интервала высот.

Общее решение задачи (2)–(4) имеет вид

$$\begin{aligned} n(r, z) &= \exp \left\{ - \int_{z_{\min}}^z \left[\frac{1}{H(z')} + \frac{U_s(r, z')}{D_T(z')} \right] dz' \right\} \times \\ &\times \left[n_0(r) + \Phi_0(r) \int_{z_{\min}}^z \exp \left\{ + \int_{z_{\min}}^{z'} \left[\frac{1}{H(z'')} + \frac{U_s(r, z'')}{D_T(z'')} \right] dz'' \right\} \frac{dz'}{D_T(z')} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет сложный нелокальный (интегральный) характер зависимости от параметров атмосферы. Решение существенно упрощается для таких высот и размеров частиц, для которых характерное время седиментации

$$t_s = \frac{H}{U_s}, \quad (6)$$

много меньше характерного времени диффузии

$$t_D = \frac{H^2}{D_T}, \quad (6.1)$$

то есть

$$D_T(z) \ll U_s(r, z) H(z). \quad (7)$$

В этом случае можно пренебречь диффузией и учитывать только седиментацию, т.е.

$$\Phi(r, z) = -U_s(r, z) n(r, z). \quad (8)$$

Тогда уравнение (5) заменяется очень простым уравнением

$$n(r, z) = \frac{\Phi_0(r)}{U_s(r, z)}, \quad (9)$$

в котором зависимость $n(r, z)$ от параметров атмосферы носит локальный характер.

Условие (7) применимости решения (9) имеет качественный характер, для получения количественного условия необходимо сравнивать решения (5) и (9) между собой. При этом необходимо задаваться конкретными зависимостями $D_T(z)$, $H(z)$, $U_s(r, z)$, $\Phi_0(r)$, $n_0(r)$. Так как зависимость $D_T(z)$ может быть взята лишь из различных эмпирических моделей, полученная модель $n(r, z)$ становится полуэмпирической.

Скорость седиментации будем описывать уравнением Стокса с поправочным множителем [1, 10, 14].

$$U_s(r, z) = \frac{2}{9} \frac{\rho_a g r^2}{\eta} \left\{ 1 + \frac{l}{r} \left[1,257 + 0,4 \exp \left(-1,1 \frac{r}{l} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где g – ускорение силы тяжести; ρ_a – плотность вещества аэрозолей; l – длина свободного пробега молекул атмосферы и η – динамическая вязкость воздуха, которые рассчитываются с помощью уравнений

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} C_b(z) \pi Q_d^2}, \quad (11)$$

$$\eta = \frac{5 \sqrt{\pi m_b k T}}{16 \pi Q_d^3}, \quad (12)$$

Q_d – эффективное сечение диффузии атмосферных молекул; m_b – средняя масса молекул; $C_b(z)$ – концентрация молекул; T – температура атмосферы; k – постоянная Больцмана.

Весьма сложно априорное задание граничного условия на нижней границе рассматриваемого слоя атмосферы. Выберем $n_0(r) = 0$ на некоторой высоте z_{\min} , которая много ниже нижней границы рассматриваемого слоя атмосферы; в этом случае такое граничное условие практически не влияет на решение в интересующем нас интервале высот 30–100 км. Выбираем $z_{\min} = 20$ км.

Величина $\Phi_0(r)$ задается моделью притока космической пыли.

2. Модель притока космической пыли

На рис. 1 приведено взятое из [8] модельное интегральное распределение по массам усредненной плотности потока частиц космической пыли на границе земной атмосферы. Это распределение имеет сложную структуру, которую можно аппроксимировать в интересующем нас интервале масс $10^{-17} \dots 10^{-8}$ г четырьмя уравнениями типа

$$N(m) = N_{0i} \left(\frac{m}{m_{0i}} \right)^{1-S_i}, \quad \text{при } m_{0i} \leq m \leq m_{1i}, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (13)$$

Здесь $m_{01} = 10^{-17}$, $m_{11} = m_{02} = 10^{-16}$, $m_{12} = m_{03} = 10^{-15}$, $m_{13} = 10^{-11}$, $m_{04} = 10^{-11}$, $m_{14} = 10^{-8}$ г; $N_{01} = 1$, $N_{02} = 10^{-1}$, $N_{03} = 10^{-3}$, $N_{04} = 10^{-7.6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} (2\pi \text{ ср})^{-1}$, $S_1 = 2$, $S_2 = 3$, $S_3 = 5$, $S_4 = 1.6$.

