

Р.Ф. Рахимов

МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПОСТВУЛКАНИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТРАТОСФЕРНОГО СЛОЯ

Обсуждается методика численного моделирования изменчивости оптико-локационных характеристик стратосферного аэрозоля в процессе поствулканической релаксации слоя. Представлены модельные оценки совместного влияния на оптические свойства фактора гравитационного оседания и макротурбулентного расплывания эруптивного облака.

Эмпирические данные [1–4] о пространственно-временном тренде интегральных параметров дисперсной структуры стратосферного аэрозольного слоя (САС) в [5] апробированы в качестве исходных расчетной оптической модели. Основное внимание при этом было уделено анализу влияния фактора гравитационного расслоения профилей интегральных признаков по высоте. Следуя эмпирическим данным, показывающим на различие темпа деградации счетной и объемной концентраций аэрозольных частиц, в процессе поствулканической релаксации слоя из возмущенного состояния в равновесное, в расчетах, косвенно, были также учтены внутренние (кинетические) изменения спектра размеров.

Предложенная в [5] оптическая модель САС, обладая определенными преимуществами перед другими (являясь, по существу, динамической версией), не лишена и некоторых методических издержек. В настоящей статье в дополнение к ранее полученным результатам на основе численных модельных оценок анализируется изменчивость оптико-локационных характеристик САС с учетом макротурбулентного расплывания эруптивного облака по вертикали.

Методика фракционного моделирования дисперсного состава атмосферной дымки, используемая здесь, достаточно подробно изложена в предыдущих работах [5–7]. Как и ранее, пространственные деформации спектра размеров аэрозольных частиц оцениваются через динамику изменения интегральных параметров: счетной концентрации частиц i -й фракции $N_i(z, t)$, их суммарной поверхности $S_i(z, t)$ и объема $V_i(z, t)$.

Исходной математической основой модели является уравнение макротурбулентной диффузии аэрозольных частиц в стратосферном слое [8]:

$$\frac{\partial N_i(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [W_{in}(z, t) \cdot N_i(z, t)] = \frac{\partial}{\partial z} D(z, t) \frac{\partial N_i(z, t)}{\partial z}, \quad (1)$$

где $W_{in}(z, t)$ – скорости вертикального движения частиц i -й фракции, оцениваемых соответственно по значению модального радиуса R_i логнормальной функции плотности распределения счетной концентрации $n_i(R)$; $D(z, t)$ – коэффициент турбулентной диффузии, согласно [8], в пределах нижней и средней стратосферы слабо зависит от высоты. Значения D с учетом сезонных вариаций лежат в интервале $0,1–0,6 \text{ м}^2/\text{с}$ [9].

Вертикальная составляющая скорости регулярного движения аэрозолей в общем случае складывается аддитивно из скорости гравитационного оседания и средних ветровых потоков. Последняя компонента в стратосфере незначительна по величине и за большие промежутки времени практически может быть приравнена нулю. Скорость гравитационного оседания частиц вследствие достаточно широкого интервала изменения числа Кнудсена определяется формулой Стокса – Канингема:

$$W_c = \frac{2\rho g R^2}{9\eta} (1 + C_{ki} Kn), \quad (2)$$

где R – радиус частицы; g – ускорение свободного падения; ρ – плотность аэрозольного вещества; η – динамическая вязкость воздуха; C_{ki} – средневзвешенное по спектру размеров частиц i -й фракции значение поправки Канингема:

$$C_{ki} = 1,257 + 0,40 \exp(-1,10/Kn), \quad (2a)$$

$Kn = l/R$ – число Кнудсена; l – средняя длина свободного пробега «молекул» воздуха.

Полагая длину свободного пробега «молекул» воздуха изменяющейся по барометрическому закону с постоянной по высоте температурой T , для вертикальной скорости W_c можно использовать следующее обобщение:

$$W_c = -\frac{2\rho g R^2}{9\eta} - \frac{2\rho g R}{9\eta} C_{\kappa t} l_0 \exp\left(\frac{mgz}{k_B T}\right) = -A - B \exp(\gamma z), \quad (3)$$

где m — масса «молекул» воздуха; k_B — постоянная Больцмана; l_0 — длина свободного пробега «молекул» при нормальных условиях.

