

01;02;03

©1993 г.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ДАЛЬНЕГО ПЕРЕНОСА КЛАСТЕРНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

*В.К.Аргучинцев, Ю.С.Куснер, В.Л.Макухин*

Показано, что существует область размеров кластеров (порядка  $10^{-7}$  см), которые могут распространяться в атмосфере, слабо взаимодействуя с локальными потоками, на исключительно большие расстояния. Физически этот эффект связан с малым рассеянием этих аэрозолей при столкновениях с частицами атмосферы атомарных размеров, поскольку квантовое расплывание волнового пакета кластера "маскирует" наблюдаемое отклонение от первоначального направления движения. Результаты численных расчетов с большими значениями коэффициента переноса кластеров указанного размера качественно согласуются с известными результатами наблюдений распределений аэрозоля над поверхностью океанов. Обсуждаются возможные механизмы осаждения частиц данного размера на поверхность водоемов.

### Введение

Развитие промышленности и сопутствующая интенсификация газохимических реакций в атмосфере, промышленное генерирование аэрозолей, в том числе серо- и углеродсодержащих кластеров с размерами, близкими к молекулярным [1,2], вызывают опасение за увеличение антропогенных нагрузок вследствие дальнего переноса на поверхность таких крупных континентальных озер, как Байкал. Для расчетов процессов переноса аэрозолей на поверхность водоемов от удаленных источников необходимы детальные (с учетом спектра распределения размеров аэрозоля, в особенности тонкодисперсной — кластерной фракции, изменчивости спектра, метеорологических условий, рельефа местности) расчеты механики движения дисперсной среды воздух — аэрозоль. Проведение таких расчетов, кроме вычислительных трудностей и неопределенностей, затруднено принципиальными проблемами последовательного описания в механике дисперсных сред, которые возникают и при вычислении коэффициентов переноса. Из анализа основ теории дисперсных сред, проведенного, например, в работе [3], следует, что трудности описания возрастают для кластерных фракций аэрозоля с числами Кнудсена по радиусу аэрозоля  $r Kn = \lambda/r$ , где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега молекул в воздухе (около  $5 \cdot 10^{-6}$  см при нормальных условиях), достигающими порядка единицы или больше. Последовательное описание движения при

$Kn \geq 1$  может быть только кинетическим. Это принципиально, поскольку число кластеров размером  $\approx 10^{-7}$  см максимально в распределении аэрозолей по размерам над морской поверхностью и примерно на три порядка величины превышает число их во втором максимуме распределения по размерам  $\approx 3 \cdot 10^{-5}$  см [1].

В данной работе показано, что независимо от конкретной модели динамики дисперсной среды существует область размеров кластеров, которые могут распространяться в атмосфере на исключительно большие расстояния, слабо взаимодействуя с локальными потоками. Благоприятные условия для выпадения кластерного аэрозоля при конденсационном росте могут осуществляться над крупными водоемами.

## О моделях механики сплошной среды

В работе [3] проанализированы три разработанных к настоящему времени типа модельных описаний в механике дисперсных сред.

1) Кинетическое описание движения частиц аэрозоля, взаимодействующих между собой как твердые частицы, а влияние несущей среды оценивается методами классической аэродинамики (например, при малой относительной скорости  $\rightarrow$  в приближении силы Стокса [4]). Это приближение, очевидно, непоследовательно, приводит к качественным противоречиям и во всяком случае не может быть использовано в рассматриваемом случае, когда  $Kn \geq 1$ .

2) Теория дисперсных сред, построенная для модели непрерывного взаимодействия дисперсной и газовой фаз [5]. Уравнения механики движения получаются путем "осреднения" величин мгновенного взаимодействия фаз по аналогии с построением феноменологической газодинамики сверхтекучей жидкости [6]. Поэтому уравнения содержат неопределенные параметры взаимодействия фаз. Практические расчеты, например, движения сферической частицы выполнены в работе [5] в том же приближении, что и в теориях первого типа.

