

## К вопросу о формировании облаков в запыленной ионосфере Марса

Ю. С. Резниченко<sup>+</sup>, А. Ю. Дубинский\*, С. И. Попель<sup>\*\*×1)</sup>

<sup>+</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141700 Долгопрудный, Россия

\*Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

<sup>×</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 февраля 2023 г.

После переработки 17 февраля 2023 г.

Принята к публикации 19 февраля 2023 г.

Рассмотрены плазменно-пылевые облака в мезосфере Марса, наблюдаемые на высотах около 100 км. Перечислены особенности запыленной ионосферы Марса по сравнению с запыленной ионосферой Земли. Приведены уравнения модели, описывающей самосогласованным образом плазменно-пылевые структуры в ионосфере Марса, которая учитывает особенности, важные для ионосферы Марса, но не включаемые в рассмотрение при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли. Например, в случае Марса модель учитывает эффекты торможения пылевых частиц за счет налипания на них молекул конденсата. Приведен пример высотного распределения частиц, составляющих марсианские мезосферные облака, вычисленный на основе самосогласованной модели. Показано, что важным фактором, влияющим на формирование плазменно-пылевых облаков в ионосфере Марса, является неустойчивость Рэлея–Тейлора, которая приводит к тому, что плазменно-пылевые облака могут существовать лишь при достаточно малых значениях размеров составляющих их пылевых частиц, а также к тому, что имеется ограничение (сверху) на толщину плазменно-пылевого облака.

DOI: 10.31857/S1234567823060058, EDN: qsiouu

Важной особенностью мезосферы Марса является наличие на высотах около 100 км облаков, состоящих из частиц сухого льда ( $\text{CO}_2$ ) с характерным размером порядка 100 нм, сформированных в результате конденсации углекислого газа марсианской ионосферы [1]. Существование облаков было доказано в рамках миссии Mars Express посредством измерений, выполненных с помощью инфракрасного спектрометра SPICAM. В марте 2021 г. аппарат Mars Science Laboratory Curiosity сделал снимки марсианских облаков [2], состоящих, судя по всему, из частиц сухого льда. Эти облака были зарегистрированы выше 60 км, причем фотосъемка происходила на закате, когда солнечные лучи освещали поверхность пылевых частиц и подсвечивали облака на фоне темного неба. Подобное поведение, а также то, что при формировании частиц, составляющих облака, важную роль играют процессы конденсации, указывают на аналогию [1] между марсианскими мезосферными облаками и серебристыми облаками [3, 4], наблюдаемыми на Земле, хотя точные механизмы образования марсианских облаков пока еще до конца не выяснены.

Естественно предположить, что подобно серебристым облакам на Земле мезосферные марсианские облака представляют собой плазменно-пылевые структуры в ионосфере Марса [5, 6]. Данное предположение согласуется с представлениями о пылевой плазме, согласно которым одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является возможность самоорганизации, приводящей к формированию макроскопических структур, таких, как плазменно-пылевые облака, капли, кристаллы и т.д. [7–10].

Рисунок 1 иллюстрирует условия в ионосфере Марса, важные с точки зрения физики мезосферных плазменно-пылевых облаков. Приведены, в частности, высотные профили температуры нейтрального газа, давления насыщенных паров  $\text{CO}_2$  и давления паров  $\text{CO}_2$ . Условия для роста (нуклеации) частиц выполняются в диапазоне высот около 92–112 км, где пары  $\text{CO}_2$  пересыщены. Отметим, что именно в этом высотном диапазоне наблюдаются плазменно-пылевые мезосферные облака. Согласно результатам работы [5], в ионосфере Марса в случае конденсации углекислого газа частицы, находящиеся изначально в верхней области зоны кон-

<sup>1)</sup>e-mail: popel@iki.rssi.ru

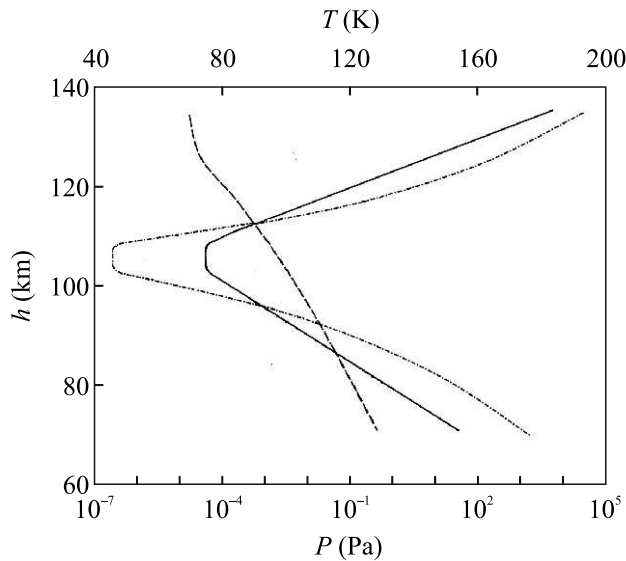


Рис. 1. Качественные высотные профили температуры газа ионосферы Марса (сплошная кривая), парциального давления паров  $\text{CO}_2$  (штриховая кривая) и давления насыщенных паров  $\text{CO}_2$  (штрих-пунктирная кривая). Пары  $\text{CO}_2$  пересыщены в диапазоне высот 92–112 км

