

## Одномерная микрофизическая модель конденсационных облаков $H_2O$ в атмосфере Марса

А.В. Бурлаков<sup>1</sup>, А.В. Родин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН,  
117997 Москва, Профсоюзная, 84/32  
E-mail: burlakov.alex@gmail.com

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (ГУ),  
141700 Долгопрудный МО, Институтский переулок, 9  
E-mail: alexander.rodin@phystech.edu

В статье представлена одномерная микрофизическая модель конденсационных облаков  $H_2O$  в атмосфере Марса с разрешенным на сетке распределением по размерам. На основе переменных температурных профилей из трехмерной модели общей циркуляции атмосферы получен суточный цикл конденсационных процессов в атмосфере. Характерный размер ледяных частиц составляет 1-2 мкм в нижней части облачного слоя и 0.2-0.3 на высоте 50-60 км, что хорошо согласуется с данными СПИКАМ на КА "Марс-Экспресс". В работе исследована зависимость конденсационных процессов и макроскопических параметров облачного слоя от микрофизических свойств аэрозолей; рассмотрено поведение одномерной модели с модифицированной пространственной динамикой, основанной на приближении дробной диффузии.

**Ключевые слова:** микрофизические процессы, дробная диффузия, численное моделирование.

### Введение

Облака и аэрозоли – важные, но на сегодняшний день малоизученные элементы климатических систем Земли и других планет. Многообразие физических процессов, сложность и нелинейность обратных связей воздействия облаков на климат, огромный диапазон временных и пространственных масштабов значительно усложняют теоретическое осмысление существующих климатических механизмов. Не случайно многие метеорологические модели атмосферы Земли используют эмпирическую параметризацию для описания микрофизических процессов в облаках и аэрозолях. Однако, общеизвестно, что в отличие от Земли, атмосферы других планет, в том числе и Марса, обладают более простыми климатическими системами, исследование которых может позволить выявить значимые климатические механизмы. К таким системам можно применять более детальные теоретические модели, что позволит углубить теоретические знания для дальнейшего продвижения в описании климата Земли.

Облака являются важным элементом климата Марса в силу их влияния на перенос излучения и распределение водяного пара в атмосфере (James, 1990; Jakosky, 1983; Michelangeli et al., 1993; Clancy et al., 1996). При конденсации водяного пара происходит образование облаков из ледяных частиц, которые, оседая, участвуют в процессе сублимации, тем самым перераспределяя водяной пар от верхних слоев атмосферы к нижним, что в свою очередь влияет на крупномасштабный горизонтальный перенос (James, 1990; Clancy et al., 1996).

Моделированию гидрологического цикла Марса уделялось большое внимание с момента появления первых численных моделей климата планеты. James (1990) впервые вклю-

чил в одномерную диффузионную модель конденсированную фазу с целью исследования ее влияния на гидрологический цикл. Richardson и Wilson (2002) первыми включили реальные микрофизические процессы, такие как седиментация, в описание гидрологического цикла Марса на основе трехмерной модели общей циркуляции атмосферы. Затем была опубликована работа, специально посвященная облакам  $H_2O$  и их роли в глобальном цикле воды (Richardson et al., 2002).

На данный момент разработано несколько численных моделей облаков  $H_2O$  на Марсе, часть которых интегрирована с моделями общей циркуляции атмосферы. В силу естественных вычислительных ограничений в таких моделях используются моментные схемы, в которых вместо функции распределения по размерам вычисляются только низшие моменты этого распределения (концентрация частиц, средний радиус, средний объем и т.п.); очевидно, при этом информация о функции распределения остается неполной. Для многих задач это является хорошим приближением, однако в ряде случаев знание детальной формы распределения аэрозольных частиц по размерам является критичным.

Для исследования кинетики формирования облаков водяного льда в атмосфере Марса, их влияния на климат, а также с целью последующего сопряжения с трехмерной моделью климата Марса, нами была разработана одномерная микрофизическая модель облаков с разрешенным на сетке распределением по размерам. Модель учитывает такие процессы, как нуклеация зародышей конденсированной фазы на пылевых частицах, конденсация и сублимация кристаллов льда. Поскольку при марсианских давлениях жидкой фазы воды не существует, рассматривается только две фазы воды – парообразная и кристаллическая, причем для простоты рассматривается только гексагональная модификация льда. Пространственная динамика, как это обычно делается в одномерных моделях, описывается процессами седиментации и турбулентной диффузии. Целью построения модели является выяснение зависимостей ключевых параметров распределений частиц облаков по размерам от различных внешних факторов. В дальнейшем построенная нами микрофизическая модель облаков будет интегрирована в трехмерную модель общей циркуляции атмосферы Марса (Родин, Уилсон, 2006).