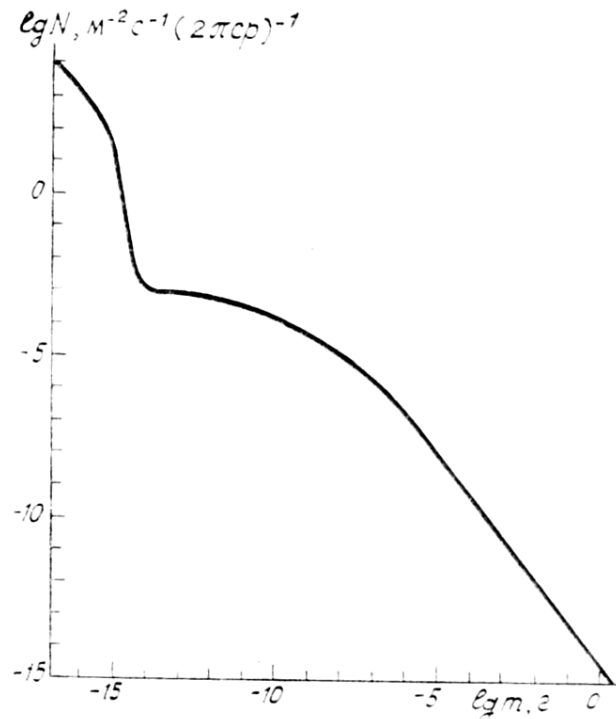


Рис. 1. Модель притока частиц космической пыли на границе атмосферы [8]

Как указывалось выше, частицы с массами $m > 10^{-8}$ г практически полностью испаряются в атмосфере. Притоком частиц с массами в интервале $10^{-14} \dots 10^{-11}$ г (которые выталкиваются из солнечной системы давлением солнечного излучения) можно пренебречь.

Вычислим приток массы Φ_{M_i} в каждом интервале масс частиц

$$\Phi_{M_i} = \int_{m_{0i}}^{m_{1i}} m \left(-\frac{dN}{dm} \right) dm = N_{0i} (S_i - 1) m_{0i} \int_{m_{0i}}^{m_{1i}} \left(\frac{m}{m_{0i}} \right)^{1-S_i} \frac{dm}{m_{0i}} =$$

$$\begin{cases} \Phi_{M_i} = N_{0i} m_{0i} \lg \left(\frac{m_{1i}}{m_{0i}} \right), & \text{при } i = 1, \\ \Phi_{M_i} = N_{0i} m_{0i} \frac{S_i - 1}{S_i - 2} \left[\left(\frac{m_{1i}}{m_{0i}} \right)^{2-S_i} - 1 \right], & \text{при } i = 2, 3, 4. \end{cases} \quad (14)$$

$$(14.1)$$

В таблице приведены значения Φ_{M_i} для четырех указанных выше интервалов масс частиц и соответствующие граничные значения радиусов частиц (считая их сферическими и принимая $\rho_a = 2,5 \text{ г см}^{-3}$).

Плотность потока метеорного вещества в разных интервалах масс m и радиусов r частиц

i	1	2	3	4	Остаток
m , г	$10^{-17} \dots 10^{-16}$	$10^{-16} \dots 10^{-15}$	$10^{-15} \dots 10^{-14}$	$10^{-11} \dots 10^{-8}$	10^{-8}
r , мкм	0,0098...0,021	0,021...0,045	0,045...0,097	0,98...9,8	9,8
Φ_{M_i} , $\text{г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($2\pi r^2$) ⁻¹	$2,3 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-17}$	$0,13 \cdot 10^{-17}$	$1,2 \cdot 10^{-17}$	$5 \cdot 10^{-17}$