денсации (зоны, где пары  $\text{CO}_2$  пересыщены), поглощают большую часть углекислого газа и начинают седиментировать. Вследствие неодинаковости начального расположения различные слои поглощают разное количество газа, что создает возможность для перемешивания слоев друг с другом и образования плазменно-пылевых облаков. В зоне конденсации пылевые частицы могут достигать размеров порядка 100 нм или больших размеров. Характерное время осаждения таких облаков в зоне конденсации составляет около нескольких минут. Ниже зоны конденсации сконденсировавшийся углекислый газ испаряется. В связи с этим, характерное время седиментации слоев через зону конденсации определяет характерное время существования плазменно-пылевых облаков аналогично серебристым облакам на Земле. Хотя в работе [5] и описаны процессы, приводящие к формированию плазменно-пылевых облаков в ионосфере Марса, некоторые существенные вопросы остаются открытыми. Прежде всего это касается высотного распределения частиц, составляющих плазменно-пылевые облака.

В работе [5] фактически использовалось описание, аналогичное описанию серебристых облаков в атмосфере Земли [4, 11]. Однако условия в ионосфере Марса существенным образом отличаются от земных. Поэтому важной проблемой является выявление особенностей описания плазменно-пылевых

структур в ионосфере Марса по сравнению с ситуацией на Земле.

Целью данной работы является уточнение модели, приведенной в работе [5] для описания плазменно-пылевых структур в ионосфере Марса, а также определение на основе уточненной модели высотного распределения частиц, составляющих марсианские мезосферные облака. Будет также проведено обсуждение результатов вычислений с точки зрения имеющихся наблюдений, а также процессов, которые могут повлиять на характерные размеры пылевых частиц, среди которых, как будет показано в данной работе, важную роль может играть неустойчивость Рэлея–Тейлора.

Рассматриваемая здесь область марсианской атмосферы с точки зрения термодинамики углекислого газа может быть разделена на три характерные части: среднюю часть с сильно пересыщенными парами углекислого газа и две периферические области ненасыщенных паров  $\text{CO}_2$  (см. рис. 1). С точки зрения динамики пылевых частиц верхнюю область ненасыщенных паров можно назвать зоной седиментации с постоянной массой, среднюю – зоной конденсации, нижнюю – зоной сублимации. В области конденсации происходит рост пылевых зародышей ионосферы за счет десублимации паров  $\text{CO}_2$ , вследствие чего оказывается возможным формирование слоистой структуры пылевого облака [5]. В зоне сублимации идет процесс испарения ранее сконденсировавшегося углекислого газа с поверхности пылевых частиц, приводящий в конечном итоге к исчезновению пылевого облака, время жизни которого, таким образом, определяется временем седиментации микрочастиц.

Атмосфера Марса имеет следующие особенности по сравнению с атмосферой Земли:

1) Основной газовой компонентой атмосферы Марса является углекислый газ (около 95%) [12, 13], и именно частицы сухого льда ( $\text{CO}_2$ ) составляют марсианские мезосферные облака. В свою очередь, пары воды, формирующие композитные ледяные частицы, составляющие серебристые облака в ионосфере Земли, несут лишь 0.5% массовой доли газа атмосферы.

2) Если в условиях земной атмосферы плотность водяных паров ничтожна по сравнению с плотностью азота и кислорода, так что на протяжении всего времени седиментации к поверхности Земли главным тормозящим фактором является вязкое трение, то при оседании частиц в атмосфере Марса в зоне конденсации существенным оказывается фактор торможения пылевой частицы за счет налипания на нее

молекул конденсата (аналог реактивной силы), поскольку концентрации десублимирующего углекислого газа велики, а налипающие на поверхность микрочастиц молекулы  $\text{CO}_2$  обладают ненулевой относительной скоростью. В то же время, сила вязкого трения обуславливается лишь 5% газов, примесных к углекислому газу атмосферы Марса. В зоне же сублимации, весь газ марсианской атмосферы создает силу вязкого трения, поскольку относительная скорость испаряющихся молекул углекислого газа в этом случае равна нулю. Физически это означает, что оторвавшиеся от частицы молекулы испарившегося  $\text{CO}_2$  тормозятся не за счет ускорения частицы, а за счет молекул атмосферы.

