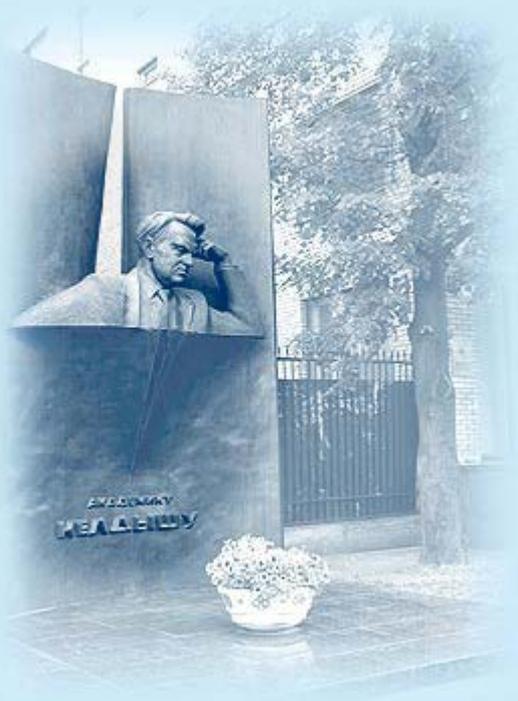




ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • [Электронная библиотека](#)

[Препринты ИПМ](#) • [Препринт № 40 за 1984 г.](#)



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

**Куликов Ю.Н.**

**Моделирование  
турбулентного  
массопереноса в атмосфере  
Марса**

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Куликов Ю.Н. Моделирование турбулентного массопереноса в атмосфере Марса // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 1984. № 40. 12 с.

URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=1984-40>

Цена 7 коп.

40



ПРЕПР  
К-90

Ордена Ленина  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
имени М.В. Келдыша.  
Академии Наук СССР

Ю.Н. Куликов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО МАССОПЕРЕНОСА  
В АТМОСФЕРЕ МАРСА

Преприят № 40 за 1984 г.

Москва.

5070  
K-80

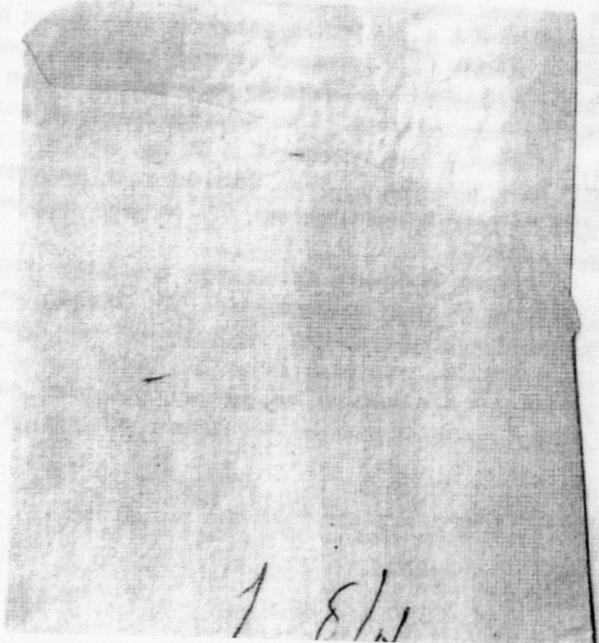
ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
имени М. В. КЕЛДЫША  
АКАДЕМИИ НАУК СССР

Д. Н. Куликов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО МАССОПЕРЕНОСА  
В АТМОСФЕРЕ МАРСА

18/3  
1

Академия наук СССР  
Институт прикладной математики  
имени М. В. Келдыша  
Москва



18/3  
1

Моделирование турбулентного массопереноса в атмосфере Марса. Ю.Н.Куликов. Препринт Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша АН СССР, 1984.

Проведено параметрическое исследование роли турбулентной диффузии малых компонентов в формировании наблюдаемого химического состава атмосферы Марса. На основе полуэмпирической теории турбулентности, а также данных измерений высотных распределений температуры и концентраций атмосферных составляющих получены оценки величины  $K$  коэффициента турбулентной диффузии на высотах стратосферы и турбопаузы. Показано, что для значений  $K \sim 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  на высотах 30–40 км, используемых в аэрономических моделях Марса, скорость нагрева атмосферы за счет турбулентной теплопроводности и вязкой диссипации турбулентной энергии достигает  $10^3 \text{ }^\circ\text{К/сутки}$ . Эта величина на 2 порядка превышает скорость радиационного охлаждения газа на тех же высотах в колебательно-вращательной полосе 15 мкм  $\text{CO}_2$ . Библ. 26.

On the modelling of turbulent mass transport in the atmosphere of Mars. Yu.N.Kulikov. Preprint, Inst. Appl. Math., the USSR Academy of Sciences, 1984.