### Микрофизические процессы

В этом разделе представлено описание следующих процессов: нуклеация, конденсации/сублимации и седиментации. Нуклеация – это первичное образование зародыша новой фазы. Данный процесс может происходить либо спонтанным образом в насыщенных парах (гомогенная нуклеация), либо на твердой поверхности (гетерогенная нуклеация). Процесс гомогенной нуклеации требует очень больших величин насыщения водяного пара, так как энергетический барьер образования кластеров молекул воды при марсианских температурах является практически непреодолимым. Поэтому в данной работе мы рассматриваем только гетерогенную нуклеацию ледяных частиц на пылевых частицах, которые в марсианской атмосфере являются единственным доступным источником ядер конденсации (Rodin и др., 1999). Этот процесс чувствителен к размеру частиц и существенным образом зависит от угла смачивания и величины насыщения  $S = s - 1$ , где  $s$  – отношение парциального давления водяного пара к давлению насыщенного водяного пара.

Вероятность гетерогенной нуклеации на пылевой частице в единицу времени описывается следующим выражением (Pruppacher, Klett, 2000):

$$J = \frac{4\pi^2 r_N^2 a_g^2 Z_s e}{(2\pi m_w kT)^{1/2}} c_{1,s} \exp\left[-\frac{\Delta F_{g,s}}{kT}\right],$$

где  $r_N$  – радиус ядра,  $e$  – давления водяного пара,  $c_{1,s}$  – поверхностная концентрация молекул воды, адсорбированных ядром конденсации,  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $Z_s$  – фактор Зельдовича – поправка, учитывающая неравновесный характер процесса нуклеации,  $m_w$  – масса молекулы воды,  $a_g$  – критический радиус зародыша,  $\Delta F_{g,s}$  – свободная энергия, связанная с образованием зародыша,  $\Delta F_{g,s} = f(\cos \theta)$ , где  $\theta$  – угол смачивания.

После нуклесации происходит быстрое уменьшение степени насыщения за счет процесса конденсации. Следовательно, вероятность нуклеации тоже уменьшается. В итоге, система выходит на стационар. Таким образом, процесс нуклеации ограничивает как степень насыщения паров, так и концентрацию ледяных частиц, которые могут образовываться в облачном слое.

Процесс конденсации чувствителен к насыщению, размеру частиц, способности системы восполнять потери водяного пара, теплообмену с окружающим пространством. Численная реализация описания данного процесса будет представлена в следующем разделе.

Наконец, частицы оседают в атмосфере под действием сил гравитации. Для малых значений чисел Рейнольдса скорость оседания частиц определяется обобщенной формулой Стокса с поправкой Каннингэма:

$$V_{fall} = \frac{2\rho g}{9\eta} r_N^2 \left(1 + \frac{l}{r} (1.257 + 0.4e^{-1.1r/l})\right),$$

где  $\rho$  – плотность частиц,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\eta$  – динамическая вязкость воздуха,  $r_N$  – радиус частицы (в данной модели считается, что частицы сферические),  $l$  – длина свободного пробега в газе (Korablev et al., 1992).

### Описание модели

В разработанной нами модели рассматриваются три типа аэрозольных частиц: ядра конденсации, ледяные и пылевые частицы. Пылевые частицы и ядра конденсации распределены по 40 ячейкам (категориям) в пространстве размеров (размер изменяется от 0,02 до 2 мкм), ледяные частицы – по 16 ячейкам (размер изменяется от 0.05 до 10 мкм), при этом применяются грубые логарифмические сетки размеров с динамическим диапазоном в 2-3 порядка величины.

Рассмотрим общий вид кинетических уравнений, описывающих модель:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = A_{micro} - \frac{\partial}{\partial z}(V_s f) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\rho \frac{\partial f}{\partial z}\right),$$

где  $f$  – функция распределения по размерам,  $A_{micro}$  – микрофизические компоненты.

В правых частях кинетических уравнений есть микрофизические и пространственные составляющие. Для их решения используется метод расщепления по физическим процессам (Самарский, Вабищевич, 2001). На одном временном шаге вначале решается пространственная часть, микрофизическая замораживается, а затем наоборот.

Для решения пространственной части применяется шеститочечный шаблон. Соответствующая трехдиагональная система разностных уравнений решается методом прогонки.