3) Как и в случае с Землей, атмосфера Марса не пропускает ультрафиолетовое излучение с достаточно малыми длинами волн. Так, коэффициенты пропускания марсианской атмосферы на высоте 100 км, рассчитанные на основе экспериментальных данных, полученных спектрометром SPICAM [14, 15], для длин волн, меньших 165 нм (что соответствует энергиям фотонов, превосходящим 7.5 эВ), приблизительно равны нулю, а для больших длин волн приблизительно равны единице. Работа выхода  $\text{CO}_2$  в твердой фазе составляет приблизительно 11.5 эВ (см. рис. 3 работы [16]). Таким образом, можно считать, что на рассматриваемых высотах влияние фотоэффекта на зарядку частиц сухого льда ( $\text{CO}_2$ ) несущественно, и, в виду большей подвижности электронов, чем ионов, заряды частиц сухого льда – отрицательные.

При построении модели плазменно-пылевых структур в мезосфере Марса описание эволюции функции распределения пылевых частиц  $f_d(h, a, v, t)$  на высоте  $h$  проводится с помощью кинетического уравнения

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\alpha_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2} v_{\text{CO}_2}^{th} (n_{\text{CO}_2} - n_{\text{CO}_2}^s)}{4\rho d} \frac{\partial f_d}{\partial a} + v \frac{\partial f_d}{\partial h} + \left( g - \frac{\pi \rho c_s a^2 F_d (v + v_{\text{wind}})}{m_d} + \frac{u_{\text{rel}}}{m_d} \frac{dm_d}{dt} \right) \frac{\partial f_d}{\partial v} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $a$  – характерный линейный размер пылевой частицы,  $m_d$  – ее масса,  $m_{\text{CO}_2}$  – масса молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\alpha_{\text{CO}_2}$  – коэффициент аккомодации молекул  $\text{CO}_2$  при столкновении с пылевой частицей (обычно в сильно пересыщенных парах  $\alpha_{\text{CO}_2} \sim 1$ ),  $v_{\text{CO}_2}^{th}$  – тепловая скорость молекул  $\text{CO}_2$ ,  $c_s$  – местная скорость звука,  $\rho$  и  $\rho_d$  – плотности, соответственно, атмосферного газа и материала пылевой частицы,  $n_{\text{CO}_2}^s$  и  $n_{\text{CO}_2}$  – концентрации, соответственно, насыщенных паров  $\text{CO}_2$  над поверхностью пылевой частицы и  $\text{CO}_2$  в мезосфере

Марса,  $v_{\text{wind}}$  и  $v$  – вертикальные скорости ветра и пылевой частицы соответственно,  $F_d$  – коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы,  $g$  – ускорение свободного падения,  $u_{\text{rel}}$  – скорость налипающих/испаряющихся молекул относительно пылевой частицы. Второе слагаемое в левой части (1) описывает рост пылевых частиц в окружающем пересыщенном углекислом газе, четвертый член описывает седиментацию (подъем) пылевой частицы при взаимодействии с нейтралами (*neutral drag*). Слагаемое, содержащее  $dm_d/dt$ , является следствием учета реактивной силы.

Вычисление концентрации насыщенных паров  $\text{CO}_2$   $n_{\text{CO}_2}^s$  над поверхностью частицы проводится стандартным образом [17]. Для этой цели вводится термодинамический потенциал системы  $\Phi$ , состоящей из пылевой частицы, на поверхности которой происходит конденсация молекул  $\text{CO}_2$ , и прилегающего к частице слоя газа указанных молекул. Поскольку пылевые частицы заряжены, и, кроме того, наряду с нейтральными молекулами окружены ионами и электронами, экранирующими поле пылевой частицы, необходимо учитывать электростатическое взаимодействие. Таким образом, производится учет зависимости  $n_{\text{CO}_2}^s$  от размера  $a$  и заряда  $q_d$  пылевых частиц, который также является функцией размера  $a$  частицы. Термодинамический потенциал системы  $\Phi$  имеет вид:

$$\Phi = m_d(\tilde{f}_d + P v_d) + m_g(\tilde{f}_g + P v_g) + \sigma S + \Psi_E, \quad (2)$$

где  $P$  – давление,  $\tilde{f}_d(v_d, T)$  – удельная свободная энергия пылевой частицы,  $\tilde{f}_g(v_g, T)$  – удельная свободная энергия газа,  $v_{d(g)}$  – удельный объем пылевой частицы (газа),  $T$  – температура,  $m_g$  – масса газа,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения вещества частицы,  $S$  – площадь поверхности пылевой частицы. Что касается электростатической энергии  $\Psi_E$ , то она складывается из энергии электрического поля в пределах пылевой частицы (индекс “in”), и в остальном пространстве (индекс “out”):

$$\Psi_E = \int_{\text{in}} \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} dV + \int_{\text{out}} \frac{E^2}{8\pi} dV. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества пылевой частицы,  $E$  – электрическое поле,  $V$  – объем.