A parametric study of the role of eddy diffusion in the formation of the observed chemical composition of the Martian atmosphere is carried out. On the basis of the semiempirical theory of turbulence, as well as the experimental data on vertical distributions of temperature and concentrations of atmospheric constituents, the eddy diffusion coefficient  $K$  is evaluated at the heights of the stratosphere and turbopause. It is shown that for the values of  $K \sim 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  at 30 to 40 km, being widely used in the Martian aeronomic models, the rate of the atmospheric heating owing to eddy thermal conduction and viscous dissipation of eddies may come up to  $10^3 \text{ }^\circ\text{K day}^{-1}$ . This value exceeds the rate of radiative cooling of gas in the 15  $\mu\text{m}$  band of  $\text{CO}_2$  by two orders of magnitude.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных трудностей, возникающих при теоретическом моделировании аэрономических процессов в планетной атмосфере, является выбор достаточно обоснованных значений такой её важной динамической характеристики, как коэффициент  $K$  вертикальной турбулентной диффузии компонентов. Согласно выводам работы [1], для удовлетворительного соответствия рассчитанного состава атмосферы Марса и данных измерений необходимо, чтобы  $K = 4 \times 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Столь высокое значение  $K$  требуется, с одной стороны, для того, чтобы обеспечить быстрый перенос в нижнюю атмосферу атомарного кислорода и ограничить тем самым скорость образования  $\text{O}_2$  на уровне  $\sim 30$  км в реакции  $\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$ . С другой стороны, большие величины  $K$  необходимы для достаточно быстрого переноса вниз атомарного водорода, образующегося в ионосфере, с тем, чтобы обеспечить поддержание концентрации  $\text{H}$  на экзобазе ( $\sim 225$  км) на уровне, не превышающем  $3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$  [2]. В работе [3] предполагалось, что коэффициент  $K$  зависит от высоты и может изменяться в пределах от  $3 \times 10^6$  до  $2,8 \times 10^{10} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . На основе результатов своих расчетов авторы [3] пришли к выводу, что величина  $K$  на высотах 30–40 км является критическим параметром модели и должна составлять здесь не менее  $7 \times 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Влияние высотной зависимости  $K$  на состав атмосферы Марса исследовалось также в [4]. Согласно результатам этой работы, уменьшение  $K$  в нижней атмосфере вызывает снижение содержания  $\text{H}_2$ , что приводит к падению концентраций  $\text{H}$  и  $\text{H}_2$  на уровне экзобазы. Этот вывод противоположен выводу работы [1], согласно которой для уменьшения  $[\text{H}]$  на экзобазе коэффициент  $K$  необходимо увеличивать. Кроме того, наилучшее согласие расчетов [4] с данными измерений получается при  $K \lesssim 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  на высотах  $z \lesssim 40$  км, что на 2 порядка меньше значений, принятых в [1,2]. Озонный слой, обнаруженный в атмосфере планеты в эксперименте [5], во всех перечисленных моделях отсутствует.

Попытка объяснить данные этих измерений вертикального распределения  $\text{O}_3$  была предпринята в [6]. Относительно высотного распределения коэффициента турбулентной диффузии в этой работе предполагалось, что ниже 30 км  $K = 3 \times 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , от 30 до 40 км величина  $K$  монотонно возрастает, а выше 40 км  $K = K_{40} = \text{const}$  и является подгоночным параметром модели. Из расчетов [6]

следует, что атмосферный озон образует слой с параметрами, совпадающими с результатами обработки измерений [7] при  $K_{40} = 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . В то же время, анализ сезонных вариаций содержания и вертикального распределения озона, выполненный в [8], показал, что профиль величины  $[O_3]$  в области высот 35–40 км имеет слабо-выраженный летний максимум со значением  $[O_3]_{\text{max}} \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ , которое на 2 порядка меньше величины, полученной в [6]. В модели [8] предполагалось, что  $K = 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  от поверхности до уровня турбопаузы. Увеличение  $K$  до  $10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  приводит, согласно [8], к исчезновению этого локального пика концентрации  $O_3$ .

Таким образом, из приведенного обсуждения отличий высотных профилей коэффициента турбулентной диффузии, используемых при изучении аэронамики Марса, а также из противоречивости выводов различных авторов становится очевидной необходимость критического анализа проведенных ранее расчетов состава атмосферы. Целью данной работы является построение глобально осредненной аэронамической модели Марса, адекватной совокупности данных измерений параметров как нижней, так и верхней атмосферы и определение на её основе приближенного вертикального распределения величины  $K$ .

### § I. Конструкция модели и метод расчета

В приближении горизонтально стратифицированной атмосферы пространственно-временные распределения концентраций химических реагирующих компонентов описываются системой уравнений неразрывности с учетом фотолиза газовых составляющих под действием солнечного коротковолнового излучения, а также процессов вертикального массопереноса

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} W_i(z, t) \right] n_i(z, t) = Q_i(z, t) \quad (1)$$

Здесь  $t$  - время;  $z$  - высота над средним уровнем поверхности;  $W_i$  и  $n_i$  - вертикальная составляющая скорости переноса и концентрация  $i$ -го компонента;  $Q_i$  - скорость образования и уничтожения  $i$ -го компонента в результате всех химических реакций, включая процессы фотодиссоциации.

Осредненный по времени поток  $i$ -го компонента в вертикальном направлении

$$\Psi_i = n_i W_0 + n_i W_i + \overline{n_i' W_i'} \quad (2)$$

состоит из среднемассового потока  $\Psi_i^0 = n_i W_0$  и потоков за счет

молекулярной и турбулентной диффузии  $\Psi_i^M = n_i W_i$  и  $\Psi_i^T = \overline{n_i' W_i'}$ , соответственно. Здесь  $W_0$  - среднемассовая скорость движения атмосферы,  $W_i$  - диффузионная скорость, а  $n_i'$  и  $W_i'$  - величины турбулентных пульсаций концентрации и скорости  $i$ -го компонента. Молекулярная диффузия в многокомпонентной смеси газов в общем случае описывается соотношениями Стефана-Максвелла [9]. Однако, вследствие преобладания в атмосфере Марса  $\text{CO}_2$  вполне обоснованным является приближение диффузии малой составляющей, для которого поток  $i$ -го компонента

$$\Psi_i^M = -D_i \left[ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \left( \frac{1}{N_i} + \frac{1+d_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right] \quad (3)$$

В этом выражении  $D_i$  - коэффициент диффузии  $i$ -го компонента в  $\text{CO}_2$ ,  $N_i = RT/\mu_i g$  - высота однородной атмосферы,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $T$  - температура газа,  $g$  - ускорение свободного падения,  $\mu_i$  и  $d_i$  - молекулярный вес и коэффициент термодиффузии  $i$ -го компонента. Выражение для турбулентного вертикального потока диффузии  $i$ -го компонента согласно [9] имеет вид

$$\Psi_i^T = -K \left[ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \left( \frac{1}{N} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) n_i \right], \quad (4)$$

где  $N$  - шкала высот однородно перемешанной атмосферы, а  $\mu$  - её средний молекулярный вес. Высотная зависимость коэффициента турбулентной диффузии  $K$  в данной работе аппроксимировалась следующим выражением

$$K(z) = K_m \exp [S_1(z-z_m) - S_2(z-z_m)^2], \quad (5)$$

где  $S_2 = 0$  при  $z \leq z_m$ . Значения параметров  $K_m$ ,  $z_m$ ,  $S_1$  и  $S_2$  для основного варианта модели атмосферы полагались равными  $10^7, 5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $107 \text{ км}$ ,  $5,83 \times 10^{-2} \text{ км}^{-1}$  и  $3,89 \times 10^{-3} \text{ км}^{-2}$ , соответственно. Обоснование такого выбора профиля  $K(z)$  приведено в следующем параграфе.