Для решения кинетических уравнений с микрофизическим членом используется полуневная двухмоментная схема (Jacobson, 2005). Рассматривается сетка размеров с фиксированными границами. Каждому интервалу размеров приписываются концентрация частиц и средняя масса, которые являются переменными величинами. В процессе конденсации или сублимации размер частицы изменяется на величину, определяемую скоростью процесса и временным шагом модели. Если при этом результирующий размер частицы выходит за пределы соответствующего интервала размеров, то вся масса и концентрация из этой ячейки перебрасываются в ту ячейку, в пределы которой попал средний радиус.

В модели использовано следующее выражение для конденсационной скорости роста частиц (Jacobson, 2005):

$$k_i = \frac{n_i 4\pi\chi_i D_v \omega_{v,i} F_{v,i}}{\frac{m_v D_v \omega_{v,i} F_{v,i} L_s S'_i C_s}{k \omega_{h,i} F_{h,i} T} \left( \frac{L_s m_v}{RT} - 1 \right) + 1},$$

где  $n_i$  – численная концентрация в каждой ячейке,  $m_v$  – молекулярный вес водяного пара,  $D_v$  – коэффициент диффузии водяного пара в воздухе,  $\chi_i$  – электрическое емкостное сопротивление кристалла льда,  $\omega_{v,i}$  и  $\omega_{h,i}$  – безразмерные величины для водяного пара и энергии, соответственно, относящиеся к поправкам для геометрии столкновения и вероятности столкновений в течение роста,  $F_{v,i}$  – безразмерный коэффициент вентиляции для пара,  $F_{h,i}$  – безразмерный коэффициент вентиляции для энергии,  $L_s$  – удельная теплота сублимации,  $k$  – тепловая проводимость влажного воздуха,  $T$  – температура,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $S'_i$  – отношение насыщения при равновесии над ледяной поверхностью,  $C_s$  – мольная концентрация насыщенного пара над плоской поверхностью льда.

Стоит обратить внимание, что двухмоментный характер используемой схемы обеспечивает выполнение в явном виде законов сохранения количества частиц и массы, обеспечивая при этом полное описание функции распределения частиц по размерам.

В рассматриваемой модели используется суточный цикл температурного профиля из трехмерной модели общей циркуляции атмосферы (Родин, Уилсон, 2006), соответствующий летнему сезону в умеренных северных широтах (53°СШ, 180°ВД, солнечная ареоцентрическая долгота  $L_s=69^\circ$ ).

Помимо процесса седиментации в модели учитывается перенос аэрозольных частиц и водяного пара в приближении турбулентной диффузии.

Шаг по времени в микрофизической части составляет 0,1 сек, в пространственной части – 10 сек. В качестве начальных условий в атмосфере присутствует только водяной пар и пыль, аэрозоль образуется в процессах нуклеации и конденсации. Выход системы на квазистационарный суточный цикл происходит в течение 10-12 марсианских суток.

## Результаты моделирования

Были проведены расчеты для различных значений ключевого параметра, определяющих облик облачного слоя: варьировался параметр, значения которого характеризуются наибольшей неопределенностью – параметр смачивания  $\cos \theta$ .

На рис. 1 представлены полученные результаты распределения ледяных частиц по размерам при различных параметрах смачивания. Во всех приведенных примерах местное время составляет 4:30.

На высотах, превышающих 50 км, за счет седиментации крупные частицы быстро оседают, поэтому пик распределения ледяных частиц приходится на размеры 0.2-0.3 мкм. В нижней части тропосферы частицы достигают размеров 1-1.5 мкм.