Вычисление, основанное на анализе экстремумов выражения (2) в предположениях сферической симметрии пылевой частицы, постоянства  $\varepsilon$ , экранировки электрического поля пылевой частицы в соответствии с экранирующим потенциалом Юкавы,

характеризуемым длиной экранировки  $\lambda$ , позволяет получить следующее трансцендентное уравнение, связывающее значение давления  $P_S$  насыщенных паров  $\text{CO}_2$  над частицей размера  $a$  и обладающей поверхностным зарядом  $q_d$  и значение давления  $P_0$  насыщенных паров  $\text{CO}_2$  над плоской поверхностью:

$$v_d (P_S - P_0) - \frac{N_A T}{\mu_g} \ln \left\{ \frac{P_S}{P_0} \right\} + \frac{2\sigma}{a} + \frac{q_d^2}{2a^2} \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 + \nu(\lambda, a) \right) = 0, \quad (4)$$

где  $\mu_g$  – молярная масса газа,  $N_A$  – число Авогадро,

$$\nu(\lambda, a) = \int_a^\infty \frac{a^2(\lambda + r)^2}{r^2} \cdot \frac{2a \exp\{2(a-r)/\lambda\}}{\lambda(\lambda+a)^3} dr. \quad (5)$$

Соответственно, концентрация  $n_{\text{CO}_2}^s$  определяется из  $P_S$  с помощью хорошо известного соотношения для идеального газа:  $n_{\text{CO}_2}^s = P_S/T$ .

Динамика паров  $\text{CO}_2$  описывается следующим уравнением для их концентрации  $n_{\text{CO}_2}$ :

$$\frac{\partial n_{\text{CO}_2}}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{\text{CO}_2}}{\partial h} = P_{\text{CO}_2} - n_{\text{CO}_2} L_{\text{CO}_2} - \pi \alpha_{\text{CO}_2} v_{\text{CO}_2}^{th} n_{\text{CO}_2} \langle a^2 n_d \rangle, \quad (6)$$

где  $\Gamma_{\text{CO}_2}$  – вертикальный диффузионный поток паров  $\text{CO}_2$ ,  $P_{\text{CO}_2}$ ,  $L_{\text{CO}_2}$  – фотохимические источники и стоки паров  $\text{CO}_2$  в мезосфере Марса, последнее слагаемое в правой части (6) описывает поглощение молекул  $\text{CO}_2$  пылевыми частицами.

Кинетические уравнения (1), (6) выписаны в рамках одномерного приближения (пространственная координата – высота частицы  $h$ ). Оправданность такого приближения связана с тем, что вертикальный размер мезосферных облаков ( $\sim 1$  км) значительно меньше горизонтального ( $\sim 10$ – $100$  км), а горизонтальные скорости переноса пылевых частиц меньше или порядка вертикальной скорости переноса, поэтому полагаем, что на рассматриваемых временах (минуты, часы [5]) горизонтальным смещением частиц можно пренебречь.

Система уравнений, описывающих влияние пылевых частиц на динамику заряженных частиц в ионосфере Марса, записывается в локальном приближении, использование которого оправдано, поскольку характерные времена зарядки пылевых частиц в ионосфере значительно меньше характерных времен их переноса. Система уравнений включает в себя уравнения непрерывности [4, 18] для концентрации электронов  $n_e$ , концентрации ионов  $n_i$ , а также для заряда пылевой частицы  $Z_d^a$  радиуса  $a$ :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - L_{\text{dust}}^e, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_i - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - L_{\text{dust}}^i, \quad (8)$$

$$\frac{\partial Z_d^a}{\partial t} = \nu_i - \nu_e. \quad (9)$$

Здесь  $L_{\text{dust}}^j$  ( $j = e, i$ ) – слагаемые, описывающие гибель электронов и ионов на пылевых частицах, причем  $L_{\text{dust}}^j = \int \nu_j dn_d$  (учитывается распределение  $dn_d$  микрочастиц по размерам,  $n_d = \int f_d v_d da$ ), а слагаемые  $\nu_e$ ,  $\nu_i$  описывают скорости зарядки, обусловленные столкновениями электронов и ионов с пылевыми частицами.