В исследуемой модели учитываются следующие 12 нейтральных компонентов:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}({}^3\text{P})$ ,  $\text{O}({}^1\text{D})$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$ , ионы  $\text{CO}_2^+$  и  $\text{CO}_2\text{H}^+$ , а также аэрозольная составляющая, образованная частицами конденсата водяного пара. Для пренебрежимых компонентов принята схема химических реакций, приведенная в таблице I. Величины  $J_k^0$  в этой таблице есть дневные значения констант скоростей фотодиссоциации компонентов на верхней границе атмосферы. Для их расчета использовались величины спектральной плотности

Таблица I

Схема химических реакций

№№	Реакция	Константа <sup>х)</sup>
1	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	$J_1^\infty = 4,06 \times 10^{-7}$
2	$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$1,87 \times 10^{-6}$
3	$\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}({}^1\text{D}) + \text{O}_2$	$4,26 \times 10^{-3}$
4	$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	$1,46 \times 10^{-6}$
5	$\text{HO}_2 + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{O}$	$5,14 \times 10^{-4}$
6	$\text{H}_2\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$7,12 \times 10^{-5}$
7	$\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$k_7 = 1,4 \times 10^{-13}$
8	$\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$	$3,0 \times 10^{-33} (300/\text{T})^{2,9}$
9	$\text{O} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{O}_3 + \text{M}$	$2,2 \times 10^{-34} \exp(510/\text{T})$
10	$\text{O} + \text{OH} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	$4,0 \times 10^{-11}$
11	$\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$4,0 \times 10^{-10} \exp(-500/\text{T})$
12	$\text{O}({}^1\text{D}) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}({}^3\text{P}) + \text{CO}_2$	$3,0 \times 10^{-10}$
13	$\text{O}({}^1\text{D}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$3,0 \times 10^{-10}$
14	$\text{O}({}^1\text{D}) + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	$2,9 \times 10^{-10}$
15	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	$8,3 \times 10^{-11} \exp(-500/\text{T})$
16	$\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	$4,2 \times 10^{-12} \exp(-350/\text{T})$
17	$\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{M}$	$2,1 \times 10^{-32} \exp(290/\text{T})$
18	$\text{H} + \text{O}_3 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$2,6 \times 10^{-11}$
19	$\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$5,0 \times 10^{-11}$
20	$\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	$1,7 \times 10^{-11} \exp(-910/\text{T})$
21	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$3,0 \times 10^{-11} \exp(-500/\text{T})$
22	$\text{CO}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{CO}_2\text{H}^+ + \text{H}$	$1,4 \times 10^{-9}$
23	$\text{CO}_2\text{H}^+ + \text{e} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$3,5 \times 10^{-7}$

х) Константы скоростей фотодиссоциации выражены в  $\text{с}^{-1}$ , скоростей бинарных реакций - в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , тримолекулярных реакций - в  $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ .

потока солнечного УФ-излучения из [10]. Сечения поглощения излучения и фотодиссоциации компонентов брались из [11]. Константы  $k_i$  скоростей остальных реакций взяты из [12]. Величина  $k_{16}$  в таблице I на порядок меньше её значения в [12].

Поскольку основной задачей данного исследования является определение зависимости глобальных средних распределений концентраций компонентов от основных параметров рассматриваемой модели в расчетах использовались среднесуточные значения констант скоростей фотодиссоциации  $\langle J_k \rangle$ . Согласно [4],  $\langle J_k \rangle = 1/2 J_k(\bar{\chi})$ , где  $\bar{\chi} = 60^\circ$  - среднее дневное значение солнечного зенитного угла, а фактор 1/2 учитывает то обстоятельство, что в период равенденствия солнечное излучение действует на атмосферу лишь половину времени суток. Хотя такой способ осреднения и занижает дневные скорости фотодиссоциации составляющих, имеющих характерные химические времена менее одного дня, он все же обеспечивает удовлетворительную для наших целей точность расчетов. Объясняется это тем, что целый ряд определяющих параметров модели известен со значительной неопределенностью, достигающей фактора 2-3, а в отдельных случаях и большей величины.

Начальный высотный профиль концентрации  $[\text{CO}_2]$  определялся из условия гидростатического равновесия для заданного из [13,14] среднего профиля температуры и давления на поверхности  $P_0 = 6,1$  мбар. Начальные распределения  $[\text{CO}]$  и  $[\text{O}_2]$  находились из условий диффузионного равновесия при заданном относительном содержании  $8 \times 10^{-4}$  и  $1,3 \times 10^{-3}$ , соответственно. Вертикальные распределения концентраций конденсата и паров воды в атмосфере определялись с учетом кинетики гетерогенной конденсации  $\text{H}_2\text{O}$  на основе подхода, изложенного в [15]. Начальные концентрации всех остальных компонентов полагались равными нулю.

На верхней границе атмосферы, в качестве которой был выбран критический уровень или экзобаза ( $Z_3 = 225$  км) считалось, что диффузионные потоки всех компонентов, за исключением  $\text{H}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{O}$ , равны нулю. Для  $\text{H}$  и  $\text{H}_2$  задавались потоки термической диссипации по формуле Джинса. Для  $\text{O}$  учитывалась нетермическая диссипация согласно [16]. На нижней границе диффузионные потоки всех компонентов, кроме  $\text{H}_2\text{O}$  полагались равными нулю. Величина потока  $\dot{Y}_{\text{H}_2\text{O}}$  при  $Z = 0$  задавалась из условия сохранения полной массы  $\text{H}$  и  $\text{O}$  в атмосфере.