Решение (1) с граничными условиями

$$N_i(z, t) |_{t=0} = N_{i0} \delta(z - z_0), \quad (4)$$

и

$$N_i(z, t) |_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad (5)$$

может быть представлено в виде [8]

$$N_i(z', t) = \frac{I(t)}{\sqrt{4\pi D \int_0^t I^2(\tau) d\tau}} \exp\left\{-\frac{z'^2 I^2(t)}{4D \int_0^t I^2(\tau) d\tau}\right\}, \quad (6)$$

где

$$z' = z - z_0(t); \quad (7)$$

$$z_0(t) = z_0 - At - \gamma^{-1} \ln[1 + A^{-1} B \exp(\gamma z_0)] [1 - \exp(-\gamma At)]; \quad (8)$$

z_0 — начальная высота выброса;

$$I(t) = \exp\left\{\int_0^t B \gamma \exp[\gamma z_0(\tau)] d\tau\right\}. \quad (9)$$

В таблице приведены вычисленные по формулам (2), (2 а) значения $W_c(R)$, согласно которым величина W_c для частиц грубодисперсной фракции (5–6 колонки) превышает более чем в сто раз аналогичные значения для частиц аккумулятивной фракции (3–4 колонки) и более чем в тысячу раз для фотохимической фракции (1–2 колонки)

R , мкм	W_c , м/с	R , мкм	W_c , м/с	R , мкм	W_c , м/с
0.027	2.0E—6*	0.340	8.2E—5	1.887	2.1E—3
0.067	6.2E—6	0.742	3.5E—4	3.425	6.8E—3
0.106	1.2E—5	1.097	7.3E—4	4.615	1.2E—2

*2,1E—6 здесь и далее обозначает $2.1 \cdot 10^{-6}$.

Поэтому в модели при анализе эффекта гравитационного оседания аэрозолей рассмотрены деформации $n(R, z, t)$ не только первого порядка, связанные с расслоением профилей интегральных признаков между фракциями, но и второго, обусловленные расслоением моментов спектра внутри каждой отдельно взятой фракции, т.е. $N_i(z, t)$, $S_i(z, t)$, $V_i(z, t)$.

Очевидно, что аналогичные (1) уравнения с соответствующими граничными условиями могут быть записаны и для следующих моментов спектра $S_i(z, t)$, $V_i(z, t)$. Однако поскольку $R_{iv} > R_{is} > R_{in}$, то различаются и средние значения скорости стоксовского оседания частиц $W_{iv} > W_{is} > W_{in}$, определяющие решение (1)–(9) и в конечном итоге пространственное перераспределение моментов спектра $N_i(z, t)$, $S_i(z, t)$ и $V_i(z, t)$.

Поскольку физико-химический состав эруптивного облака имеет сложную природу, на основе модели (1)–(9) совместно прогнозировались профили интегральных признаков одновременно для шести подфракций аэрозоля (по три в интервале размеров аккумулятивной и грубодисперсной фракций, которые в дальнейшем аддитивно смешивались соответственно в две основные). При этом исходные значения интегральных признаков выбраны так, чтобы значения модальных радиусов подфракций были равномерно разнесены в интервале 0,05–5,0 мкм. Таким образом, варьируя весовое содержание каждой подфракции, можно моделировать процесс рассеяния эруптивного облака со сложным распределением частиц по спектру размеров.

Далее, при макротурбулентном расплывании облака из локализованной области происходит смешение «аномальных» частиц с фоновыми, что также учитывалось в модели аддитивным сложением рассчитываемых на основе (1)–(9) значений интегральных признаков со значениями фоновой модели. При определении фоновых слагаемых использованы обобщенные эмпирические данные, апробированные ранее в [5] в качестве исходных профилей спектра размеров САС при построении фоновой оптической модели.

И наконец, в рамках гипотезы аддитивного смешения в численной модели предполагается наличие одновременно нескольких уровней первоначальной локализации эруптивного облака, причем с возможной одновременностью начала процессов на разных высотах.

В расчетах рассмотрен интервал высот 12–29 км, как наиболее характерный для вулканических выбросов. Значения основных параметров задачи с учетом справочных данных выбраны следующими: $T = 240^\circ\text{K}$; $\eta = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$; $l_0 = 5,3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $\rho = 2,3 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$.

Представленные на рис. 1, 2 результаты иллюстрируют деформации, возникающие в спектре размеров частиц аккумулятивной и грубодисперсной фракций стратосферного аэрозоля в течение 210 суток, при эволюции двух пиков повышенной концентрации, первоначально локализованных на высотах 21 и 26 км.