Отметим, что в мезосфере коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом можно пренебречь. Характерное время  $\tau_{\text{coag}}$  такого процесса значительно превышает все остальные значимые характерные времена:  $\tau_{\text{coag}} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \geq 10^6$  с. Кроме того, оказывается возможным пренебречь броуновским движением частиц. Действительно, характерная величина смещения частицы может быть оценена по формуле  $\langle x^2 \rangle = 2TB\tau = 2T\tau/(\pi\rho c_s a^2)$ , где  $B = 1/(\pi\rho c_s a^2)$  – подвижность частицы в разреженной газовой среде. При значениях температуры среды порядка  $T = 100$  К, размера частицы  $a = 20$  нм, времени седиментации  $\tau = 300$  с, типичных для марсианской ионосферы, диффузионный дрейф оказывается равным около 10 м, что составляет менее 1% от высоты падения.

Для вычисления микроскопических токов электронов и ионов на микрочастицы используется зондовая модель (*orbit-limited probe model*) [19, 20], в рамках которой сечения взаимодействия ионов и электронов с заряженной частицей определяются из законов сохранения момента импульса и энергии. Если пылевые частицы заряжены отрицательно, то зондовое приближение приводит к следующим выражениям для скоростей зарядки:

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_e \exp \left( \frac{e q_d^a}{a T_e} \right), \quad (10)$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} n_i \left( 1 - \frac{e q_d^a}{a T_i} \right). \quad (11)$$

Здесь  $q_d^a = Z_d^a e$  – заряд пылевой частицы радиуса  $a$ ,  $-e$  – заряд электрона,  $T_e$ ,  $T_i$  – температуры соответственно электронов и ионов,  $m_\alpha$  – масса частицы сорта  $\alpha$ .

Приведенные выше уравнения описывают самосогласованную модель плазменно-пылевых структур

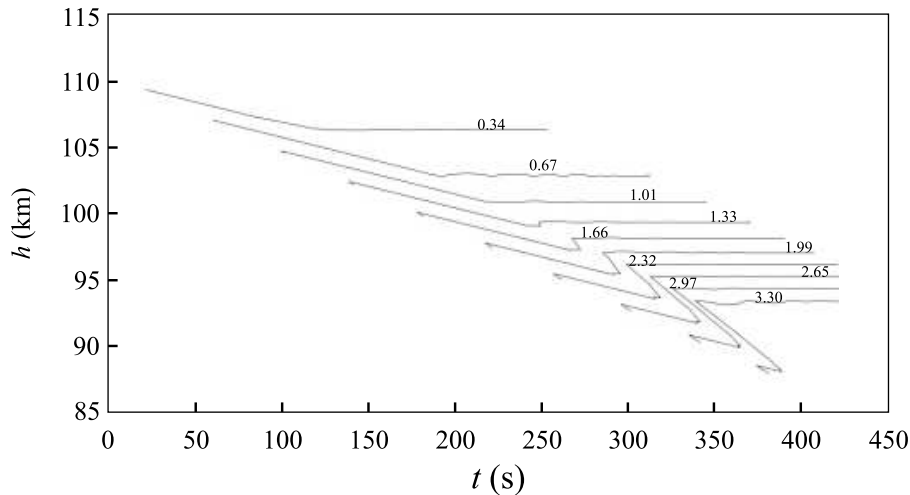


Рис. 2. Временная зависимость высотного распределения пылевых частиц в марсианских мезосферных облаках, формирующихся вследствие седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный прямоугольный профиль концентраций на высотах 110–120 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм, их концентрация –  $100 \text{ см}^{-3}$ . Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров  $\text{CO}_2$ . Цифры над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах

в ионосфере Марса. Система уравнений оказывается более простой, чем в случае Земли. Например, рассматриваются ионы только одного типа ( $\text{CO}_2^+$ ), что обусловлено составом атмосферы Марса, в которой углекислый газ составляет около 95 % ее содержания. Кроме того, наши знания об атмосфере Марса менее подробные, чем об атмосфере Земли. Поэтому на данном этапе такое упрощенное описание представляется достаточным. При этом приведенная выше система уравнений описывает особенности, важные для ионосферы Марса, но не учитываемые при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли. Например, уравнение (1) содержит слагаемые, характеризующие торможение пылевой частицы за счет налипания на нее молекул конденсата (аналог реактивной силы).