3) Кинетическая теория дисперсных сред [7,3]. Такое описание является последовательным и применимо по самому смыслу уравнения Больцмана в произвольной области чисел Кнудсена. Однако уравнения движения частиц в этих работах получены при классическом рассмотрении столкновений частиц с отличающимися массами, поэтому в коэффициенты перед производными в уравнениях движения и энергии входит отношение масс молекул газа и аэрозоля ( $m/M$ ). Как показано в работах [8,9], при малых ( $m/M$ ), когда "средний" угол классического отклонения тяжелой частицы от первоначального направления движения порядка ( $m/M$ ) меньше угла квантово-механической дифракции, выражения, содержащие члены вида ( $m/M$ ), становятся, вообще говоря, несправедливыми. В частности, это означает, что отношение ( $m/M$ ) не может быть использовано, как число Кнудсена, в качестве малого параметра при разложении в ряд интеграла столкновений уравнения Больцмана для смеси частиц с сильно отличающейся массой. Такая проблема впервые проявилась в качественном и количественном расхождении теоретических результатов с экспериментальными по исследованию газодинамического разделения компонентов смесей в сверхзвуковых струях газов с сильно отличающимися массами [10].

Строгие кинетические уравнения движения для случая  $(m/M) \ll 1$  трудно, если невозможно, написать хотя бы из-за отсутствия достаточно простого аналитического выражения для квантового сечения рассеяния на малые углы. Ниже приведены простые соображения, позволяющие указать область размеров аэрозоля, который при “квантовом” рассмотрении минимальным образом взаимодействует с несущим газом, а также оценить величину соответствующего “молекулярного” коэффициента диффузии для таких аэрозолей.

### Оценки размера и молекулярного коэффициента диффузии кластерных аэрозолей, минимальным образом взаимодействующих с атмосферой

Оценим прежде всего размер аэрозоля, находящегося в “равновесии” с несущим газом и, следовательно, не подверженного гравитационному оседанию. Из условия теплового равновесия сферического аэрозоля массой  $M$  с несущим газом при температуре  $T$  скорость его

$$V = \sqrt{\frac{3KT}{M}} = \sqrt{\frac{9KT}{4\pi\rho_A r^3}}. \quad (1)$$

Здесь  $K$  — постоянная Больцмана,  $\rho_A$  — плотность аэрозоля. В приближении Стокса [6] (справедливость которого для этой оценки подтверждается получаемым результатом)

$$6\pi r \rho_g \nu V_g = \frac{4}{3}\pi \rho_A g r^3,$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\rho_g$  — плотность газа,  $V_g$  — скорость гравитационного оседания,  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха, и из условия отсутствия гравитационного оседания

$$V \gg V_g \quad (2)$$

получаем верхнюю оценку размера аэрозоля

$$r_g \ll \sqrt[3]{\frac{729}{16\pi} \frac{KT \rho_g^2 \nu^2}{\rho_A^3 g^2}}, \quad (3)$$

т.е. в атмосфере  $r_g \ll 10^{-3}$  см. Поскольку  $\lambda \simeq 5 \cdot 10^{-6}$  см, то  $r_g \gg \lambda$  и приближение Стокса для этой оценки справедливо. Таким образом, речь идет об аэрозоле размером менее, например,  $10^{-4}$  см. Полученное граничное значение  $r_g \sim 10^{-4}$  см в атмосфере весьма консервативно, поскольку, согласно (3), представлено корнем седьмой степени из слабо меняющейся величины.