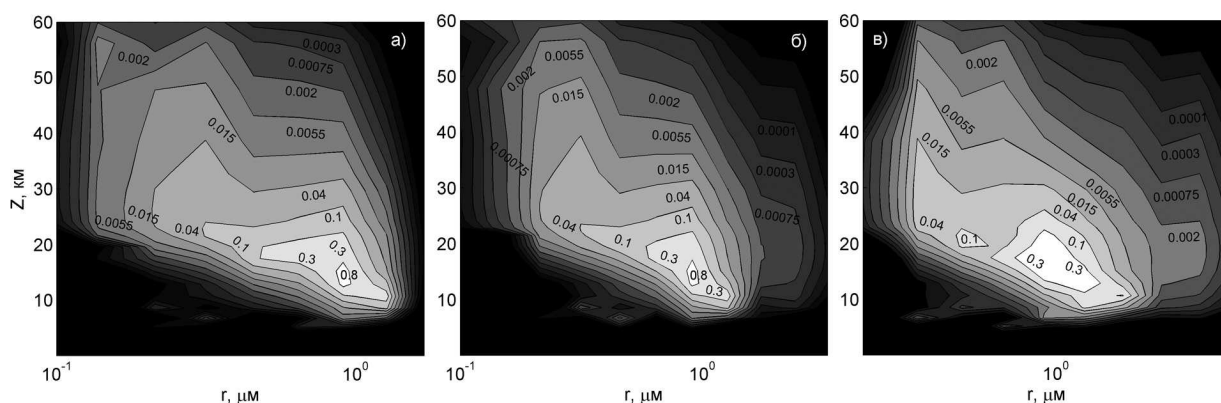


Рис. 1. Двумерные распределения ледяных частиц от размера и высоты (ppt/μм), полученные в результате моделирования: а)  $\cos \theta = 0.9$ ; б)  $\cos \theta = 0.7$ ; в)  $\cos \theta = 0.5$

На рис. 2 показаны распределения ледяных, пылевых частиц и профили водяного пара. На начальном этапе релаксации системы процесс седиментации оказывает заметное влияние на распределение пылевых частиц. Потеря крупных частиц существенно влияет на процесс нуклеации, так как вероятность нуклеации квадратично растет с размером частиц.

По мере оседания частиц происходит перераспределение массы воды по высоте. Максимальные значения концентрации водяного пара наблюдаются в областях, где происходит сублимация, т.е. в нижней тропосфере. Выше уровня насыщения пылевых частиц нет, поскольку темп седиментации пылевых частиц, заключенных в ледяные кристаллы в виде ядер конденсации, существенно выше, чем у свободных пылевых частиц. Это явление демонстрирует одно из важнейших свойств марсианских облаков, отмеченное Clancy et al. (1996) – удержание пыли от вертикального распространения воздушными потоками ниже уровня конденсации водяного пара.

При уменьшении  $\cos \theta$  (рис. 2, б) влияние микрофизики на распределение уменьшается. На высоте насыщения пик распределения ледяных частиц соответствует 1 мкм, а правая граница распределения достигает 10 мкм, что объясняется более интенсивной подкачкой массы в виде водяного пара из нижних слоев атмосферы. Аналогичная ситуация возникает и на больших высотах. Пик распределения ледяных частиц соответствует размерам предыдущего случая, но правая граница смещается к 8-10 мкм. Так как на по-

верхности находится источник пыли, а вероятность нуклеации становится мала, за счет турбулентной диффузии пылевые частицы легко проникают в слои атмосферы, лежащие выше уровня насыщения. Фактически это означает, что облака теряют способность задерживать пылевой аэрозоль.