Для осредненных значений  $\langle J_K \rangle$ ,  $\langle W_K \rangle = 0$ , заданного вертикального профиля температуры и указанных граничных условий система уравнений (1)–(4) имеет стационарное решение, описывающее глобальное среднее распределение концентраций компонентов атмосферы. Это распределение находилось методом установления с использованием вычислительного алгоритма, специально построенного для решения эволюционных краевых задач для жестких систем квазилинейных параболических уравнений типа (1)–(4). В основе метода лежит ньютоновский итерационный процесс для неявной разностной схемы, обладающей необходимыми для решения жестких систем свойствами консервативности, монотонности и быстрого затухания. Решение системы плохообусловленных разностных уравнений находилось при помощи разложения якобиана системы на произведение левой и правой треугольных матриц. При этом вектор правой части системы вычислялся в режиме накопления, а разложение якобиана сохранялось неизменным для максимально возможного числа итераций при сохранении их сходимости. С целью повышения эффективности алгоритма применялись априорные способы минимизации заполнения разреженных матриц. Сравнение с методом, использованным в [4] для расчета состава атмосферы Марса показало, что предложенный алгоритм позволяет ускорить работу соответствующей программы на языке "Фортран" (БЭСМ-6) на порядок при существенном уменьшении требуемой оперативной памяти.

#### § 2. Влияние вариаций $K$ на состав атмосферы

Для того, чтобы определить зависимость химического состава атмосферы от вертикального распределения коэффициента турбулентной диффузии  $K(\bar{x})$  был выполнен ряд расчетов (варианты 1–4) со значениями параметров  $\mathcal{K}_m$ ,  $\bar{x}_m$ ,  $S'_1$  и  $S'_2$  в формуле (5), перечисленными в таблице 2. Кроме указанных величин в таблице 2 приведены также значения  $K$  на уровне  $\bar{x} = 28$  км расположения летнего максимума концентрации конденсата  $H_2O$ .

При выборе величин  $\mathcal{K}_m$ ,  $\bar{x}_m$ ,  $S'_1$  и  $S'_2$  учитывалось то обстоятельство, что согласно оценкам [17] для внутренних гравитационных волн с длиной волны по вертикали не более 30 км [18] максимальное значение осредненного по времени коэффициента турбулентной диффузии в атмосфере Марса не может превышать  $10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Как было показано в [15, 19], наилучшее согласие между на-

Таблица 2

№ вар.	$\mathcal{K}_m$ ( $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ )	$\bar{x}_m$ (км)	$S'_1$ ( $\text{км}^{-1}$ )	$S'_2$ ( $\text{км}^{-2}$ )	$K_a$ ( $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ )
1	$10^7$	97	$5,01 \times 10^{-2}$	$3,85 \times 10^{-3}$	$10^{5,5}$
2	$10^8$	119	$6,33 \times 10^{-2}$	$3,95 \times 10^{-3}$	$10^{5,5}$
3	$10^{7,5}$	107	$7,29 \times 10^{-2}$	$4,86 \times 10^{-3}$	$10^5$
4	$10^{7,5}$	107	$4,37 \times 10^{-2}$	$2,91 \times 10^{-3}$	$10^6$

блюдаемыми и теоретическими значениями оптических характеристик слоя водяного аэрозоля на высотах 20–35 км имеет место для значения  $K_a$ , приблизительно равного  $3 \times 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Ввиду этого вариации величины  $K_a$  были ограничены интервалом от  $10^5$  до  $10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Величина  $\mathcal{K}_m$  в расчетах также рассматривалась как параметр, изменяющийся в пределах от  $10^7$  до  $10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , а высота  $\bar{x}_m$  находилась из условия  $\mathcal{D}_{O_2, CO_2}(\bar{x}_m) = \mathcal{K}_m$ , где  $\mathcal{D}_{O_2, CO_2}$  – бинарный коэффициент молекулярной диффузии  $O$  в  $CO_2$ . Параметр  $S'_2$  определялся из условия  $\mathcal{D}_{CO_2, CO_2}(\bar{x}_r) = \mathcal{K}_m$ , в котором  $\mathcal{D}_{CO_2, CO_2}$  – коэффициент самодиффузии  $CO_2$ , а  $\bar{x}_r$  – высота гомопаузы. Высотные профили  $K(\bar{x})$ , использованные в настоящих расчетах, вместе с профилями коэффициентов бинарной диффузии  $O$ ,  $CO$  и  $CO_2$  представлены на рис. 1.

На рис. 2 приведены результаты расчетов вертикальных распределений концентраций компонентов для вариантов 1 и 2, отличающихся величиной параметра  $\mathcal{K}_m$ , который определяет максимальную величину коэффициента турбулентной диффузии на уровне гомопаузы. Видно, что основным результатом увеличения  $\mathcal{K}_m$  от  $10^7$  до  $10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  является снижение концентраций  $O$ ,  $CO$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $N$  и  $H_2O$  в верхней атмосфере. Причиной этого для указанных компонентов, за исключением  $N$  на высотах  $\bar{x} \geq 100$  км, является уменьшение их равновесных шкал высот при увеличении интенсивности перемешивания атмосферы вблизи турбопаузы, вызванном ростом  $K$ . Уменьшение же концентрации  $N$  связано со снижением скоростей реакций (22) и (23) вследствие падения величины  $[H_2]$  в области моноферного максимума электронной концентрации ( $\sim 135$  км).

На рис. 3 и 4 приведены распределения концентраций компонентов, рассчитанные для вариантов 3 и 4. Эти варианты различаются