Оценим теперь, пользуясь соображениями, изложенными в работах [8,9], наибольший размер кластеров в распределении аэрозолей по размерам, для которых расщепление волнового пакета частиц массой  $M$  между

столкновениями с молекулами газа массой  $m$  маскирует среднее "классическое" отклонение ее от направления первоначального движения, которое поэтому становится ненаблюдаемым. Пусть средние кинетические энергии частиц  $M$  и  $m$  одинаковы, т.е.  $v \gg V$ . Вычислим отклонение тяжелой частицы ( $\Delta X_c$ ) на расстоянии средней длины свободного пробега  $\lambda$  от места предыдущего столкновения по классической теории. Принимая усредненную по максвелловской функции распределения скорость в направлении  $\Delta X$ , перпендикулярном к первоначальному, равной  $(m/M)V$  [11], получаем

$$(\Delta X_c) = \frac{m}{M} V \frac{\lambda}{v} = \left(\frac{m}{M}\right)^{3/2} \cdot \lambda. \quad (4)$$

В квантовой теории свободная частица рассматривается как волновой пакет, самопроизвольно расширяющийся при движении в пространстве. Если пакет, описывающий движение частицы массой  $M$ , первоначально, в момент столкновения, был локализован на размере порядка радиуса  $r$ , то ширина пакета через время  $t$  дается выражением [12]

$$(\Delta X_q) = r \sqrt{1 + \frac{\hbar^2 t^2}{M^2 r^4}} \quad (5)$$

и при  $t > (Mr^2)/\hbar$  пакет линейно расплывается со временем. Полагая  $t = \lambda/v$ , получим максимальное значение  $r_M$ , когда при данной плотности газа  $n$  пакет линейно расплывается со временем,

$$r_M \leq \sqrt{\frac{3\hbar}{4\pi\rho_A n v}}, \quad (6)$$

где  $\rho_A$  — плотность аэрозоля,  $\hbar$  — постоянная Планка, и при тех же, что и выше, условиях  $r_M \leq 10^{-7}$  см, т.е.  $r_M \ll r_g$ . Когда выполняется условие (6), то из (5) следует

$$(\Delta X_q) = \frac{m}{M} \frac{\lambda_D}{r} \lambda, \quad (7)$$

где  $\lambda_D$  — длина волны де Бройля легкого газа  $m$ .

Из сравнения (4) и (7) следует, что при выполнении условия

$$(\lambda_D/r) > \sqrt{m/M} \quad (8)$$

квантовое расплывание пакета маскирует классическое отклонение. Это означает, что при выполнении (8) не все столкновения, определяемые по классическому радиусу столкновения  $r$ , вызывают наблюдаемые отклонения частиц  $M$  от первоначального направления, а лишь те из них, при которых "средний" угол отклонения достаточно велик и  $(\Delta X_c) > (\Delta X_q)$ . В этом случае, как и для обрезания дифференциального классического (бесконечного!) сечения рассеяния частиц в потенциале на углы, меньшие дифракционного предела, следует считать, что кластеры движутся в атмосфере как в вакууме. Тогда из неравенств (6), (8) определится нижняя граница ( $\sim 10^{-7}$  см) области размеров аэрозолей. Верхняя граница  $r \ll \lambda$  определяется, очевидно, из условия расплывания (5).

Оценим теперь значение “молекулярного” коэффициента диффузии  $\mu_M$  ( $M = (x, y)$ ) для кластеров указанной области размеров. Из простых физических соображений очевидно, что “наблюдаемые” отклонения будут происходить при столкновениях кластеров с легкими атмосферными компонентами из “хвоста” распределения Максвелла по скоростям. Поэтому для оценок  $\mu_M$  необходимо знание распределений по скоростям и кластеров, и атмосферного газа. Заметим, что использованное выше значение скорости кластера после столкновения в перпендикулярном направлении  $V_1 = (m/M)V$  само является результатом усреднения по максвелловскому распределению тяжелых и легких компонент (статистическая “персистенция скоростей” [11]). Действительно, очевидно, что при одинаковых энергиях сталкивающихся частиц, чисто боковым ударе и при  $m \ll M$  скорость после столкновения  $V_1 \simeq 2\sqrt{m/M}V$ , а не  $(m/M)V$ , как в формуле (4), т.е. кластеры не взаимодействуют с атмосферой “в среднем”. В то же время начальная скорость  $V_0$  кластеров, образующихся, как правило, при конденсации в расширяющихся потоках молекулярных частиц, порядка тепловой скорости их, т.е.  $V_0 \simeq v$ . Поэтому распределения скоростей атмосферных и кластерных компонентов, вообще говоря, не совпадают, что затрудняет кинетические оценки для процессов “на хвосте” соответствующих распределений.