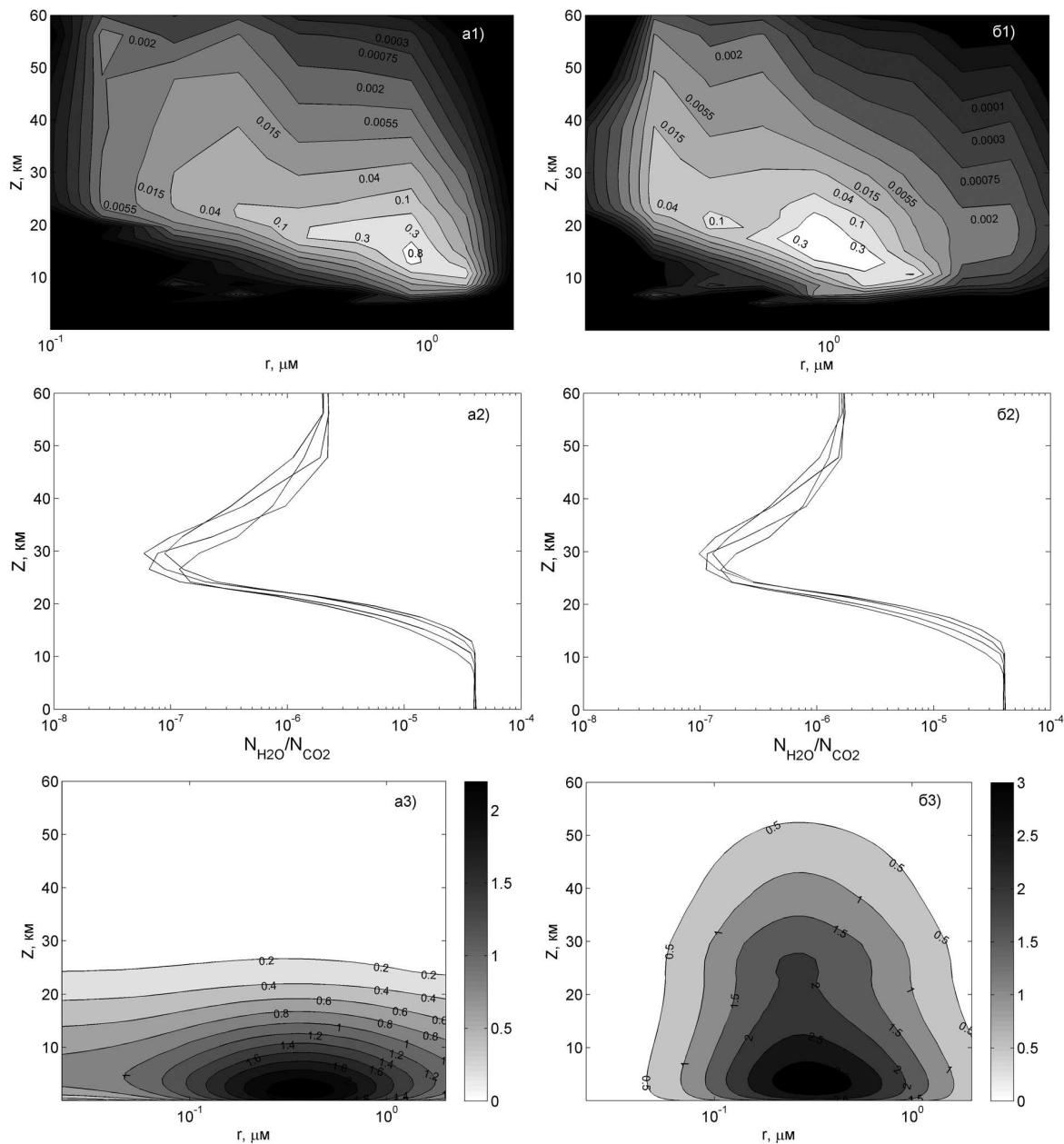


Рис. 2. Результаты моделирования: а)  $\cos\theta = 0.9$ ; б)  $\cos\theta = 0.5$ ; 1) двумерные распределения ледяных частиц от размера и высоты (ррт/мкм); 2) суточные эволюции профиля водяного пара; 3) двумерные распределения пылевых частиц от размера и высоты ( $\text{см}^{-3}\text{мкм}^{-1}$ )

На рис. 3 представлены результаты с начальной концентрацией водяного пара 100 ррт. В данном случае, по сравнению с предыдущими расчетами при концентрации 40 ррт, существенных изменений в средней и верхней части модельной области атмосферы не наблюдается. В нижней части тропосферы, от поверхности до высоты 5 км, при  $\cos\theta = 0.9$  в утренние часы происходит выпадение тумана, причем пик распределения ледяных частиц по размерам приходится на 1-1.5 мкм. Это объясняется тем, что при данных параметрах си-

стемы во время суточного температурного минимума водяной пар в атмосфере насыщается, в результате чего происходит нуклеация пылевых частиц и образуются ледяные частицы. В случае  $\cos \theta = 0.7$  туман не выпадает, так как данный угол смачивания недостаточен для того, чтобы преодолеть порог нуклеации.