Система уравнений (1)–(11) позволяет определить высотное распределение частиц, составляющих марсианские мезосферные облака. На рисунке 2 представлена иллюстрация такого распределения, формирующегося в результате седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный прямоугольный профиль концентраций на высотах 110–120 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. Попадая в зону конденсации (зону сильного пересыщения углекислого газа), пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров  $\text{CO}_2$ . Верхние слои, находящиеся изначально на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами, эволюционируют медленнее слоев, изначально

но располагавшихся непосредственно в зоне конденсации. По наступлении определенного момента времени (для каждого слоя этот момент времени свой) все частицы достигают характерных размеров, по порядку равных  $\sim 0.3\text{--}3 \text{ мкм}$ . Характерное время седиментации пылевого облака, согласно расчетам, составляет около нескольких минут. Отметим, что наличие у частицы заряда  $|Z_d^a| \sim 10\text{--}100e$  приводит к заметному возмущению заряженной компоненты ионосферной плазмы, поскольку суммарный заряд пылевых частиц становится сопоставимым с равновесными суммарными зарядами электронов и ионов.

Согласно расчетам в рамках приведенной здесь модели пылевые частицы марсианских мезосферных облаков значительно крупнее частиц, составляющих серебристые облака в атмосфере Земли. Это обусловлено тем, что концентрации углекислого газа в мезосфере Марса существенно превышают концентрации водяных паров в земной ионосфере. Однако вычисленные размеры пылевых частиц в мезосфере Марса ( $\sim 0.3\text{--}3 \text{ мкм}$ ) превышают характерные наблюдаемые размеры ( $\sim 100 \text{ нм}$ ) [1]. Данный факт может быть связан с процессами, не учтенными в расчетах на основе системы уравнений (1)–(11). Среди таких процессов важной представляется неустойчивость Рэлея–Тейлора [21], развитие которой должно происходить естественным образом. Действительно, такого рода неустойчивость может возникать на границе раздела в системе “газ + пыль”, находящейся в поле силы тяжести, в ситуации, когда верхнее полупространство занято пылью и газом, а нижнее –

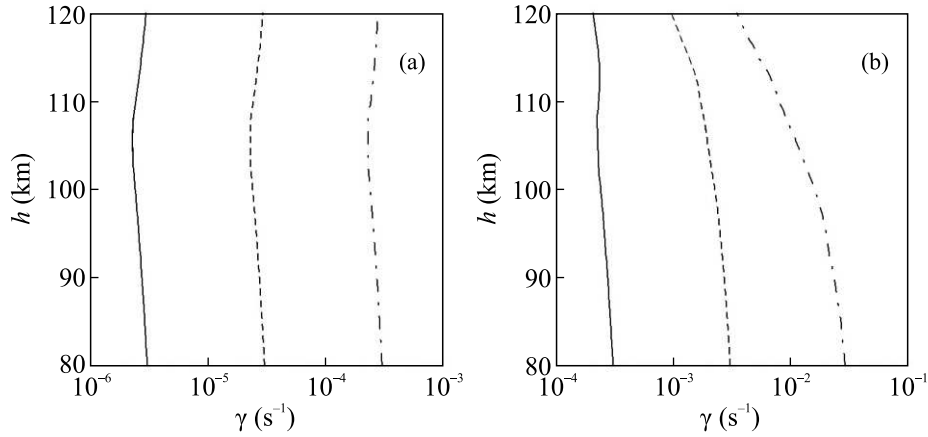


Рис. 3. Зависимости максимального инкремента развития неустойчивости Рэлея–Тейлора  $\gamma$  от высоты  $h$  над поверхностью Марса для концентраций пылевых частиц  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$  (сплошная кривая),  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$  (штриховая кривая),  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$  (штрих-пунктирная кривая). Левая панель (a) соответствует размеру пылевых частиц  $a = 100 \text{ нм}$ , правая (b) – размеру пылевых частиц  $a = 1 \text{ мкм}$

только газом [22]. В свою очередь, мезосферные облака имеют резкую нижнюю границу, причем концентрация пылевых частиц ниже этой границы пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией пыли над ней. В ситуации, когда верхнее полупространство занято пылью и газом, а нижнее – только газом, и, кроме того, система газа и пыли не ограничена в горизонтальном направлении, развивается неустойчивость, характеризуемая инкрементом  $\tilde{\gamma}$ , удовлетворяющим дисперсионному уравнению:

$$\tilde{\gamma}^3 + \tilde{\gamma}^2 \left[ \alpha \left( 1 + \frac{n_d m_d}{n_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2}} \right) + \frac{|\mathbf{k}|g}{\alpha} \right] + \tilde{\gamma} |\mathbf{k}|g - \frac{n_d m_d |\mathbf{k}|g \alpha}{2 n_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2}} = 0, \quad (12)$$

где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\alpha = 2\sqrt{2/\pi} G n_{\text{CO}_2} T / \rho_d v_{\text{CO}_2}^{th} a$ ,  $G$  – коэффициент порядка единицы, определяемый особенностями взаимодействия нейтралов с поверхностью частицы. Так, например,  $G = 1$  в случае полного поглощения или зеркального отражения нейтралов от поверхности частицы при столкновении, и  $G = 1 + \pi/8$  в случае полной аккомодации [8]. Дисперсионное уравнение (12) отличается от дисперсионного уравнения, приведенного в работе [22] тем, что (12) получено для случая  $\text{Kn} \gg 1$ , соответствующего условиям ионосферы Марса, тогда как в работе [22] описана ситуация, соответствующая противоположному неравенству ( $\text{Kn} \ll 1$ ).