Верхняя оценка для коэффициента  $\mu_M$  может быть получена из следующих соображений. Если кластеры размерами  $\sim r_M$  не взаимодействуют с атмосферой, то основной канал гибели их — свободное падение на поверхность. Принимая высоту источника аэрозолей над поверхностью  $\sim 1.25 \cdot 10^4$  см, скорость  $V_0 \simeq v \simeq 5 \cdot 10^4$  см/с, получим среднюю дальность переноса кластеров  $l \simeq 2.5 \cdot 10^5$  см. Оценивая  $\mu_M$  по общей формуле [6]

$$\mu_M \sim V \cdot l, \quad (9)$$

получим  $\mu_M \sim 10^{10}$  см<sup>2</sup>/с. Это значение соответствует величине масштабного коэффициента турбулентной диффузии  $\mu$

$$\mu \simeq \sqrt[3]{\varepsilon} L^{4/3}$$

для масштабов  $L \simeq 10^3$  км при значении скорости диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon \simeq 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>. Поэтому может существовать область значений размеров кластеров, для которой молекулярный перенос превышает турбулентный.

На рис. 1 показаны значения молекулярных коэффициентов диффузии кластеров по классической теории согласно данным [13], вычисленные по формуле (9). Из рисунка видно, что значения  $\mu_M$  при  $r_M \sim 10^{-7}$  см могут на два порядка превышать типичные для атмосферы значения коэффициента турбулентной диффузии  $\mu$ . Если обсуждаемый здесь эффект дальнего “квантового” переноса кластеров радиусом  $10^{-7}$  см действительно существует, то важную и специфическую роль для оценок дальности переноса играют процессы коагуляции и конденсации аэрозолей. Действительно, вследствие увеличения размера кластеров в указанных процессах частицы будут быстро выбывать из области размеров “квантового” переноса. Оценки показывают, что вследствие коагуляции частиц размером  $3 \cdot 10^{-7}$  см их концентрация, отнесенная к массе одной частицы, становится

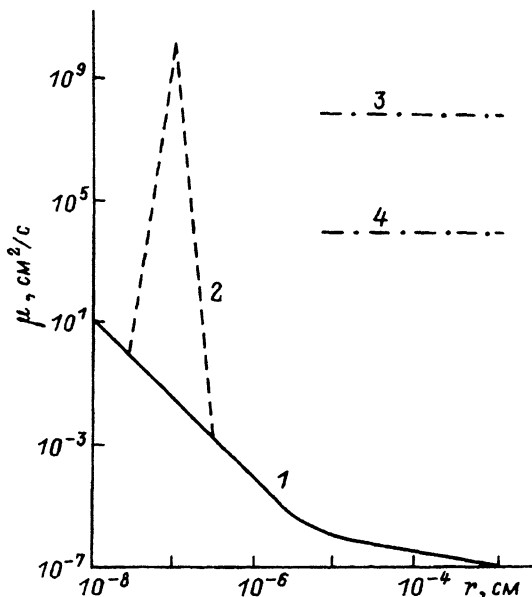


Рис. 1. Оценочные значения коэффициента переноса частиц данной массы.

1 — зависимость коэффициента молекулярной диффузии в воздухе от размера частиц согласно классической теории [13]; 2 — квантовое значение коэффициента для частиц размером порядка  $10^{-7}$  см; 3, 4 — принятые для расчетов значения коэффициентов горизонтальной и вертикальной турбулентной диффузии соответственно.