3. Седиментационная модель

В верхней атмосфере для интересующего нас интервала радиусов частиц $r < 10$ мкм число Кнудсена

$$\text{Кп} = \frac{l}{r} \gg 1. \quad (15)$$

Тогда из уравнения (10) найдем приближенный вид зависимости от массы m скорости седиментации частиц в каждом из указанных выше интервалов масс

$$U_s(m) = U_s(m_{S_i}) \left(\frac{m}{m_{0i}} \right)^{1/3}. \quad (16)$$

Из уравнений (13) и (16) получим

$$n(m) = -\frac{1}{U_s(m)} \frac{dN}{dm} = n_{0i} \left(\frac{m}{m_{0i}} \right)^{1/3 - S_i}, \quad (17)$$

где

$$n_{0i} = n(m_{0i}) = \frac{N_{0i} (S_i - 1)}{m_{0i} U_s(m_{0i})}. \quad (18)$$

Спектральную функцию распределения радиусов частиц найдем из (17)–(18), учитывая, что

$$rn(r) = 3mn(m), \quad (19)$$

$$n(r) = \frac{3N_{0i} (S_i - 1)}{r_{0i} U_s(r_{0i})} \left(\frac{r}{r_{0i}} \right)^{3(1-S_i)}, \text{ при } r_{0i} \leq r \leq r_{1i}, \quad i = \overline{1,4}, \quad (20)$$

где r_{0i} и r_{1i} — радиусы частиц с массами m_{0i} и m_{1i} соответственно.

При $r \ll l$ зависимость скорости седиментации частиц от r и z приобретает вид

$$U_s(r, z) = U_0(z)r,$$

где

$$U_0(z) = 0,37 \frac{\rho_a g l}{\eta} = \frac{0,84 \rho_a g}{C_B(z) V \pi m_n \kappa T}. \quad (21)$$

4. Коэффициент аэрозольного рассеяния света

Для одиночной сферической частицы радиуса r с показателем преломления κ_a эффективное сечение рассеяния света можно записать в виде [2, 13]:

$$\sigma_1(r, \kappa_a, \lambda) = K(r, \kappa_a, \lambda) \pi r^2, \quad (22)$$

где κ_a — показатель преломления вещества частицы; λ — длина световой волны; $K(r, \kappa_a, \lambda)$ — фактор эффективности рассеяния света. $K(r, \kappa_a, \lambda)$ рассчитывается в рамках теории Ми [13] с помощью весьма громоздких уравнений. В нашем случае можно аппроксимировать $K(r, \kappa_a, \lambda)$ двумя довольно простыми уравнениями: при $x = \frac{2\pi r}{\lambda} \ll 1$ (рэлеевское рассеяние)

$$K(r, \kappa_a, \lambda) = K_1(x, \kappa_a) = \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{\kappa_a^2 - 1}{\kappa_a^2 + 2} \right)^2, \quad (23)$$

при $x \ll 1$ (крупные частицы)

$$K(r, \kappa_a, \lambda) = K_2(x, \kappa_a) = 2. \quad (24)$$

Для кварцевых частиц с $\kappa = 1,5$ уравнение (23) применимо при кварцевых $x \lesssim 1$, а уравнение (24) — при $x \gtrsim 10$, т.е. для длины волны $\lambda = 0,5$ мкм уравнение (23) применимо для интервалов размеров частиц $i = \overline{1,3}$, а уравнение (24) — для $i = 4$.

Для полидисперсных систем объемный коэффициент рассеяния света аэрозолями с радиусами от r_0 до r_1 найдем с помощью уравнения

$$\sigma_a = \int_{r_0}^{r_1} \sigma_1(r, \kappa_a, \lambda) n(r) dr = \int_{r_0}^{r_1} K(x, \kappa_a) \pi r^2 n(r) dr. \quad (25)$$

Если $n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-s}$ и имеет место рэлеевское рассеяние, то из (23) и (25) получим

$$\sigma_a = \frac{\sigma_1(r_0) n r_0}{7 - S} \left[\left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{7-S} - 1 \right], \quad (26)$$