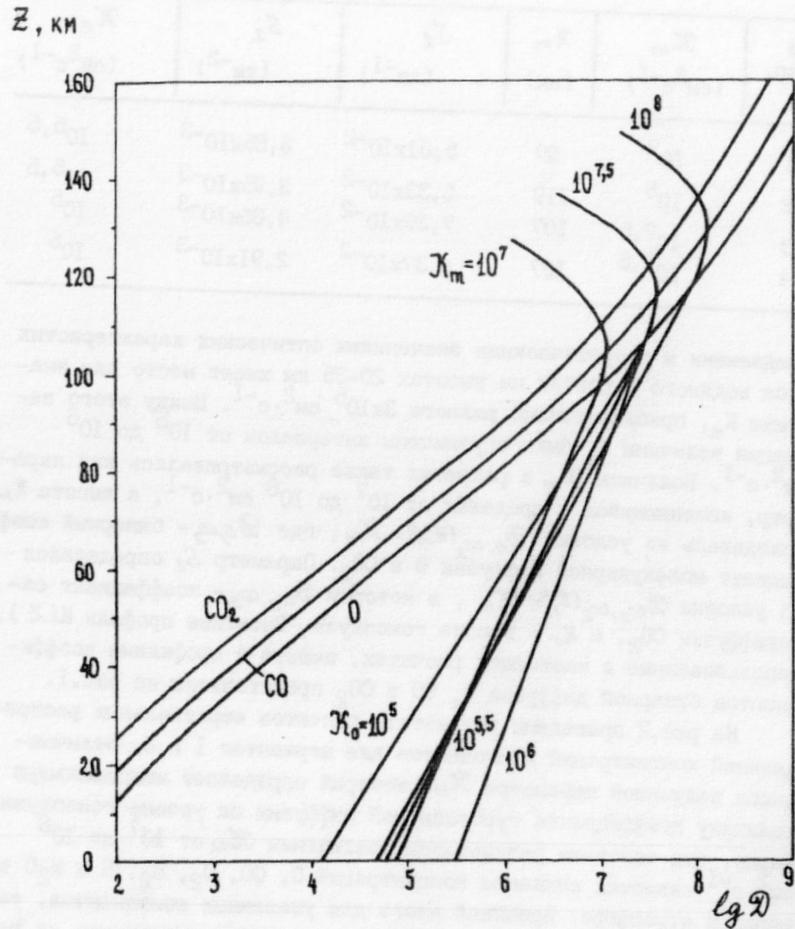


Рис. 1. Высотные профили логарифма коэффициентов молекулярной и турбулентной диффузии, принятые в расчетах с учетом возможных вариаций величин  $K_m$  и  $K_m$ .

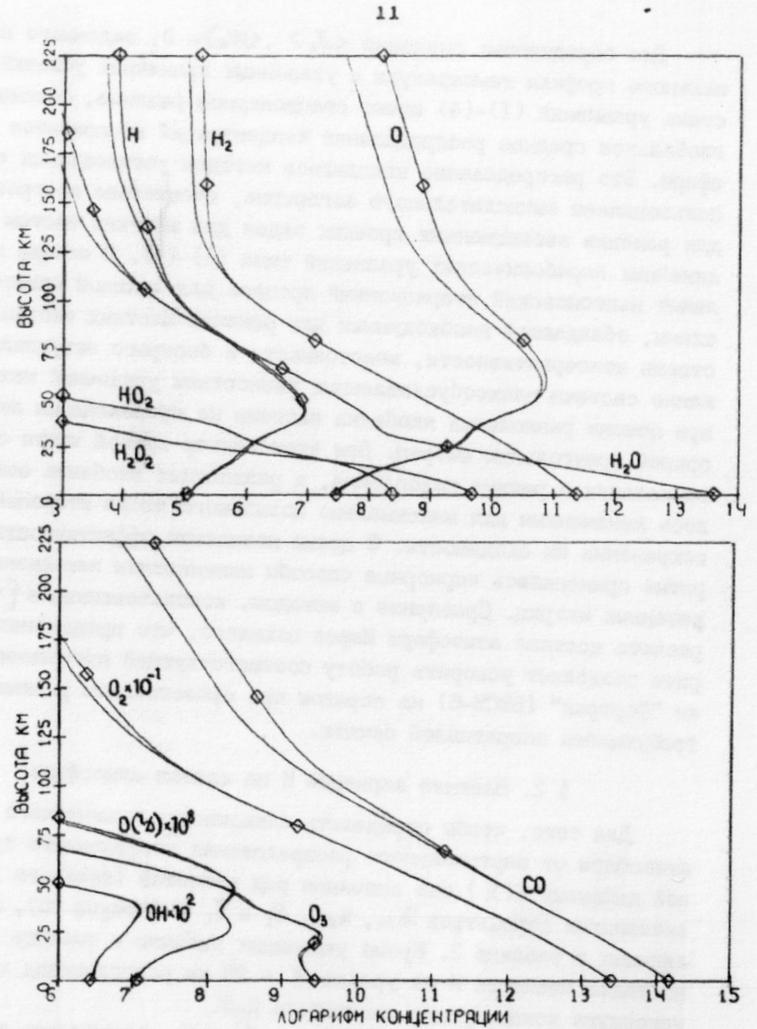


Рис. 2. Зависимость вертикальных распределений концентраций компонентов от величины коэффициента турбулентной диффузии на уровне турбопаузы. Обозначения:  $\diamond$   $K_m = 10^7 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ; —  $K_m = 10^8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ .

тем, что значения  $\mathcal{K}_a$  на уровне расположения слоя водяного аэрозоля составляют для них  $10^5$  и  $10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , соответственно. Величина  $\mathcal{K}_m$  в обоих случаях равна  $10^{7,5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Как видно из приведенных результатов, увеличение  $\mathcal{K}_a$  на порядок при неизменной величине  $\mathcal{K}_m$  приводит к снижению концентраций CO и  $O_2$  на высотах  $z \geq 15$  км. На уровне ионосферного максимума электронной концентрации отношение  $[CO] / [CO_2]$  уменьшается в 2,1 раза. Вертикальные градиенты логарифма концентраций CO и  $O_2$ , при увеличении  $\mathcal{K}_a$  возрастают.

Другим результатом увеличения коэффициента турбулентной диффузии в нижней атмосфере является уменьшение величины  $\gamma_{NO_2}$  градиента логарифма концентрации  $NO_2$  на высотах 0–20 км (рис.4). Суммарное содержание  $NO_2$  в атмосфере при этом изменяется незначительно. Вследствие этого концентрация  $NO_2$  ниже 6 км падает, а на высотах 6–34 км возрастает. На высоте около 21 км, где её изменение максимально, величина  $[NO_2]$  возрастает в 6 раз. Увеличение  $\mathcal{K}_a$  приводит также к снижению величины  $\gamma_{H_2O_2}$ , в результате которого концентрация  $H_2O_2$  повышается на высотах более 6 км и падает на меньших высотах. Так на уровне 21 км величина  $[H_2O_2]$  возрастает в 50 раз.