Расчеты показывают, что фактор гравитационного оседания не играет столь существенную роль в деформациях спектра размеров частиц аккумулятивной фракции (рис. 1), как это можно видеть из рис. 2 для грубодисперсной. Все наиболее существенные особенности изменения спектра размеров аккумулятивной фракции в значительной степени предопределяются процессом взаимного смешения фоновых и «аномальных» частиц. При этом необходимо подчеркнуть, что в расчетах рассматривалась ситуация, когда аэрозоли разной начальной локализации по дисперсному составу предполагались родственными, т. е. начальный спектр аккумулятивной (грубодисперсной тоже) фракции выброса на высоте 21 и 28 км качественно совпадали.

В интервале высот повышенной концентрации «аномальных» частиц 20–22 км и 25–37 км (рис. 1, а) модальный размер частиц аккумулятивной фракции на начальных этапах близок к исходному и по мере расплывания под воздействием процесса макротурбулентной диффузии, локальных аномалий по высоте, постепенно приближается к фоновому значению. Расчеты показывают также, что для частиц аккумулятивной фракции более характерно целостное оседание слоя с повышенной концентрацией, что рельефно проявляется при анализе изменения параметров спектра размеров в интервале высот 14–18 км (рис. 1, а, в). Одновременно по мере развития процесса на высотах $z > 24$ км наблюдается заметное сужение спектра размеров (рис. 1, б).

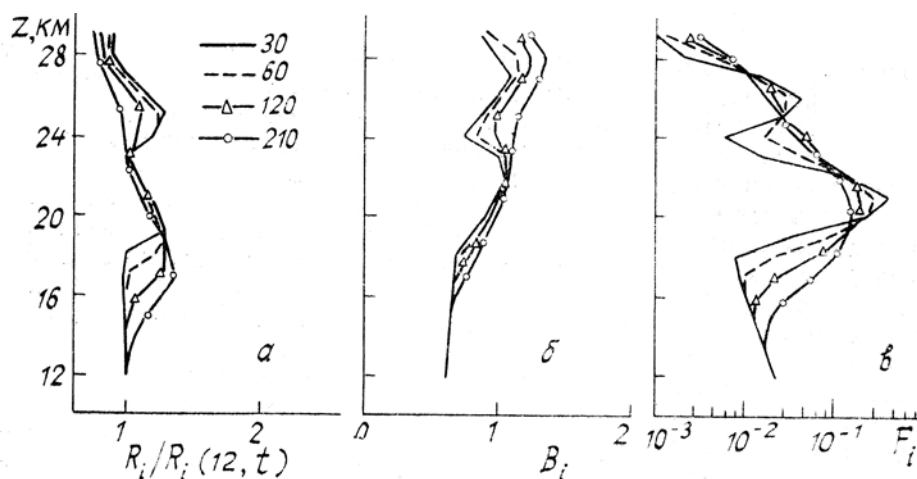


Рис. 1. Динамика изменения параметров спектра размеров аккумулятивной фракции САС: а) относительного размера частиц $R_i/R_i(12, t)$, цифрами указано текущее время процесса $t = 30; 60; 120; 210$ суток; б) параметра дисперсности b_i ; в) параметра F_i [7]

При слабом турбулентном перемешивании $D = 0,125 \text{ м}^2/\text{с}$ аномалия высокой концентрации частиц аккумулятивной фракции может сохраняться в течение двух и более лет (рис. 1, в, 3, в), тогда как для грубодисперсных (рис. 2, в) слой деградирует в течение полугода.

В случае эволюции слоя грубодисперсных частиц расчеты указывают на возможное формирование аэрозольных слоев (рис. 2, б, высота 2–18 км, расчетные данные для $t = 60$ суток) с достаточно узким спектром распределения данного сорта частиц (эффект монодисперсизации), которые на последующих этапах процесса могут постепенно размываться.

Естественно столь сложные и неоднозначные изменения спектра размеров частиц САС не могут не иметь своих проявлений в изменении оптико-локационных свойств стратификации.

На основе полученных данных о деформациях спектра размеров САС (рис. 1, 2) были рассчитаны профили коэффициента ослабления β_t , км^{-1} , лидарного отношения $L_r = \beta_\pi/\beta_t$, (где объемный коэффициент обратного рассеяния [5]) и показателя Ангстрема ν в степенной аппроксимации спектральной зависимости;

$$\beta_t(\lambda) = \beta_{t0}(\lambda/\lambda_0)^{-\nu}. \quad (10)$$

Оценки представлены соответственно на рис. 4–7 для длин волн лазерного зондирования $\lambda = 0,53$; 0,6943; 1,06; 10,6 мкм. Сопоставление расчетных данных (рис. 1, в, 2, в и рис. 4, а, 5, а) показывает, что высотно-временное изменение коэффициента ослабления в видимом диапазоне длин волн оптического излучения определяется в первую очередь развитием структуры аккумулятивной фракции. Обращает на себя внимание существенно нерегулярное изменение по высоте величины лидарного отношения (рис. 4, б, 5, б). В то же время профили локационных характеристик в ИК-диапазоне ($\lambda = 10,6$ мкм), представленные на рис. 7, а, ближе по форме к профилям распределения грубодисперсной фракции (рис. 2, в).

