

УДК 523.34-36

## О ВЛИЯНИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ–ТЕЙЛОРА НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ ОБЛАКОВ В МЕЗОСФЕРЕ МАРСА

© 2024 г. Ю. С. Резниченко<sup>a, b, \*</sup>, А. Ю. Дубинский<sup>a</sup>, С. И. Попель<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),

Долгопрудный, Россия

\*e-mail: [dyju@yandex.ru](mailto:dyju@yandex.ru);

\*\*e-mail: [popel@iki.rssi.ru](mailto:popel@iki.rssi.ru)

Поступила в редакцию 15.11.2023 г.

После доработки 22.12.2023 г.

Принята к публикации 17.01.2024 г.

Представлена теоретическая модель, описывающая режим оседания плазменно-пылевых облаков в мезосфере Марса. Рассчитаны значения характерных размеров пылевых частиц облака, предсказываемые моделью. Показано, что важным фактором, влияющим на процесс формирования плазменно-пылевых структур в марсианской атмосфере, является неустойчивость Рэля–Тейлора, ограничивающая (сверху) допустимые размеры пылевых частиц облака.

**Ключевые слова:** Марс, ионосфера, пылевые частицы, плазменно-пылевые облака, неустойчивость Рэля–Тейлора

**DOI:** 10.31857/S0320930X24030015, **EDN:** NEGBPG

### ВВЕДЕНИЕ

В конце 1990-х – начале 2000-х годов все большее и большее внимание стало уделяться исследованиям и описанию пылевой плазмы в ионосферах планет. Связано это было, во-первых, с тем, что к этому моменту времени было изобретено достаточное количество методик описания пылевой плазмы (см., например, Barnes и др., 1992; Shukla, Mamun, 2002; Tsytovich и др., 2008; Fortov и др., 2005) и стало возможным применить наработанный аппарат к изучению природных плазменно-пылевых систем. Во-вторых, результаты, полученные в области природной комплексной плазмы, могут быть полезны для исследований в областях физики атмосферы, экологии, геофизики. Наконец, в-третьих, изучение ионосферной плазмы естественным образом началось с Земли, а в случае с Землей нельзя исключать наличие связи между плазменно-пылевыми процессами ионосферы, с одной стороны, и с разного рода климатическими изменениями (например, с процессами глобального потепления) – с другой (Popel и др., 2011).

В последние два десятилетия, кроме того, имеет место существенный рост интереса к исследованиям Марса. По результатам миссии Mars Express с использованием инфракрасного спектрометра SPICAM было доказано наличие на

Марсе на высотах около 100 км пылевых облаков с характерным размером пылевых частиц порядка 100 нм (см., например, Montmessin и др., 2006). Эти облака, по-видимому, состоят из частиц сухого льда и формируются в результате конденсации пересыщенного углекислого газа марсианской мезосферы. В марте 2021 г. аппарат Mars Science Laboratory Curiosity прислал на Землю снимки подобных облаков (см. [https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars\\_clouds.html](https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html)). Фотосъемка велась на закате, солнечные лучи в это время освещали поверхность пылевых частиц, в результате чего облака были подсвечены на фоне темного неба аналогично тому, как это происходит в случае с серебристыми облаками атмосферы Земли (см., например, von Zahn и др., 2004; Клумов и др., 2005а; 2005б).

На высотах около 80 км над поверхностью Марса наблюдались облака микрометровых частиц (Montmessin и др., 2007); регистрировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км (Whiteway и др., 2009). В этих областях по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие, по экспериментальным данным установки Mars Climate Sounder (аппарат Mars Reconnaissance Orbiter), из замерзших частиц водяного льда либо углекислого газа (Haune и др., 2012). Точные механизмы

формирования таких облаков на данный момент неизвестны.

Если земные полярные мезосферные облака изучены относительно неплохо (см., например, Klumov и др., 2000; Клумов и др., 2005а; Дубинский, Попель, 2012), то плазменно-пылевые структуры марсианской ионосферы, как отмечалось выше, исследованы не столь хорошо. В (Дубинский и др., 2019; Reznichenko и др., 2020) была представлена теоретическая модель возможного образования подобных пылевых облаков. Согласно этой модели, пылевые зародыши, находящиеся в начальный момент времени на границе раздела ненасыщенных и пересыщенных паров углекислого газа, интенсивно поглощают пересыщенные пары, существенно увеличиваются в размерах и массе и быстро седиментируют. Поскольку первоначально пылевые слои расположены неоднородно по высоте, в конечном итоге разные слои поглощают разное количество углекислого газа. Это создает предпосылки для перемешивания пылевых слоев друг с другом, что приводит к образованию слоистой структуры.