порядка  $10^3 \text{ см}^{-3}$ , а время полувыведения путем гравитационного оседания — около  $10^5 \text{ с}$  [14]. В данном случае влияние коагуляции окажется еще заметнее, поскольку для достижения малого значения коэффициента диффузии достаточно увеличить размер не до  $10^{-4}$  см, а до  $\sim 10^{-6}$  см (рис. 1). То же будет происходить в результате процесса конденсации. Действительно, условия, при которых частицы размером  $\sim 10^{-7}$  см становятся ядрами конденсации, определяются известной формулой

$$r_* = \frac{2\sigma\omega}{KL\theta}, \quad (10)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости,  $\omega$  и  $L$  — объем и энергия связи одной молекулы в блоке жидкости,  $\theta$  — переохлаждение капли относительно температуры насыщения  $T_1$

$$\theta = \frac{T_1 - T}{T_1} = \frac{\Delta T}{T_1}.$$

Полагая для оценок  $T_1 = 280 \text{ К}$ ,  $\sigma = 80 \text{ эрг/см}^2$ ,  $\omega = 3 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$ ,  $L = 6 \cdot 10^{-13} \text{ эрг}$ , получаем  $\theta = 0.08$  и  $\Delta T = 24^\circ$ .

### Численные эксперименты

Как известно, турбулентная диффузия соответствует описанию переноса компонентов с коэффициентами на порядки величин больше, чем молекулярная, и возрастающими по мере увеличения масштабов задачи. Поэтому поскольку квантовые эффекты приводят к резкому увеличению коэффициента молекулярной диффузии для кластеров размерами  $\sim 10^{-7}$  см и делают его того же порядка величины, что и коэффициент

турбулентной диффузии, то для иллюстрации возникающих эффектов переноса, для исследования возможности переноса примесей на дальние расстояния с выделением групп кластеров и соответствующих коэффициентов диффузии, согласно рис. 1, в распределении аэрозолей по размерам и с целью попытаться объяснить результаты [1] воспользуемся нелинейной нестационарной численной моделью переноса и диффузии пассивной примеси от постоянного действующего источника. Решается полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии [15]

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \text{div}(SV) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_x \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_y \frac{\partial S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial S}{\partial z} \right) + \Phi + V_g \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (11)$$

где  $t$  — время;  $\mathbf{V} = (u, v, w)$  — вектор скорости движения воздуха;  $u, v$  — горизонтальные и  $w$  — вертикальная компоненты вектора скорости вдоль осей декартовой прямоугольной системы координат  $(x, y, z)$ , причем  $x$  и  $y$  — горизонтальные координаты, а ось  $z$  направлена вертикально вверх;  $S$  — удельная концентрация субстанции;  $\nu$  — коэффициент турбулентного обмена по вертикали;  $\mu_x$  и  $\mu_y$  — коэффициенты турбулентного обмена по координатам  $x$  и  $y$  соответственно;  $\Phi(x, y, z, t)$  — функция, описывающая источники примесей.

В качестве начальных условий принято  $S$ , равное фоновому распределению, а при его отсутствии  $S = 0$ . В качестве краевых условий приняты  $\partial S / \partial x = 0$  при  $x = 0, X$ ;  $\partial S / \partial y = 0$  при  $y = 0, Y$ ;  $\partial S / \partial z = 0$  при  $z = 0, H$ , где  $x = 0, x = X, y = 0, y = Y, z = 0, z = H$  — границы области счета.

Была проведена серия численных экспериментов с коэффициентами диффузии, значения которых показаны на рис. 1.