Расчеты показывают, что при двукратном увеличении мощности выброса грубодисперсной фракции оптические свойства стратосферных аэрозолей на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм формируются на паритетных вкладах свойствами обеих фракций.

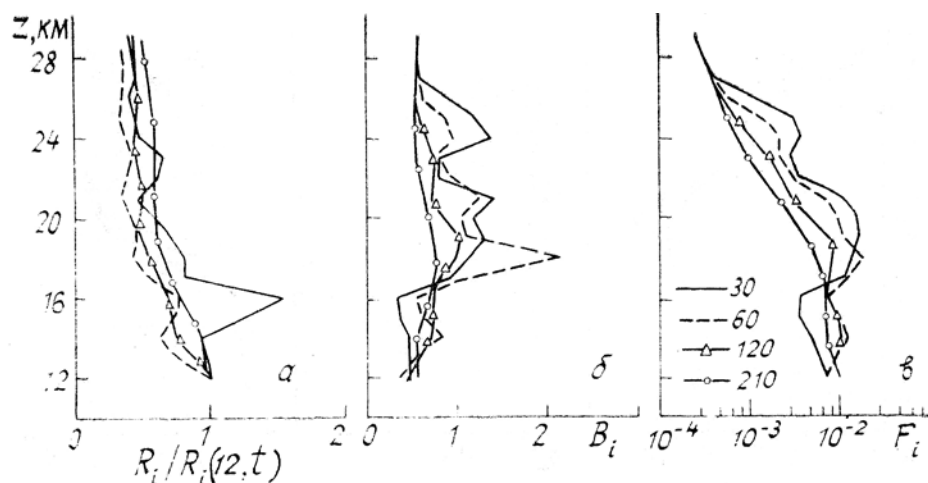


Рис. 2. Динамика изменения параметров размеров грубодисперсной фракции САС; анализируемые характеристики те же, что и на рис. 1

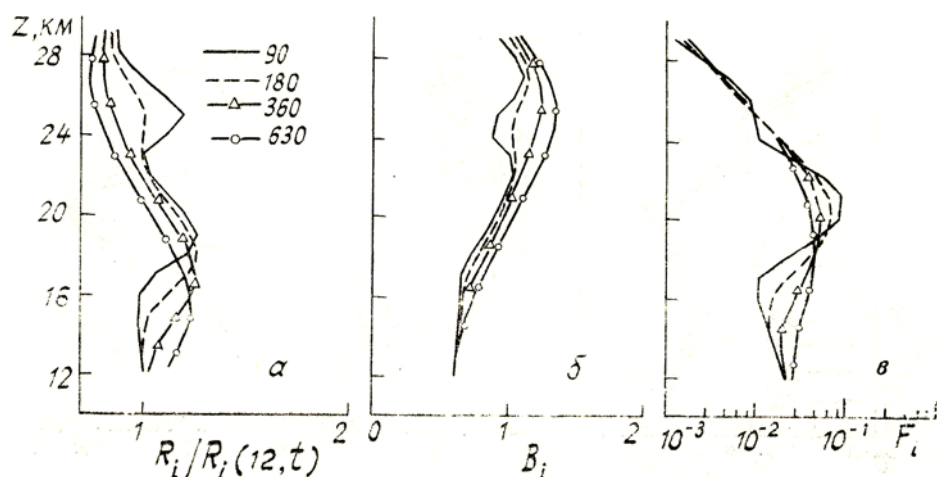


Рис. 3. Изменение параметров спектра размеров аккумулятивной фракции САС в течение 630 суток

Очевидно, что результаты моделирования существенно зависят не только от конкретной мощности выброса и физико-химических свойств структурных элементов (плотности веществ, весовых пропорций между фракциями), но и интенсивности турбулентного перемешивания. Анализ влияния указанных факторов предполагает достаточно объемное исследование, превосходящее возможности представления результатов в рамках начальной публикации методики.