В основу модели из (Дубинский и др., 2019; Reznichenko и др., 2020) легла модель, использованная для описания земной ионосферы в (Дубинский, Попель, 2012; Клумов и др., 2005а). Таким образом, применение к марсианской атмосфере моделей, разработанных для атмосферы Земли, может оказаться весьма продуктивным. В связи с этим необходимо заметить, что, несмотря на ряд различий (так, например, основной компонентой нейтральной атмосферы на Марсе является углекислый газ, а не азот), структурно атмосферы Земли и Марса во многом схожи друг с другом. Например, общим для обеих планет является наличие ионосферы, нижняя граница которой на Марсе обычно расположена около 80–90 км, хотя может опускаться и до 65 км.

Целью настоящей работы является уточнение разработанной ранее самосогласованной модели марсианских пылевых облаков с учетом особенностей, существенных для ионосферы Марса, но не включаемых в рассмотрение при описании серебристых облаков в ионосфере Земли. В частности, в работе показывается важность для формирования марсианских мезосферных облаков развития рэлей-тейлоровской неустойчивости.

## УСЛОВИЯ В МАРСИАНСКОЙ ИОНОСФЕРЕ

Температурное распределение в атмосфере Марса таково, что оказывается возможным (Извекова, Попель, 2017) выделить три характерные области: тропосферы (от поверхности планеты до высот около 50–60 км), средней атмосферы

(от верхней границы тропосферы до 110 км) и термосферы (начиная со 110 км и до границы с открытым космосом). В тропосфере температура нейтрального газа атмосферы постепенно уменьшается от среднего поверхностного значения (около 210 К) до атмосферного минимума, в области средней атмосферы температура остается приблизительно постоянной и равной минимуму, далее в термосфере имеет место температурный рост. В целом профиль температуры сильно подвержен влиянию суточно-сезонных изменений (в первую очередь, в области тропосферы), поэтому поведение углекислого газа атмосферы качественно может сильно различаться. Как было показано в (Forget и др., 2009), для шести наиболее “холодных” профилей марсианской ионосферы, измеренных спектрометром SPICAM, углекислый газ является пересыщенным.

На рис. 1 проиллюстрированы условия марсианской ионосферы, важные для физики рассматриваемых процессов. Здесь приведены высотные профили давления насыщенных паров углекислого газа и фактического давления паров углекислого газа. Экспериментальные данные по парам углекислого газа были взяты из (Forget и др., 2009; Fox и др., 2015). Давление насыщенных паров углекислого газа  $P_s$  над искривленной поверхностью пылевой частицы с размером  $a$ , обладающей электрическим зарядом  $q_d = Z_d e$ , где  $Z_d$  – зарядовое число,  $e$  – заряд электрона, находится из уравнения (ср. Дубинский, Попель, 2012):

$$v_d \left( P_s - \frac{N_A \mu_D q_d}{\mu_g a^2 v_d} L \left( \frac{\mu_D q_d}{T a^2} \right) - P_0 \right) - \frac{N_A T}{\mu_g} \times \\ \times \ln \frac{P_s}{P_0} + \frac{2\sigma v_d}{a} + \frac{q_d^2 v_d}{8\pi a^4} \left( \frac{1}{\varepsilon} - 1 + v(\lambda, a) \right) = 0, \quad (1)$$

где

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

Здесь  $\lambda$  – характерная длина экранирования потенциала Юкавы,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала частицы,  $v_d$  – удельный объем пылевой частицы,  $N_A$  – число Авогадро,  $\mu_D$  – дипольный момент молекулы углекислого газа,  $\mu_g$  – молярная масса паров углекислого газа,  $L(x)$  – функция Ланжевена,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $T$  – температура. Давление насыщенных паров углекислого газа  $P_0$  над плоской поверхностью вычислялось с помощью аппроксимационного полинома, взятого из (Алтунин, 1975). Уравнение, связывающее давление насыщенных паров углекислого газа  $P_0$  над

плоской поверхностью с  $P_s$ , было составлено через минимизацию термодинамического потенциала рассматриваемой системы (см., например, Ландау, Лифшиц, 1976), которая состоит из внутреннего и внешнего электрических полей заряженной пылевой частицы, самой пылевой частицы, а также прилегающего к поверхности частицы слоя молекул углекислого газа. Предполагалось, что внешнее электрическое поле пылевой частицы может быть описано с помощью потенциала Юкавы (см. член, содержащий  $v(\lambda, a)$ ), кроме того, были учтены силы поверхностного натяжения.