Результатом роста концентрации активного водорода  $HO_x$  на высотах 6–34 км является увеличение скорости гибели активного кислорода  $O_x$  в реакции (II) и снижение концентраций  $O(^3P)$ ,  $O_3$  и  $O(^1D)$ . Вблизи поверхности на высотах менее 6 км, а также на высотах 34–48 км, где концентрация  $NO_2$  снижается, концентрация  $O_x$  наоборот увеличивается. При этом существенно изменяется высота расположения максимума озонной концентрации и само её максимальное значение (рис.3). Для  $\mathcal{K}_a = 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  высота  $z_{max}$  максимума  $[O_3]$  составляет около 19 км, а величина  $[O_3]_{max} = 5,1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  и в 2,5 раза превосходит минимальное значение концентрации  $O_3$  на уровне 4 км. В то же время, при  $\mathcal{K}_a = 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  высота  $z_{max} = 27$  км, а  $[O_3]_{max} = 1,4 \times 10^9 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  и лишь на 17 % превышает минимальное значение  $[O_3]$  на уровне 18 км. Таким образом, при увеличении  $\mathcal{K}_a$  возрастает высота расположения максимума концентрации  $O_3$ , однако снижается само значение максимума вплоть до его полного исчезновения при  $\mathcal{K}_a \geq 3 \times 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Уменьшение концентрации  $O(^1D)$  на высотах 8–34 км (рис.4) вызывает снижение скорости реакции (I4), что приводит к росту содержания  $H_2$ . Вблизи поверхности концентрация  $H_2$  увеличивается в

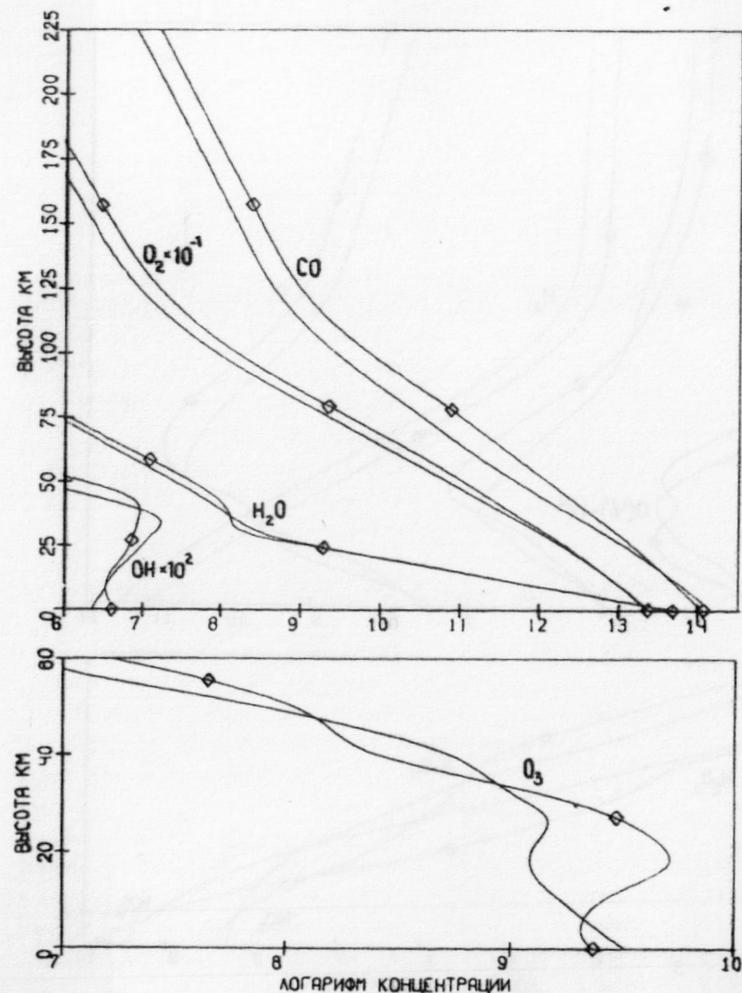


Рис.3. Зависимость распределений концентраций CO,  $O_2$ ,  $H_2O$ , OH и  $O_3$  от величины коэффициента турбулентной диффузии в нижней атмосфере. Обозначения:  $\diamond$   $\mathcal{K}_a = 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ; —  $\mathcal{K}_a = 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

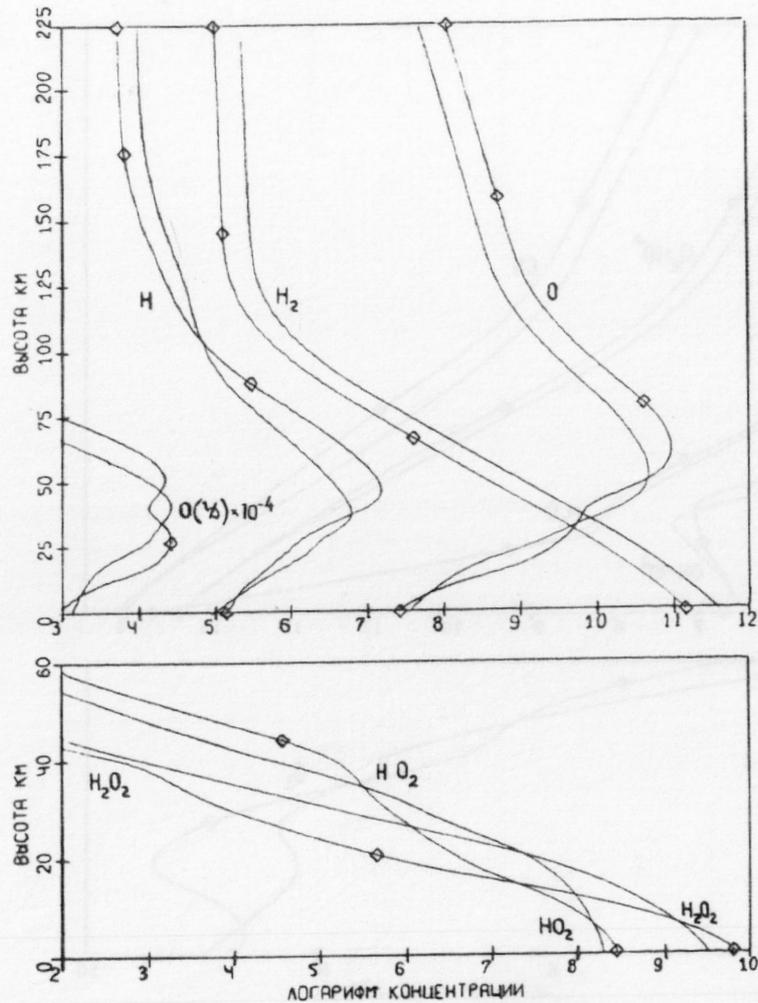


Рис. 4. То же, что и рис. 3 для  $O$ ,  $O(^1D)$ ,  $H$ ,  $H_2$ ,  $HO_2$  и  $H_2O_2$ .