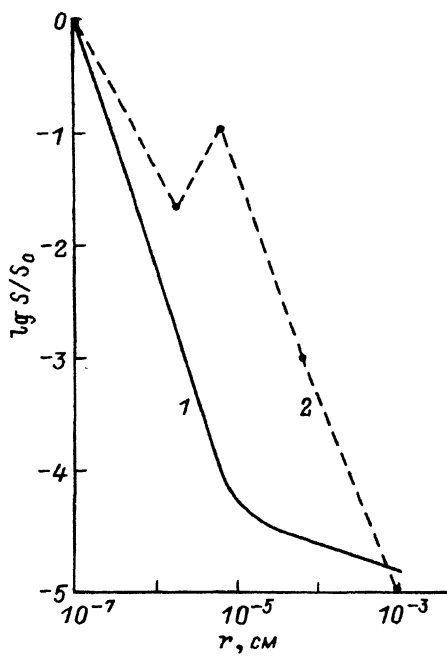
**Эксперимент 1.** Решалась задача переноса и диффузии легкой пассивной примеси от источника единичной мощности. Радиус кластеров  $\approx 10^{-7}$  см. Параметры модели задавались следующим образом: верхняя граница области интегрирования 10 км, шаг по горизонтальным координатам 6 км, шаг по вертикали 0.5 км, горизонтальный и вертикальный коэффициенты диффузии равны  $10^{10}$  см<sup>2</sup>/с (что соответствует, согласно рис. 1, молекулярному переносу кластеров указанного размера), скорость натекающего потока  $5 \cdot 10^2$  см/с, скорость гравитационного оседания равна 0.

**Эксперимент 2.** В отличие от эксперимента 1 примесь состояла из более крупных частиц (радиусом  $\approx 10^{-5}$  см) с вертикальным коэффициентом диффузии, равным  $10^5$  см<sup>2</sup>/с, и горизонтальными коэффициентами  $\mu_x = \mu_y = 10^8$  см<sup>2</sup>/с [13–16].

**Эксперимент 3.** Исследовалось распространение тяжелой пассивной примеси. Скорость гравитационного оседания бралась равной 1.3 см/с, что соответствует кластерам радиусом  $\approx 10^{-3}$  см [13,16]. Остальные параметры те же, что и в эксперименте 2.

## Обсуждение результатов

Результаты численных экспериментов показаны на рис. 2, здесь же приведены экспериментальные зависимости концентраций аэрозоля от размера частиц над поверхностью моря [1]. Сравнение кривых, полученных на основе расчетов и измерений, показывает, что учет “квантового”



**Рис. 2.** Распределение концентрации примеси на высоте постоянно действующего нестационарного точечного источника для аэрозолей различного радиуса. Расстояние от источника 10 км, скорость встречного ветра 5 м/с. Значение коэффициента турбулентной диффузии для частиц радиусом  $10^{-7}$  см выбиралось равным коэффициенту молекулярной диффузии. Значения коэффициентов приведены на рис. 1. Зависимости относительных концентраций от размеров частиц: 1 — рассчитанная, 2 — полученная по результатам измерений [1].

переноса аэрозолей радиусом  $10^{-7}$  см позволяет получить качественное совпадение с данными [1]. Очевидно, значения  $\mu_M$  и других параметров модели, например вектора скорости ветра, могут быть подобраны непротиворечивым образом, чтобы получить лучшее количественное согласие. Отметим, что, как и следовало ожидать, гравитационное поле и локальные градиенты скоростей потоков воздушных масс практически не оказывают влияния на концентрацию этой группы аэрозолей на данном расстоянии от источника (в численных экспериментах это утверждение проверялось для скоростей ветра  $\pm 3-10$  м/с). Наблюдающийся в экспериментах [1] локальный максимум концентрации частиц размерами  $\sim 10^{-5}$  см (рис. 2) может быть связан с двумя обстоятельствами: а) образованием частиц такого размера над морской поверхностью [1,14] и (или) б) трансатлантическим переносом частиц размером  $\sim 10^{-5}$  см в верхней атмосфере. Из формулы (6) следует, что при уменьшении плотности атмосферы значение верхней границы области “квантового” переноса увеличивается. Возможность трансатлантического переноса подтверждается результатами анализа данных по переносу серосодержащих аэрозолей [17]. Отмечалось, что наблюдается постепенное выпадение антропогенного аэрозоля на поверхность океана при переносе в направлении Северная Америка–Европа. Процесс осаждения частиц над поверхностью водоема (где могут достигаться переохлаждения, необходимые, согласно (10), для конденсационного роста аэрозолей размерами более  $10^{-7}$  см) связан в рассматриваемом случае не только с ростом до размеров гравитационного осаждения  $r_g > 10^{-4}$  см (формула (3)), но и до значительно меньших размеров (менее  $10^{-5}$  см), когда молекулярный “квантовый” перенос резко уменьшается. В этом случае характерное время трансформации аэрозолей в процессе конденсации, пропорциональное, согласно классической теории,  $r^4$ , уменьшится на 6–8 порядков величины.