Видно, что в интервале высот 92–112 км углекислый газ сильно пересыщен; эта область может быть названа зоной конденсации. В зоне конденсации происходит интенсивный рост пылевых зародышей за счет бурной конденсации атмосферного углекислого газа. В процессе роста частицы взаимодействуют с ионами и электронами окружающей ионосферной плазмы, приобретая таким образом некоторый заряд. Наличие у частицы заряда, в свою очередь, в дальнейшем сказывается на ее росте.

Верхняя область ненасыщенных паров может быть названа зоной седиментации с постоянной массой, нижняя — зоной сублимации. В зоне сублимации сконденсировавшийся на поверхность микрочастицы углекислый газ испаряется. Характерное время седиментации пылевых слоев через зону конденсации, таким образом, определяет характерное время существования плазменно-

пылевых облаков аналогично серебристым облакам на Земле.

Режим оседания частиц на Марсе имеет ряд специфических особенностей, не свойственных для атмосферы Земли. Так, например, в (Дубинский и др., 2023) было показано, что в зоне конденсации основным тормозящим фактором является неупругое взаимодействие пылевой частицы с налипающим на нее углекислым газом, в связи с чем оказывается необходимым учитывать реактивную силу движения тела с переменной массой.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Эволюция функции распределения микрочастиц  $f_d(h, a, v, t)$  задается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\partial f_d}{\partial a} \frac{da}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial h} \frac{dh}{dt} + \frac{\partial f_d}{\partial v} \frac{dv}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha_{\text{CO}_2} (n_{\text{CO}_2} - n_{\text{CO}_2}^{\text{S}}) m_{\text{CO}_2} v_{\text{CO}_2}^{\text{th}}}{4\rho_d}, \quad (4)$$

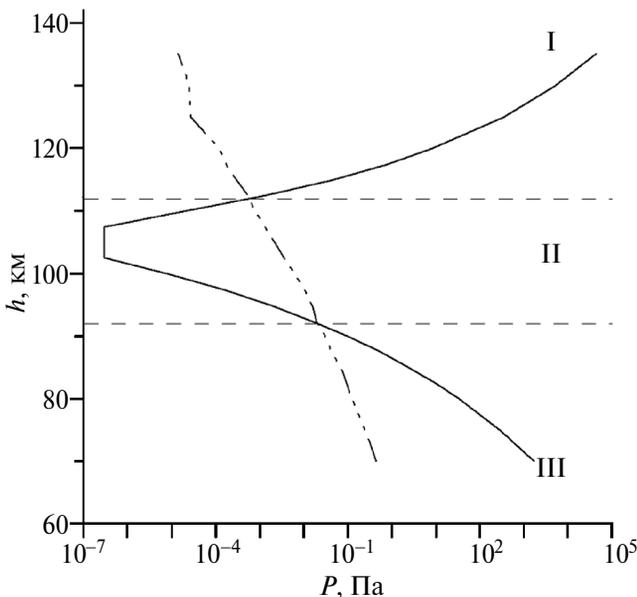
$$\frac{dv}{dt} = (mg - F_f + F_r) \frac{1}{m} = g - \frac{F_f}{m} + \frac{F_r}{m}, \quad (5)$$

$$F_f = \pi\rho C_s a^2 F_d v, \quad (6)$$

$$F_r = u_{\text{rel}} \frac{dm}{dt}, \quad (7)$$

где  $\alpha_{\text{CO}_2}$  — коэффициент аккомодации молекул углекислого газа при их столкновении с поверхностью пылевой частицы (обычно в сильно пересыщенных парах  $\alpha_{\text{CO}_2} \sim 1$ ),  $m$  и  $m_{\text{CO}_2}$  — массы микрочастицы и молекулы углекислого газа соответственно,  $n_{\text{CO}_2}$  и  $n_{\text{CO}_2}^{\text{S}}$  — фактическая и насыщенная концентрации паров конденсирующегося углекислого газа,  $\rho$  и  $\rho_d$  — плотности газа атмосферы и материала пылевой частицы,  $v_{\text{CO}_2}^{\text{th}}$  и  $C_s$  — тепловая скорость и скорость звука в атмосферном газе,  $u_{\text{rel}}$  — скорость налипающих/испаряющихся молекул относительно пылевой частицы,  $v$  — скорость микрочастицы,  $F_d$  — коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы пылевой частицы,  $g$  — ускорение свободного падения на Марсе. Второй член кинетического уравнения описывает рост микрочастиц в пересыщенных парах углекислого газа, четвертый — седиментацию пылевых частиц с учетом реактивного члена в уравнении Мещерского.