2,8 раза, а на экзобазе – в 2,3 раза. Повышение величины  $[H_2]$  приводит к росту концентрации  $H$  в верхней атмосфере. На экзобазе величина  $[H]$  возрастает в 1,9 раза. Однако на высотах 37–105 км с ростом коэффициента  $K$  в нижней атмосфере концентрация  $H$  падает. Снижение величины  $[H]$  здесь объясняется увеличением скорости диффузии атомарного водорода в нижнюю атмосферу, где в реакции (17)  $H$  преобразуется в  $HO_2$ . Точно также увеличение скорости переноса в нижнюю атмосферу атомарного кислорода вызывает снижение его концентрации на высотах более 50 км. На уровне ионосферного максимума относительная концентрация  $O$  при увеличении  $K_a$  на порядок снижается от 2,2% до 1%.

### § 3. Обсуждение результатов

Из приведенных в предыдущем параграфе результатов расчетов следует, что наилучшее согласие теоретических распределений концентраций компонентов с данными измерений состава как верхней, так и нижней атмосферы имеет место для вертикальных профилей коэффициента турбулентной диффузии, задаваемых формулой (5) при  $K_a \approx 10^5 + 10^{5,5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $K_m \approx 10^{7,5} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Эти профили вместе с профилями, использованными в ряде работ других авторов, изображены на рис. 5. На рисунке также представлена зависимость  $K(z) = 1,4 \times 10^{13} n^{-1/2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  (где  $n$  – суммарная концентрация газа), аппроксимирующая результаты спектрометрических измерений распределения  $SO_2$  на верхней границе облачного слоя Венеры и масс-спектрометрических измерений состава её верхней атмосферы [20]. Из сравнения кривых видно, что вертикальные профили коэффициента турбулентной диффузии ниже уровня турбопаузы, полученные из наших расчетов удовлетворительно согласуются лишь с профилем из [4]. Представляет значительный интерес также тот факт, что найденные нами приближенные распределения  $K(z)$  для атмосферы Марса весьма близки к профилю, полученному из анализа независимых измерений состава атмосферы Венеры [20]. Такое совпадение может указывать на одинаковую физическую природу механизма образования турбулентности в атмосферах обеих планет.

Согласно современным представлениям, турбулентность играет важную роль не только в формировании химического состава атмосферы планеты, но также и в её тепловом балансе [21, 22]. Так турбулентность вызывает, с одной стороны, вертикальный перенос тепла, а с другой – нагрев атмосферы вследствие вязкой диссипации энер-

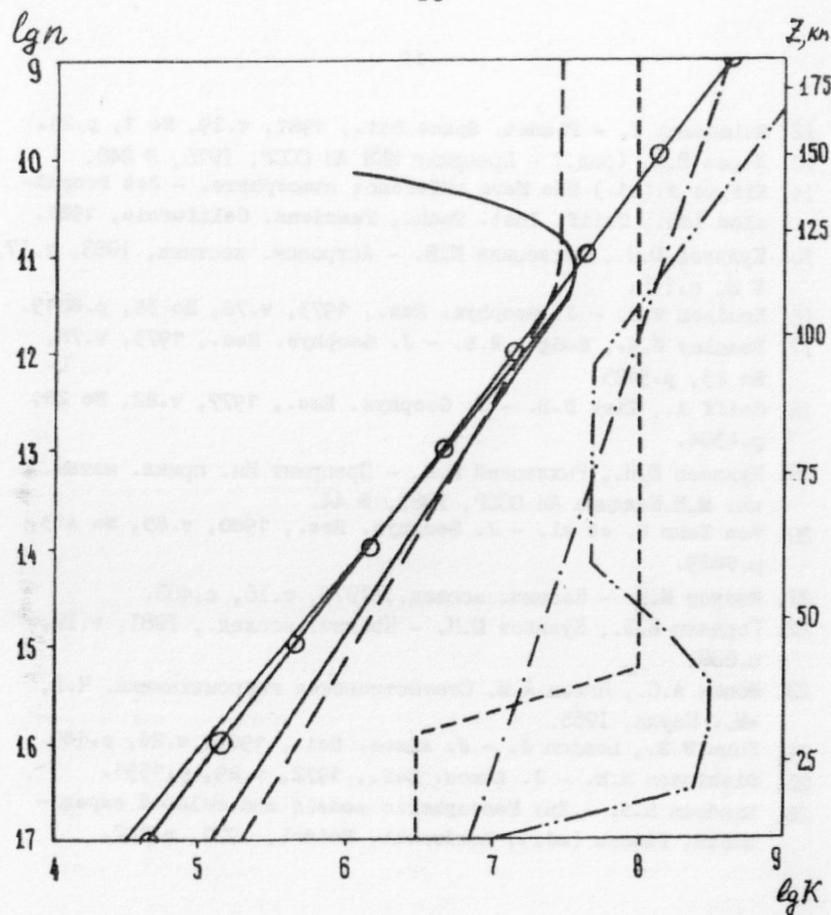


Рис. 5. Вертикальные профили логарифма коэффициента турбулентной диффузии, используемые в различных астрономических моделях. Обозначения: —  $K_a = 10^5, 10^{5,5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ;  $K_m = 10^{7,5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ; ---- [4]; —••• [20]; -.-.- [12]; ..... [6]; — — — "стандартный" профиль из [3]. Слева вдоль оси ординат отложены значения логарифма суммарной концентрации атмосферных составляющих на данной высоте  $Z$ .