Рассмотренные выше особенности распространения и трансформации аэрозолей размерами  $\sim 10^{-7}$  см наблюдаются не только в трансокеанических процессах, но и при переносе частиц над такими крупными континентальными водоемами, как озеро Байкал. Процессы переноса аэрозолей, их трансформация проанализированы и сопоставлены с результатами натуральных наблюдений в работах [18,19]. Рассматривался перенос путем турбулентной диффузии частиц с начальным размером  $10^{-7}$  см. Размеры аэрозоля изменялись вследствие процессов коагуляции. Согласие с натурными наблюдениями для различных высот (до 500 м) и удалений от источника (до 200 км) наблюдалось при больших значениях коэффициента турбулентной диффузии именно в области размеров аэрозолей  $10^{-7}$  см. Отметим, что процесс осаждения серосодержащих (вероятно, и азотсодержащих) антропогенных частиц — практически важный канал увеличения концентрации этих биогенных элементов в Байкале.

Таким образом, существуют определенные основания полагать, что обсуждаемый в этой работе “квантовый” механизм дальнего переноса аэрозолей размерами порядка  $10^{-7}$  см не противоречит фактам, известным из натуральных наблюдений.

### Список литературы

- [1] *Junge C.E.* // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 7. N 27. P. 5183–5200.
- [2] *Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков Д.В.* Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 223 с.
- [3] *Струминский В.В.* // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 3. С. 556–559.
- [4] *Левич В.Г., Мясников В.П.* // Прикладная математика и механика. 1966. Т. 30. № 3. С. 467–475.
- [5] *Низматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Изд. 3-е. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [7] *Mason E.A., Malinauskas A.P., Evans R.B.* // J. Ghem. Phys. 1967. Vol. 46. N 8. P. 3199–3216.
- [8] *Куснер Ю.С.* // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 20. С. 1252–1254.
- [9] *Kusner Ju.S.* // 16<sup>th</sup> Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. Book of Abstracts. Pasadena (California), 1988. P. 338–342.
- [10] *Ермолаева Н.В., Иванов М.С., Куснер Ю.С., Николаев В.И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 1873–1882.
- [11] *Чепмен С., Каулинг Т.* Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960. 510 с.
- [12] *Бом Д.* Квантовая теория. Пер. с англ. М.: Наука, 1965. 727 с.
- [13] Защита атмосферы от промышленных загрязнений. Справочник / Под ред. С.Калверта, Г.М.Инглунда. Пер. с англ. Ч. I. М.: Металлургия, 1988. 759 с.
- [14] *Бримблхум П.* Состав и химия атмосферы. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 351 с.
- [15] *Аргучинцев В.К., Аргучинцева А.В., Макутин В.Л.* // Моделирование и прогнозирование геофизических процессов. Новосибирск: Наука, 1987. С. 190–193.
- [16] *Берлянд М.Е.* Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 272 с.
- [17] *Whelpdale D.M., Eliassen A., Galloway J.N.* et al. // Tellus. 1988. Vol. 40(B). N 1. P. 1–15.
- [18] *Дымников В.П., Алоян А.Е.* // Изв. АН СССР. ФАО. 1990. Т. 26. № 12. С. 1237–1247.
- [19] *Алоян А.Е., Загайнов В.А., Лушников А.А., Макаренко С.В.* // Изв. АН СССР. ФАО. 1991. Т. 27. № 11. С. 1232–1240.

Лимнологический институт  
Иркутск

Поступило в Редакцию  
26 августа 1992 г.