Полная система уравнений, описывающая взаимодействие пылевых частиц и заряженной компоненты ионосферной плазмы, состоит из уравнений непрерывности для концентраций



**Рис. 1.** Разделение атмосферы Марса на зоны: седиментации с постоянной массой (I), конденсации (II) и сублимации (III). Сплошная линия — давление насыщенных паров углекислого газа, штрихпунктирная — фактическое давление паров углекислого газа.

электронов и ионов  $n_e$  и  $n_i$ , а также для заряда пылевой частицы:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - I_e^d + I_e^{\text{photo}}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}} n_e n_i - I_i^d, \quad (9)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q^{\text{photo}} + v_i - v_e. \quad (10)$$

Здесь  $q_e$  — скорость ионизации,  $\alpha_{\text{rec}}$  — коэффициент рекомбинации,  $q^{\text{photo}}$  — скорость ионизации вследствие фотоэффекта,  $v_e$  и  $v_i$  — микроскопические токи электронов и ионов соответственно на пылевую частицу, определяемые согласно зондовой модели. Члены  $I_e^d$  и  $I_i^d$  описывают гибель электронов и ионов на поверхностях микрочастиц, слагаемое  $I_e^{\text{photo}}$  отвечает за рождение электронов за счет фотоэффекта. Коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом можно пренебречь: характерное время такого процесса  $\tau_{\text{coag}} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \geq 10^6$  значительно превышает все остальные характерные времена. Кроме того, оказывается возможным пренебречь броуновским движением частиц (см. Дубинский и др., 2023).

Если в случае с атмосферой Земли характерные значения микрочастиц, предсказываемые теоретической моделью, по порядку совпадают с экспериментальными данными (см. Klimov и др., 2000; Клунов и др., 2005а), то в случае с пылевыми облаками на Марсе результаты оказываются несколько завышенными. Так, при начальных размерах пылевых зародышей в 20 нм и в 200 нм предсказываемые моделью максимальные значения размеров и зарядов (в единицах элементарного заряда) пылевых частиц облака оказываются соответственно равными  $a \sim 3.5$  мкм,  $Z_d \sim -89$  и  $a \sim 3.5$  мкм,  $Z_d \sim -88$  (заметим, что, таким образом, от начальных размеров зародышей результат не зависит) по сравнению с экспериментальными значениями размеров порядка 100 нм.

В работе (Дубинский и др., 2023) было показано, что корректировка значения силы вязкого кнудсеновского трения для зоны конденсации, которая фактически обуславливается лишь 5% газом, примесных к углекислому газу атмосферы Марса, приводит к улучшению результатов вычислений примерно на 10% — 25%. Так, введение поправки дает при начальных размерах пылевых зародышей в 20 нм и в 200 нм значения  $a \sim 2.7$  мкм,  $Z_d \sim -69$  и  $a \sim 2.6$  мкм,  $Z_d \sim -66$ . Этого, однако, оказывается недостаточно для того, чтобы прийти к полному соответствию с экспериментальными данными.

Одним из факторов, важных для процессов формирования плазменно-пылевых облаков марсианской ионосферы, не учитываемых в описанной модели, может быть неустойчивость Рэлея—Тейлора. Как показано в работе (Савельев и др., 2011), такого рода неустойчивость возникает на границе раздела в системе ‘газ + пыль’, находящейся в гравитационном поле, в случае, если верхнее полупространство заполнено смесью газа и пыли, а нижнее — чистым газом. Пылевые облака, как это следует из наблюдений, имеют резкую нижнюю границу, ниже которой концентрация пылевых частиц оказывается ничтожной по сравнению с концентрацией частиц в облаках. Динамика границы в этом случае описывается системой уравнений Навье—Стокса и неразрывности, линеаризация которой при исследовании устойчивости стационарного решения в случае малых возмущений невязкого газа приводит к дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}^3 + \bar{\gamma}^2 \left[ \alpha \left( 1 + \frac{n_d m}{n_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2}} \right) + \frac{|\mathbf{k}| g}{\alpha} \right] + \\ + \bar{\gamma} |\mathbf{k}| g - \frac{n_d m |\mathbf{k}| g \alpha}{2 n_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2}} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $|\mathbf{k}|$  — волновое число,  $\bar{\gamma}$  — инкремент неустойчивости,  $n_d$  — концентрация пылевых частиц,  $\alpha = 2\sqrt{2} / \pi G n_{\text{CO}_2} T / \rho_d v_{\text{CO}_2}^{\text{th}} a$ ,  $G$  — коэффициент порядка единицы, описывающий особенности взаимодействия нейтральных молекул газа с поверхностью микрочастицы.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Как показывает численный анализ дисперсионного уравнения (11), инкремент неустойчивости  $\bar{\gamma}$  достигает при некоторых значениях  $|\mathbf{k}|$  максимума  $\gamma$ . На рис. 2 приведены высотные профили для максимального инкремента и для величины  $\gamma^{-1}$ , определяющей характерное время развития неустойчивости, при разных значениях концентраций и размеров пылевых частиц. Видно, что инкремент  $\gamma$  растет вместе с ростом пылевых параметров и, таким образом, должен ограничивать сверху максимальный размер микрочастицы пылевого облака.