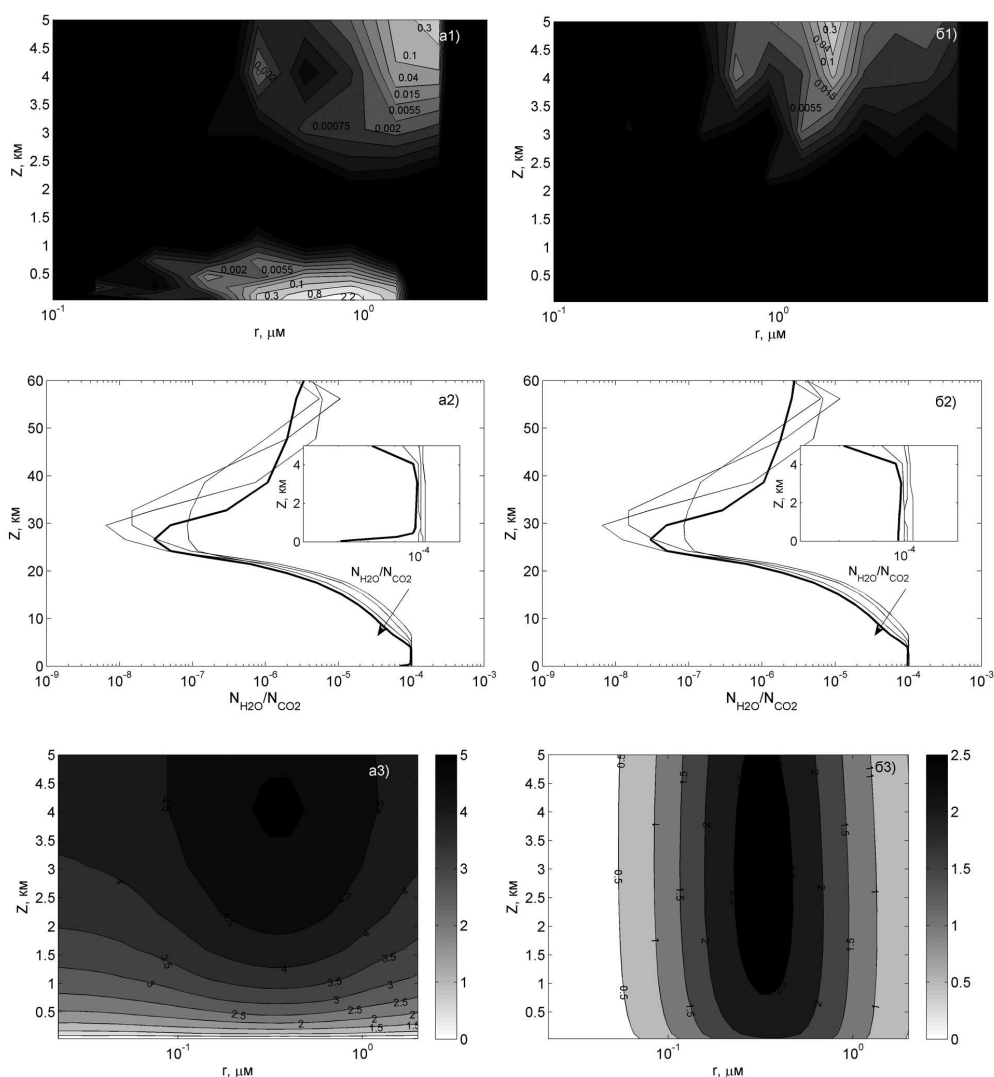


Рис. 3. Результаты моделирования (до 5 км): а)  $\cos \theta = 0.9$ ; б)  $\cos \theta = 0.7$ ; 1) двумерные распределения ледяных частиц от размера и высоты (шт/мкм); 2) суточные эволюции профиля водяного пара; 3) двумерные распределения пылевых частиц от размера и высоты (см<sup>-3</sup>мкм<sup>-1</sup>)

### Дробная диффузия

Одномерная модель, учитывающая пространственную динамику в приближении процессов седиментации и дробной диффузии, сама по себе, является крайне ограниченным аппаратом. Его можно использовать для тестирования микрофизического блока для трехмерной модели общей циркуляции, но для анализа экспериментальных данных применение одномерной модели довольно затруднительно. В связи с этим, мы модифицировали пространственную динамику, заменив классическую диффузию на дробную диффузию. Такой подход позволяет рассматривать ряд процессов интегральным образом, в том числе классическую диффузию, ячейку Хэдли, широкомасштабный перенос.

Кинетическое уравнение, описывающее модель:

$$\frac{\partial f(z,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K(z) \frac{\partial^{\alpha-1}}{\partial z^{\alpha-1}} f(z,t) \right) + q(z,t), \quad 1 < \alpha \leq 2.$$

Неявная схема, основанная на аппроксимации дробной производной, имеет вид (Петухов, Ревизников, 2009):

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{\tau} = \frac{K_i}{2h^\alpha} \left( \sum_{k=0}^{i+1} g_{\alpha,k} f_{i-k+1}^{n+1} + \sum_{k=0}^{N-i+1} g_{\alpha,k} f_{i+k-1}^{n+1} \right) + q_i^{n+1},$$

где  $h$  – шаг сетки по пространственной координате,

$$g_{\alpha,k} = \frac{\Gamma(k-\alpha)}{\Gamma(-\alpha)\Gamma(k+1)} - \text{нормированные веса Грюндвальда-Летникова.}$$

На рис. 4 показаны распределения ледяных частиц, полученные в рамках одномерной модели, в зависимости от различных степеней дифференцирования. При уменьшении степени дифференцирования процесс вертикального переноса становится преобладающим в конкуренции с процессом седиментации. Если в случае классической диффузии крупные частицы убывают с больших высот, то при уменьшении степени дифференцирования этого не происходит, все начинает перемешиваться. Когда вертикальный перенос становится слишком сильным (рис. 4е), широкое распределение ледяных частиц по размерам наблюдается только на высоте насыщения.