где $\sigma_1(r_0)$ — эффективное сечение рассеяния света одиночной сферической частицей радиуса r_0

$$\sigma_1(r_0) = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{\kappa_a^2 - 1}{\kappa_a^2 + 2} \right)^2 \pi r_0. \quad (27)$$

Из (26) видно, что при $s < 7$ в объемный коэффициент рассеяния света основной вклад вносят крупные частицы; в этом случае можно приближенно записать

$$\sigma_a \approx \frac{\sigma_1(r_0) n_0 r_0}{7 - S} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{7-S} = \frac{\sigma_1(r_1) n_1 r_1}{7 - S}. \quad (28)$$

При $s > 7$ из (26) получим

$$\sigma_a \approx \frac{\sigma_1(r_0) n_0 r_0}{S-7}. \quad (29)$$

Рассмотрим вклад в объемный коэффициент аэрозольного рассеяния света каждого из выделенных нами четырех интервалов размеров частиц. При $i = (1, 2, 3)$ $x < 1$ и $s < 7$. Перепишем (20) в виде

$$n(r) = n(r_{0i}) \left(\frac{r}{r_{0i}} \right)^{3(1-S_i)}, \quad (30)$$

где

$$n(r_{0i}) = \frac{3N_{0i}(S_i-1)}{r_{0i}U_s(r_{0i})}. \quad (31)$$

Тогда вместо (26) при $n(r) \sim \left(\frac{r}{r_{0i}} \right)^{3(1-S_i)}$, т.е. при $-S = 3(1-S_i)$ получим

$$\sigma_{ai} = \frac{\sigma_1(r_{0i}) n(r_{0i}) r_{0i}}{10-3S_i} \left[\left(\frac{r_{1i}}{r_{0i}} \right)^{10-3S_i} - 1 \right], \quad (32)$$

где σ_{ai} — вклад в объемный коэффициент рассеяния света частиц i -го интервала радиусов.

Подставляя численные значения $S_1 = 2$, $S_2 = 3$, $S_3 = 5$, $\frac{r_{1i}}{r_{0i}} = 10$, из (32) получим

$$\sigma_{a1} = \frac{\sigma_1(r_{11}) n(r_{11}) r_{11}}{4}, \quad (33)$$

$$\sigma_{a2} = \frac{\sigma_1(r_{12}) n(r_{12}) r_{12}}{1}, \quad (34)$$

$$\sigma_{a3} = \frac{\sigma_1(r_{13}) n(r_{13}) r_{13}}{5}. \quad (35)$$

Для четвертого интервала размеров частиц $I = 4$ из (24) и (25) получим

$$\sigma_{a4} = \int_{r_{04}}^{r_{14}} 2\pi r^2 n(r_{04}) \left(\frac{r}{r_{04}} \right)^{3(1-S_4)} dr = \frac{\sigma_1(r_{14}) n(r_{14}) r_{14}}{3(2-S_4)}, \quad (36)$$

где

$$\sigma_1(r_{14}) = 2\pi r_{14}^2, \quad (37)$$

и, с учетом только седиментации таких крупных частиц,

$$n(r_{14}) = \frac{3N_{04}(S_4-1)}{r_{04}U_s(r_{04})}. \quad (38)$$

5. Результаты численных расчетов седиментационной модели

На рис. 2, 3 приведена абсолютная концентрация первичных частиц космической пыли (микрометеороидов) разных масс на различных высотах в верхней атмосфере.

На рис. 4 приведен вклад частиц разных масс в аэрозольный коэффициент рассеяния излучения трех различных длин волн на высоте $z = 100$ км (в седиментационной модели относительное распределение вклада частиц разных масс в интервале высот 30...100 км не зависит от высоты). На рис. 5 приведен высотный ход коэффициента замутненности атмосферы (т. е. отношения объемного коэффициента аэрозольного рассеяния света σ_a к коэффициенту рэлеевского рассеяния света молекулами воздуха σ_b для трех длин волн.