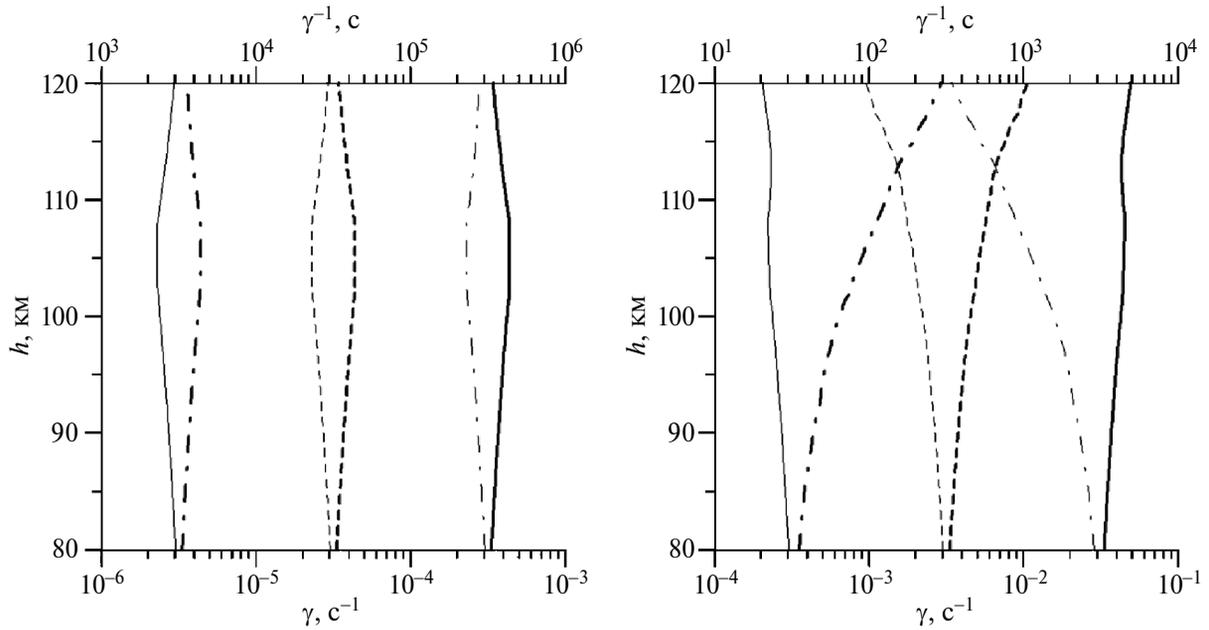
На рис. 3 представлены графики зависимости характерного времени развития рэлей—тейлоровской неустойчивости от размера пылевой частицы облака в сравнении с характерным временем седиментации для высот 80 км и 110 км. Типичные значения параметров атмосферы на этих высотах равны соответственно  $T = 130.4$  К,  $n_{\text{CO}_2} = 6.85 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и  $T = 82.85$  К,

$n_{\text{CO}_2} = 6.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку, как это следует из рис. 2, поведение величин  $\gamma$  и  $\gamma^{-1}$  примерно одинаково во всем интервале рассматриваемых высот, сравнение  $\gamma^{-1}$  со временем седиментации для граничных параметров исследуемой области дает возможность получить качественное представление о влиянии рэлей–тейлоровской неустойчивости на формирование плазменно-пылевой структуры облака.