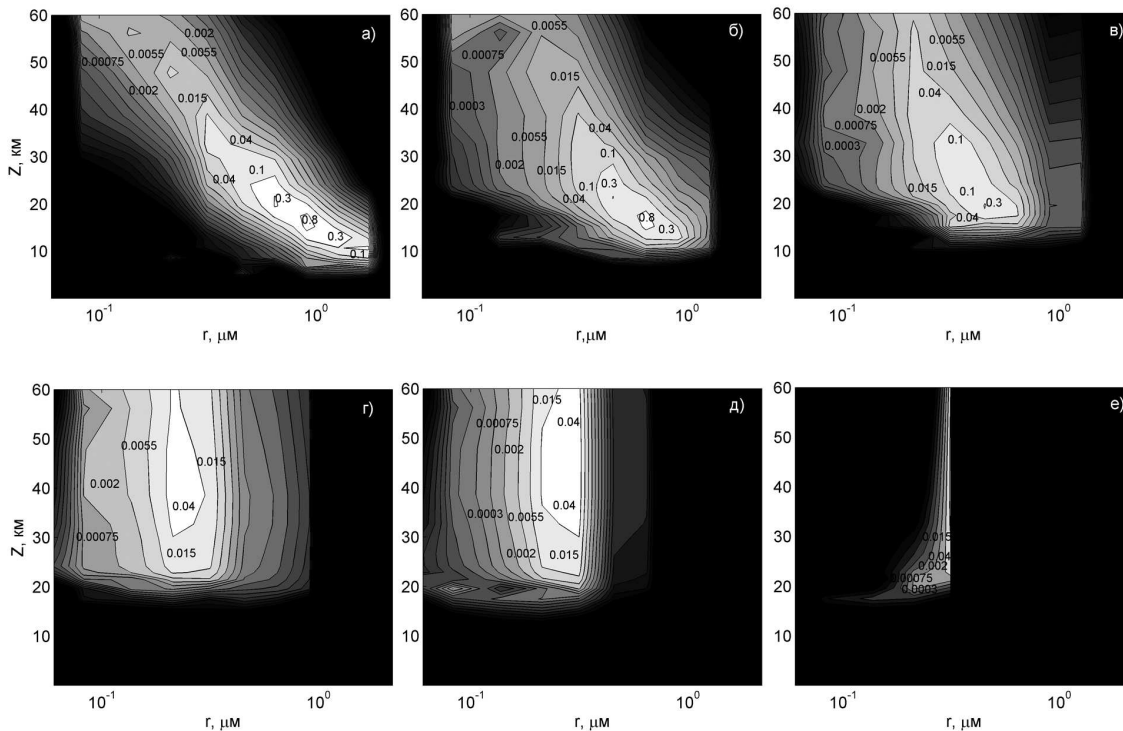


Рис. 4. Двумерные распределения ледяных частиц от размера и высоты ( $r$  и  $Z$ ), полученные в результате моделирования для различных степеней дифференцирования:  
 а)  $\alpha = 2$ ; б)  $\alpha = 1.9$ ; в)  $\alpha = 1.8$ ; г)  $\alpha = 1.7$ ; д)  $\alpha = 1.6$ ; е)  $\alpha = 1.5$



## Заключение

В рамках одномерной модели получен профиль водяного пара, ступенчатый характер которого согласуется с данными наблюдений методами солнечных и звездных затмений (Fedorova et al., 2008). Уровень насыщения находится на высоте 15-25 км в зависимости от параметров системы.

На высотах более 50 км, как уже отмечалось ранее, эффективный радиус частиц составляет 0.2-0.3 мкм при численной концентрации  $0.1-1 \text{ см}^{-3}$ , что находится в хорошем согласии с данными эксперимента SPICAM КА “Mars Express” (Fedorova et al., 2008). На высоте насыщения, как и в приповерхностной зоне, размер ледяных частиц изменяется в диапазоне от 0,8 – 2 мкм, а концентрация – в пределах  $8-12 \text{ см}^{-3}$ . На высоте насыщения эффективный радиус пылевых частиц равен 0.8 мкм, у поверхности размер соответствует 0.8-0.9 мкм.