гии турбулентных движений. Объемная скорость  $q_{TT}$  изменения тепловой энергии за счет переноса тепла турбулентной теплопроводностью описывается известной формулой [23]:

$$q_{TT} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho c_p K_h \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{q}{c_p} \right) \right], \quad (6)$$

где  $K_h$  — коэффициент турбулентной теплопроводности,  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении. В случае квазистационарного режима турбулентности объемная скорость  $q_{TK}$  турбулентного нагрева газа есть

$$q_{TK} = K_h \frac{\rho g}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{q}{c_p} \right) \frac{1}{Rf} \quad (7)$$

Здесь  $Rf$  — динамическое число Ричардсона для установившейся (стационарной) турбулентности. Согласно [21], значения  $Rf$  в атмосфере Марса могут изменяться в пределах от 0,14 до 0,22. Используя среднюю величину  $Rf = 0,2$  и предполагая, что характерные длины путей турбулентного перемешивания для тепла и вещества одинаковы [23], то есть, что  $K_h = K$ , найдем скорости изменения энергии  $q_{TT}$  и  $q_{TK}$  из (6) и (7) для справочной модели атмосферы [14] и распределения коэффициента турбулентной диффузии, предложенного в [6]. Оценки показывают, что для такого профиля  $K(z)$  на высотах 30–40 км и турбулентная диссипация и турбулентный перенос приводят к нагреву атмосферы, причем на уровне 40 км  $q_{TK} \approx 1,7 \times 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а  $q_{TT} \approx 2,3 \times 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Суммарная скорость нагрева атмосферы здесь за счет турбулентности  $q_T = q_{TK} + q_{TT}$  составляет около 2000 °К/сутки. В то же время известно, что в атмосферах Земли и Венеры на высотах, где концентрация  $\text{CO}_2$  соответствует уровню 40 км в атмосфере Марса, скорость радиационного охлаждения в полосе 15 мкм  $\text{CO}_2$  не превышает нескольких десятков °К/сутки [24,25]. Отсюда вытекает, что скорость  $q_T$  турбулентного нагрева атмосферы Марса и, следовательно, значение  $K$  на уровне 40 км в работе [6] завышено по крайней мере на 2 порядка. В то же время, оценки величины  $q_T$  для высотного распределения  $K$  принятого в данной работе дают скорость нагрева атмосферы на той же высоте около 4 °К/сутки.

Таким образом, результаты данных расчетов химического состава и оценки вклада турбулентной диссипации и теплопроводности в

энергетический баланс атмосферы Марса, также как и расчеты распределения конденсата воды [15,19], могут служить подтверждением предложенной Линдzenом [26] гипотезы о том, что наиболее вероятным механизмом образования турбулентности в области стратомезосферы является нелинейное взаимодействие внутренних гравитационных волн различных типов. Для этого механизма высотная зависимость коэффициента турбулентной диффузии может быть приближенно записана в виде

$$K(z) = K_0 (\rho/\rho_0)^{-1/2}$$

где величины  $K_0$  и  $\rho_0$  относятся к некоторому фиксированному уровню в атмосфере.

Автор благодарит М.Я.Марова за внимание к работе и полезные обсуждения, а также М.В.Рыхлецкого за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Liu S.C., Donahue T.M. - Icarus, 1976, v.28, p.231.
2. Anderson D.E., Jr., Hord C.W. - J. Geophys. Res., 1971, v.76, No 28, p.6666.
3. Kong T.Y., McElroy M.B. - Icarus, 1977, v.32, No 2, p.168.
4. Изаков М.Н., Красицкий О.П. - Космич. исслед., 1977, т.15, с.455.
5. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н. - Космич. исслед., 1975, т.13, вып.1, с.37.
6. Krasnopolsky V.A., Parshev V.A. - Planet. Space Sci., 1979, v.27, No 2, p.113.
7. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н. - Космич. исслед., 1977, т.15, вып.2, с.255.
8. Shimazaki T., Shimizu M. - J. Geophys. Res., 1979, v.84, No A4, p.1269.
9. Колесниченко А.В., Маров М.Я. - Препринт Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша АН СССР, М.: 1979, № 175.
10. Delaboudiniere J.P., et al. Intercomparison/compilation of relevant solar flux data related to aeronomy (Solar cycle 20). - Cospas technique manual series, Manual No 7, Bruxelles, 1978.
11. Hudson R.D. - Rev. Geophys. Space Phys., 1971, v.9, p.305.

12. Shimazaki T. - Planet. Space Sci., 1981, v.29, No 1, p.21.
13. Мороз В.И. (ред.) - Препринт ИКИ АН СССР, 1975, № 240.
14. Kliore A. (ed.) The Mars reference atmosphere. - Jet Propulsion Lab., Calif. Inst. Tech., Pasadena, California, 1981.
15. Куликов Д.Н., Рыхлецкий М.В. - Астроном. вестник, 1983, т.17, № 3, с.145.
16. Knudsen W.C. - J. Geophys. Res., 1973, v.78, No 34, p.8049.
17. Beasley W.H., Hodges R.R. - J. Geophys. Res., 1973, v.78, No 25, p.5425.
18. Seiff A., Kirk D.B. - J. Geophys. Res., 1977, v.82, No 28, p.4364.
19. Куликов Д.Н., Рыхлецкий М.В. - Препринт Ин. прикл. матем. им. М.В.Келдыша АН СССР, 1981, № 44.
20. Von Zahn U. et al. - J. Geophys. Res., 1980, v.85, No A13, p.7829.
21. Изаков М.Н. - Космич. исслед., 1978, т.16, с.403.
22. Гордиец Б.Ф., Куликов Д.Н. - Космич. исслед., 1981, т.19, с.539.
23. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1, -М.: Наука, 1965.
24. Kuhn W.R., London J. - J. Atmos. Sci., 1969, v.26, p.189.
25. Dickinson R.E. - J. Atmos. Sci., 1972, v.29, p.1531.
26. Lindzen R.S. - In: Mesospheric models and related experiments, Fiocco (ed.), Dordrecht, Reidel, 1971, p.122.