Инкремент неустойчивости  $\tilde{\gamma}$  при некотором значении  $|\mathbf{k}|$  достигает максимума  $\gamma$ . На рисунке 3 приведены зависимости максимального инкремента  $\gamma$  от высоты  $h$  для различных концентраций пыли и размеров пылевых частиц. На рисунке 4 представ-

лены зависимости характерного времени развития неустойчивости Рэлея–Тейлора  $\tau = \gamma^{-1}$  и времени седиментации пылевых частиц от их размеров для различных высот и концентраций пылевых частиц. В расчетах использовались следующие параметры атмосферы Марса: при  $h = 80 \text{ км}$   $T = 130.4 \text{ К}$ ,  $n_{\text{CO}_2} = 6.85 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; при  $h = 90 \text{ км}$   $T = 105.8 \text{ К}$ ,  $n_{\text{CO}_2} = 2.05 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; при  $h = 100 \text{ км}$   $T = 81.2 \text{ К}$ ,  $n_{\text{CO}_2} = 5.48 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; при  $h = 110 \text{ км}$   $T = 82.85 \text{ К}$ ,  $n_{\text{CO}_2} = 6.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Из рисунка 4 видно, что время седиментации не превосходит величину  $\tau = \gamma^{-1}$  лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц. Так, например, при  $n_d \gtrsim 100 \text{ см}^{-3}$  это происходит при  $a \lesssim 0.5 \text{ мкм}$ . Поскольку развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора может привести к разрушению плазменно-пылевой структуры, данный факт указывает на возможность существования плазменно-пылевых облаков лишь при малых значениях  $a$  (соответствующих субмикронным размерам), что соответствует имеющимся наблюдениям [1]. Кроме того, пылевые частицы меньших размеров сосредоточены на больших высотах (см. рис. 2). Таким образом, имеется ограничение (сверху) на толщину плазменно-пылевого облака, обусловленное возможностью развития неустойчивости Рэлея–Тейлора.

Итак, приведены уравнения модели, описывающей самосогласованным образом плазменно-пылевые структуры в ионосфере Марса. Приведенная система уравнений учитывает особенности, важные для ионосферы Марса, но не включаемые в рассмотрение при описании плазменно-пылевой системы в ионосфере Земли. Например, она учитывает эффекты торможения пылевых частиц за счет