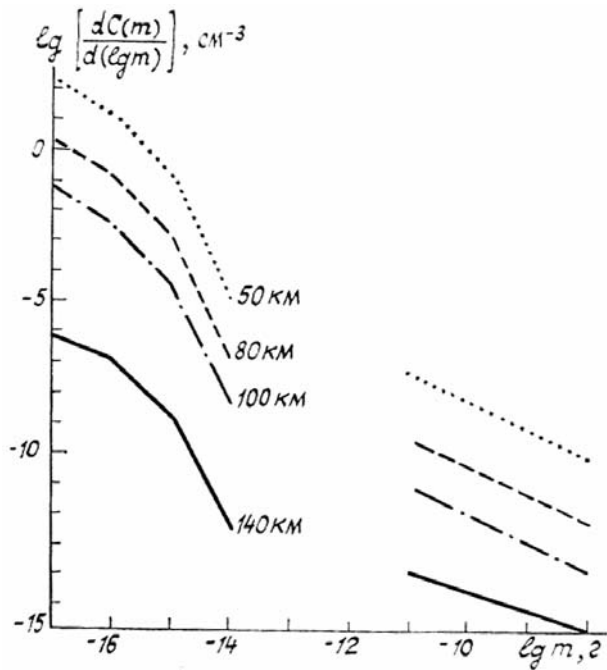


Рис. 2. Концентрация микрометеоритов разных масс на высотах 50, 80, 100 и 140 км

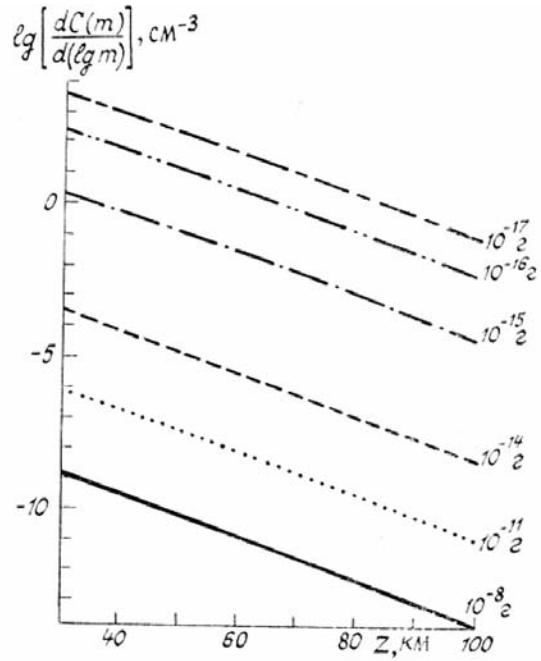


Рис. 3. Зависимость от высоты концентрации микрометеоритов с массами 10^{-17} , 10^{-16} , 10^{-15} , 10^{-14} , 10^{-11} и 10^{-8}

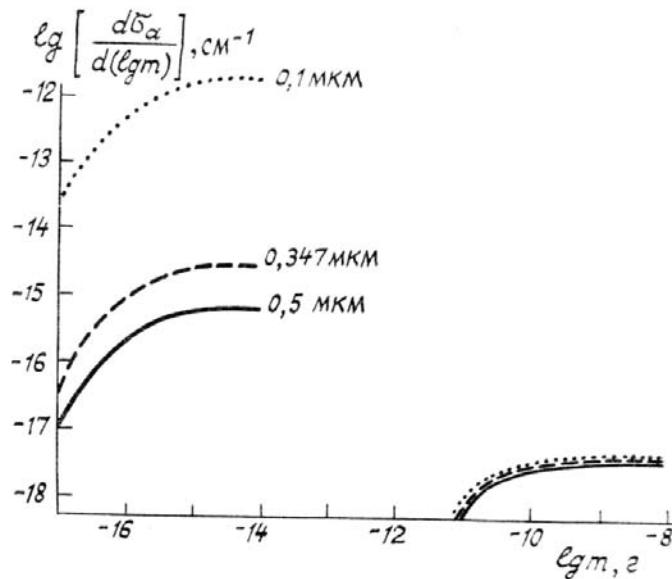


Рис. 4. Вклад микрометеоритов разных масс в аэрозольный коэффициент рассеяния излучения с длинами волн 0,1 (точки); 0,347 (штриховая) и 0,5 мкм (сплошная кривая) на высоте $z = 100$ км

Как видно из рис. 4, основной вклад в аэрозольное рассеяние излучения в интервале длин волн 0,1...0,5 мкм дают очень мелкие микрометеориты с массами 10^{-16} ... 10^{-14} г, вклад более крупных микрометеоритов с массами более 10^{-11} г относительно очень мал и быстро убывает с уменьшением длины световой волны. В [6, 8] было показано, что именно этим объясняется обнаруженное в ряде космических экспериментов явление ультрафиолетового избытка яркости зодиакального света.