Использование в модели полуэвневной двухмоментной схемы интегрирования кинетических уравнений (Jacobson, 2005) позволяет в широких пределах изменять шаг по времени и дискретность сетки размеров частиц, тем самым подбирая необходимое временное разрешение. Поэтому микрофизический блок из одномерной модели может быть интегрирован в трехмерную модель общей циркуляции атмосферы Марса.

Также построена одномерная модель с модифицированной пространственной динамикой, основанной на приближении дробной производной. Разработана быстрая и эффективная численная схема для описания процесса вертикальной дробной диффузии. Такая модель может быть использована для анализа экспериментальных данных в рамках одномерной модели. Кроме того, численная схема с дробной производной может быть интегрирована в трехмерную модель общей циркуляции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-01260-а.

## Литература

1. Петухов А.А., Ревизников Д.Л. Алгоритмы численного решения дробно-дифференциальных уравнений // Вестник МАИ. 2009 Т. 16. №6. С. 228-234.
2. Родин А.В., Уилсон Р.Дж. Сезонный цикл климата Марса: экспериментальные данные и численное моделирование // Космич. исслед. 2006. Т. 44. №4. С. 1-5.
3. Самарский А.А., Вабичевич П.Н. Аддитивные схемы для задач математической физики. М.: Наука, 2001.
4. Clancy R.T., Grossman A.W., Wolff M.J. et al. Water vapor saturation at low altitudes around Mars aphelion: A key to Mars climate? // Icarus. 1996. 122. 36-62.
5. Fedorova A.A., Korablev O.I., Bertaux J.-L., et al. Solar infrared occultation observations by SPICAM experiment on Mars-Express: Simultaneous measurements of the vertical distributions of H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> and aerosol // Icarus. 2008. 200. 96-117.
6. Jacobson M.Z. Fundamentals of Atmospheric Modeling. Cambridge. 2005.
7. Jakosky B.M. The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle. II. Coupled models of regolith, the polar caps, and atmospheric transport // Icarus. 1983. 55. 19-39.
8. James P.B. The Martian hydrologic cycle—Effects of CO<sub>2</sub> mass flux on global water distribution // Icarus. 1985. 64. 249-264.
9. Korablev O.I., Krasnopolsky V.A. and Rodin A.V. Vertical structure of Martian dust measured by solar infrared occultations from the Phobos spacecraft // Icarus. 1992. 102. 76-87.
10. Michelangely D.V., Toon O. B., Heberle R.M., Pollack J.B. Numerical simulation of the formation and evolution of water ice clouds in the Martian atmosphere // Icarus. 1993. 100. 261-285.

11. Pruppacher H.R. and Klett J.D. Microphysics of Clouds and Precipitation. Kluwer, 2000.
12. Richardson M.I. and Wilson R.J. Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model // J. Geophys. Res. 2002. 107(E5). 5031. DOI:10.1029/2001JE001536.
13. Rodin A.V., Clancy R.T. and Wilson R.J. Dynamical properties of Mars water ice clouds and their interactions with atmospheric dust and radiation // Adv. Space Res. 1999. 23. 1577-1585.

## **One-dimensional numerical model of H<sub>2</sub>O cloud formation in the Martian atmosphere**

**A.V. Burlakov<sup>1</sup>, A.V. Rodin<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>Space Research Institute of RAS  
117997, 84/32 Profsoyuznaya Str., Moscow, Russia  
E-mail: burlakov.alex@gmail.com;*

*<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University),  
141700, 9, Instityskii per., Dolgoprudny, Moscow Region, Russia  
E-mail: alexander.rodin@phystech.edu*

One-dimensional numerical model with a size distribution of aerosol particles in Martian atmosphere is developed. The diurnal cycle of condensational processes is obtained on the basis of temperature profiles from 3D GCM. An effective radius of ice particles varies from 1 to 2  $\mu\text{m}$  at lower layers of the cloud and it varies within 0.2-0.3  $\mu\text{m}$  above 50 km. These results are consistent with data from SPICAM experiment on Mars-Express. Dependence of condensational process and macroscopic parameters on microphysical properties of aerosol particles is analyzed. One dimension model with modified spatial dynamics is also presented, basing on the approximation of fractional diffusion.

**Keywords:** microphysical processes, fractional diffusion, numerical simulation.