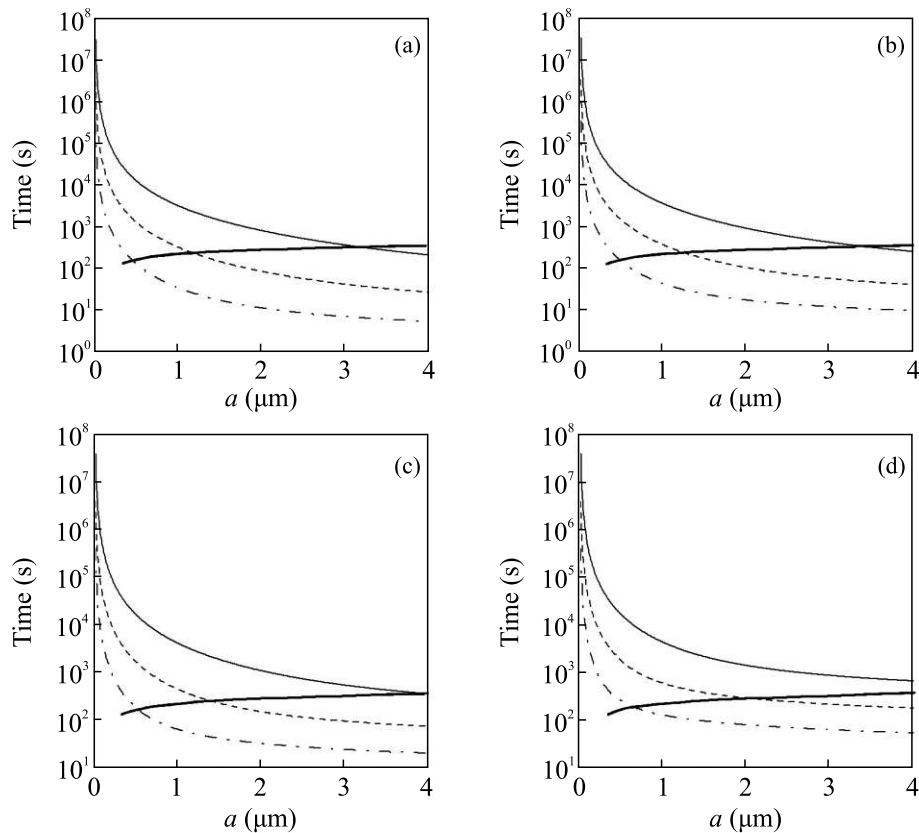


Рис. 4. Зависимости характерного времени развития неустойчивости Рэля–Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров. Представлены результаты вычислений для высот (a) – 80 км, (b) – 90 км, (c) – 100 км, (d) – 110 км. Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ , штриховые –  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ , штрих-пунктирные –  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ . Зависимости времени седиментации пылевых частиц представлены жирными сплошными линиями

налипания на них молекул конденсата (аналог реактивной силы). На основе приведенных уравнений получено высотное распределение пылевых частиц, составляющих марсианские мезосферные облака. Оказывается, что важным фактором, влияющим на формирование плазменно-пылевых облаков, который должен быть учтен, является неустойчивость Рэля–Тейлора, приводящая к тому, что плазменно-пылевые облака могут существовать лишь при достаточно малых значениях размеров составляющих их пылевых частиц, а также к тому, что имеется ограничение (сверху) на толщину плазменно-пылевого облака.

1. F. Montmessin, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, O. Korabiev, P. Rannou, F. Forget, S. Perrier, D. Fussen, S. Lebonnois, A. Réberac, E. Dimarellis, *Icarus* **183**, 403 (2006).
2. [https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars\\_clouds.html](https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html).
3. U. von Zahn, G. Baumgarten, U. Berger, J. Fiedler, and P. Hartogh, *Atmos. Chem. Phys.* **4**, 2449 (2004).

4. Б. А. Клумов, Г. Е. Морфилл, С. И. Попель, *ЖЭТФ* **127**, 171 (2005).
5. А. Ю. Дубинский, Ю. С. Резниченко, С. И. Попель, *Физика плазмы* **45**, 913 (2019).
6. Yu. S. Reznichenko, A. Yu. Dubinskii, and S. I. Popel, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1556**, 012072 (2020).
7. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997).
8. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, *УФН* **174**, 495 (2004).
9. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas*, Springer, Berlin (2008).
10. В. Е. Фортов, Ю. М. Батулин, Г. О. Морфилл, О. Ф. Петров, *Плазменный кристалл, Космические эксперименты*, М.: Физматлит (2015).
11. А. Ю. Дубинский, С. И. Попель, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 22 (2012).
12. F. Forget, F. Montmessin, J. L. Bertaux, F. Gonzalez-Galindo, S. Lebonnois, E. Quémerais, A. Réberac, E. Dimarellis, and M. A. Lopez-Valverde, *J. Geophys. Res.* **114**, E01004 (2009).
13. J. L. Fox, M. Benna, P. R. Mahaffy, B. M. Jakosky, *Geophys. Res. Lett.* **42**, 8977 (2015).

14. J.-L. Bertaux, O. Korablev, S. Perrier, E. Quémerais, F. Montmessin, F. Leblanc, S. Lebonnois, P. Rannou, F. Lefèvre, F. Forget, A. Fedorova, E. Dimarellis, A. Reberac, D. Fonteyn, J. Y. Chaufray, and S. Guibert, *J. Geophys. Res.* **111**, E10S90 (2006).
15. J.-L. Bertaux, D. Fonteyn, O. Korablev et al. (Collaboration), *Eur. Space Agency Spec. Publ.*, ESA-SP **1240**, 95 (2004).
16. M. J. Campbell, J. Liesegang, J. D. Riley, and J. G. Jenkin, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **15**, 2549 (1982).
17. М. А. Леонтович, *Введение в термодинамику*, Гос. изд-во технико-теоретической литературы, М., Л. (1952), с. 158.
18. В. А. Klumov, S. I. Popel, and R. Bingham, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 524 (2000).
19. F. F. Chen, in *Plasma Diagnostic Techniques*, ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Academic, N.Y. (1965), ch. 4.
20. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
21. C. Völtz, W. Pesch, and I. Rehberg, *Phys. Rev. E.* **65**, 011404 (2001).
22. Р. С. Савельев, Н. Н. Розанов, Г. Б. Сочилин, С. А. Чивилихин, *Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики* **3(73)**, 18 (2011).