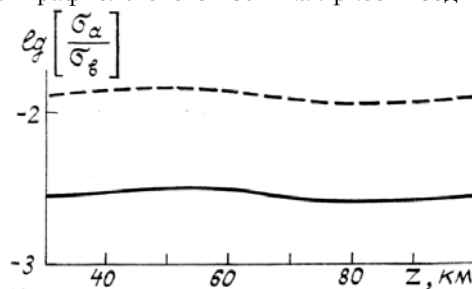


Рис. 5. Высотный ход коэффициента относительной замутненности атмосферы для излучения длин волн 0,1 (штриховая); 0,347 и 0,5 мкм (сплошная кривая)

Первичные частицы создают лишь небольшую относительную замутненность атмосферы, что вполне естественно, так как среди них практически отсутствуют наиболее эффективно рассеивающие свет частицы с массами 10^{-14} ... 10^{-11} г. Такие аэрозоли могут быть лишь продуктами конденсации и коагуляции метеорного вещества в атмосфере.

1. Волощук В. М., Седунов Ю. С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. Л.: Гидрометеоздат, 1975. 390 с.
2. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
3. Зуев В. Е., Креков Г. М. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 2. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
4. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы М.: Наука, 1981. 103 с.
5. Лебединец В. Н. //Труды ИЭМ, 1976. Вып. 4(61). С. 46–84.
6. Лебединец В. Н. //Астрон. вестник. 1979. Т. 13. № 3. С. 160–168.
7. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 250 с.
8. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 272 с.
9. Микиров А. Е., Смеркалов В. А. Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 208 с.
10. Райст П. Аэрозоли. М.: Мир, 1987. 278 с.
11. Розенберг Г. В. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 6. С. 609–622.
12. Симпсон Ж. Д. А., Сагдеев Р. З., Туззолино Э. Д. и др. //Письма в Астрон. ж. 1986. Т. 12. № 8. С. 639–646.
13. Хюлст ван де Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
14. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. М.: Мир, 1965. 424 с.
15. Beatty J. K. //Sky and Telescope. 1986. V. 71. № 5. P. 438–443.
16. Hemenway C. L., Hallgren D. S., Tackett C. D. //Space Res. 1975. V. 15. P. 541–547.
17. Hunten D. M., Turco R. P., Toon O. B. //J. Atm. Sci. 1980. V. 37. № 6. P. 1342–1357.
18. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selby W. O. et al. Optical properties of the atmosphere (revised). Report AFCRL, Bedford. 1971. 98 p.
19. Turco R. P., Toon O. B., Hamil P. et al. //J. Atm. Sci. 1979. V. 36. P. 699–717.

Физико-технический институт АН ТССР
Институт экспериментальной метеорологии Госкомгидромета СССР

Поступила в редакцию
8 августа 1989 г.

M. Begkhanov, O. Kurbanmuradov, V.N. Lebedinets, G. Chohanov. **Semiempirical Models of the Upper atmospheric Aerosol Composition Part 1. Sedimentation Model.**

General statement of the problem on calculating the altitude distribution of the initial cosmic dust particles (micrometeorites) number density is given within the framework of the diffusion-sedimentation model, i. e. taking into account the inflow and sedimentation of particles of different masses and the turbulent mixing of the atmosphere as well. The calculational results obtained using purely sedimentational model are presented. It is shown that particles with masses of 10^{-16} g to 10^{-14} g make the main contribution to the scattering of light with the wavelengths 0.1 to 0.5 μm . However the relative turbidity of the atmosphere produced by these particles is not large and does not exceed 2% of the Rayleigh scattering value.