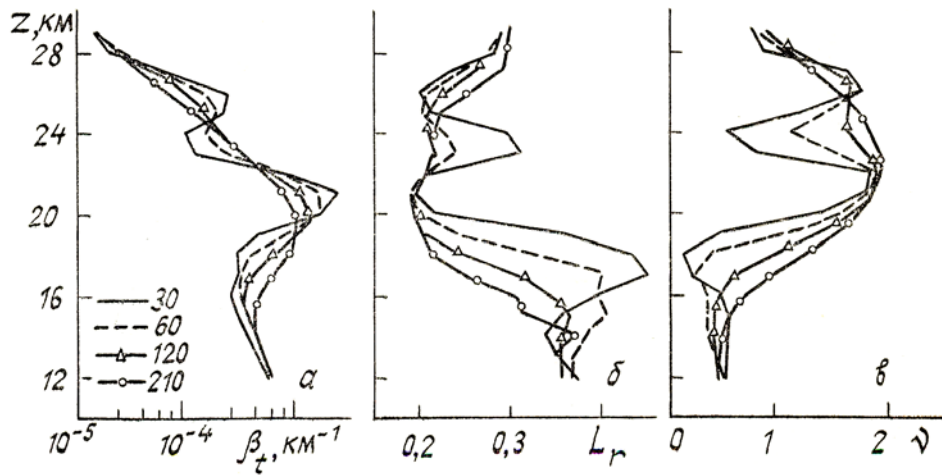


Рис. 4. Трансформация вертикальных профилей параметров аэрозольного светорассеяния для длины волны $\lambda = 0,53$ мкм: a – коэффициент ослабления β_t , км^{-1} ; b – лидарного отношения; v – показателя Ангрстрема v . Анализируемый временной интервал тот же, что и на рис. 1

Наполнение оптической модели САС содержанием, учитывая широкое многообразие вариантов моделируемого процесса, по-видимому, целесообразнее проводить по мере возникновения практических потребностей.

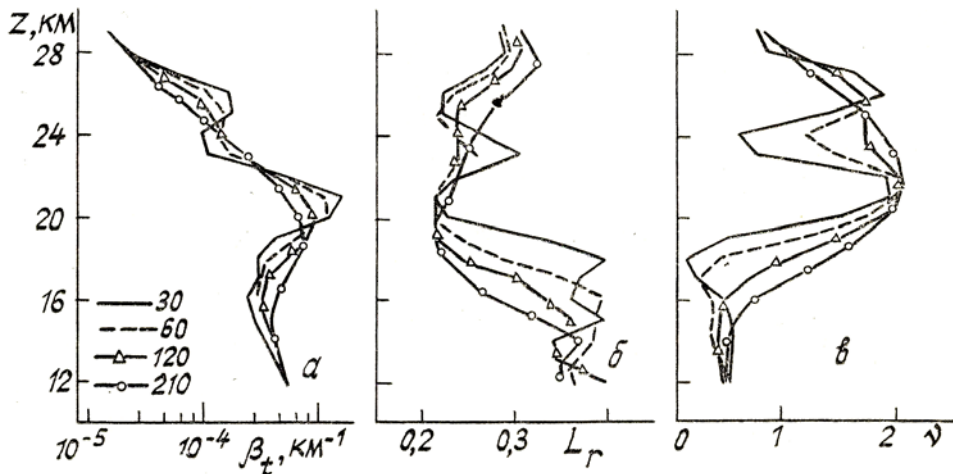


Рис. 5. Трансформация вертикальных профилей параметров аэрозольного светорассеяния для длины волны $\lambda = 0,6943$ мкм. Содержание рисунка аналогично рис. 4

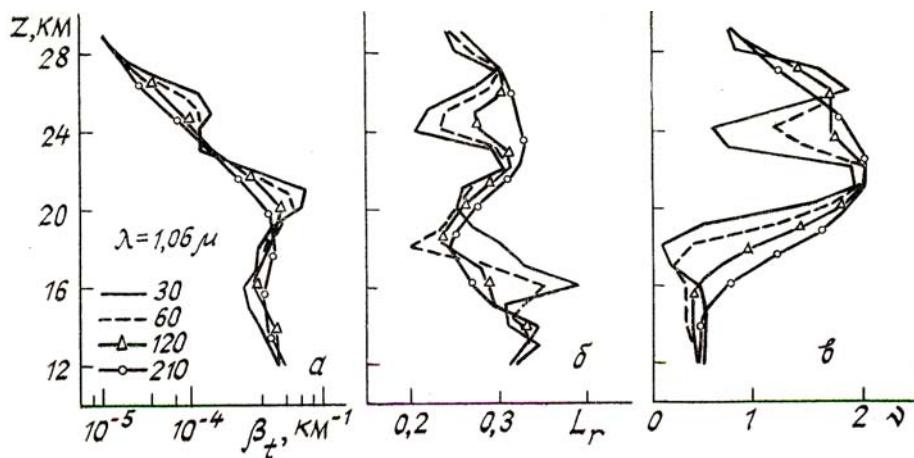


Рис. 6. Трансформация вертикальных профилей параметров аэрозольного светорассеяния для длины волны $\lambda = 1,06$ мкм. Содержание рисунка аналогично рис. 4

Предлагаемый подход к моделированию аэрозольных процессов в атмосфере, по сути, попытка найти новый (промежуточный) количественный уровень описания свойств атмосферной дымки, а именно пофракционный, при котором сознательно пренебрегается тонкой внутрифракционной структурой спектра размеров. Очевидно, при этом происходит огрубление свойств объекта, схематизация реальных микрофизических процессов. Однако, как показывают модельные оценки, компромисс может быть оправдан, поскольку погрешность прогнозируемого при этом оптического образа не превышает возможные погрешности его аппаратурной регистрации.

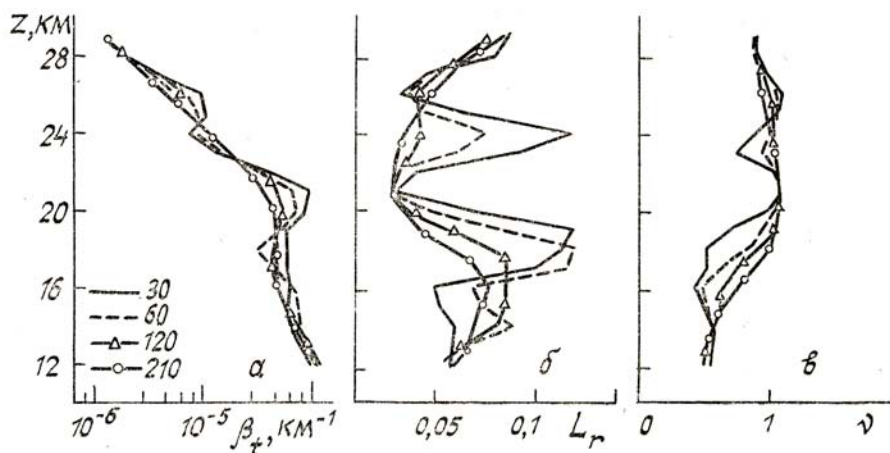


Рис. 7. Трансформация вертикальных профилей параметров аэрозольного светорассеяния для длины волны $\lambda = 10,6$ мкм. Содержание рисунка аналогично рис. 4

И наконец, анализ процесса поствулканической релаксации САС в рамках двумерной версии убеждает в актуальности дальнейшего развития модели и исследования фактора гравитационного оседания с учетом горизонтального расплывания локального выброса под воздействием турбулентного перемешивания, геострофического сноса частиц и локальных струйных течений.

1. Hofmann D.J., Rosen J.M. // Geoph. Int. 1984. V. 23-2. P. 155-185.
2. McCormick M.P., Swisler T.J. et al. // Geoph. Int. 1984. V. 23-2. P. 187-221.
3. Hirano M. et al. // Geoph. Int. 1984. V. 23-2. P. 259-276.
4. Chuan R.L., Woods D.C. // Geoph. Int. 1984. V. 23-3. P. 335-349.
5. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. 296 с.
6. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 196 с.
7. Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 5. С. 522-529.
8. Гринин А.П., Кунн Ф.М., Мананкова А.В. // Вестник ЛГУ. 1981, № 4. С. 17-21.
9. Shibata T., Fujiwara M. // J. Atmosph. Terrest. 1984. V. 46. № 12. P. 1121-1146.
10. Райст П. Аэрозоли. М.: Мир, 1987. 280 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
15 января 1991 г.

R. F. Rakhimov. Model Estimates of the Postvolcanic Relaxation of the Optical Properties of the Stratospheric Layer.

The paper presents a technique for numerical simulations of the variability of optical properties of stratospheric aerosol during the postvolcanic relaxation layer. Model estimates of the joint effect of gravitation and macroturbulent spreading on the aerosol optical properties are given.