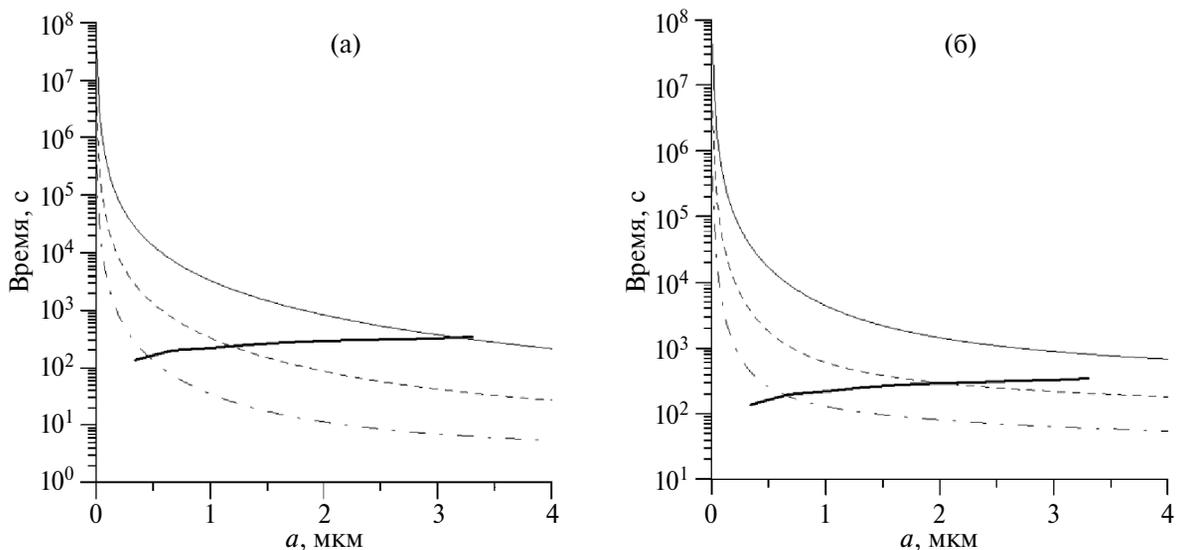
Из рис. 3 видно, что величина характерного времени развития неустойчивости оказывается меньше времени седиментации лишь при

достаточно малых значениях размеров пылевых частиц. Так, при  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$  величина  $\gamma^{-1}$  сравнивается со временем седиментации уже при  $a \sim 500\text{--}700 \text{ нм}$ , ограничивая тем самым размер микрочастицы облака, так как при больших размерах процесс разрушения слоистой структуры облака за счет развития неустойчивости оказывается эффективнее ее формирования за счет конденсации углекислого газа.

Известно, что глобальные пылевые бури на Марсе могут оказывать влияние на динамику атмосферы вплоть до высот в 100 км над



**Рис. 2.** Вертикальные профили максимального инкремента  $\gamma$  (тонкие линии) и величины  $\gamma^{-1}$  (жирные линии), определяющей характерное время развития неустойчивости Рэлей–Тейлора. Сплошные линии соответствуют  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ , штриховые –  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ , штрихпунктирные –  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ . Левая панель соответствует размеру пылевых частиц  $a = 100 \text{ нм}$ , правая – величине  $a = 1 \text{ мкм}$ .



**Рис. 3.** Зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэлей–Тейлора (тонкие линии) в сравнении с характерным временем седиментации (жирные линии) для высот: (а) – 80 км; (б) – 110 км. Сплошные линии соответствуют  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ , штриховые –  $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ , штрихпунктирные –  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ .

поверхностью планеты (см., например, Шематович и др., 2021). В связи с этим неустойчивость Рэлея–Тейлора как причина разрушения слоистой структуры облака ранее не рассматривалась, так как очевидно, что к эффективному разрушению облаков должно приводить действие атмосферных ветров. Для данной работы, однако, важен не сам факт разрушения облака, а то, что в случае развития рэлей–тейлоровской неустойчивости (в отличие от действия ветров) это разрушение происходит по достижении микрочастицами облака некоторого порогового размера. Действие неустойчивости, таким образом, обосновывает принципиальную невозможность существования облаков с частицами микрометровых размеров, что соответствует данным наблюдений.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе была представлена теоретическая модель, описывающая возможный механизм формирования плазменно-пылевых облаков марсианской ионосферы. Представленная модель учитывает особенности, важные для ионосферы Марса, но обычно не рассматриваемые при описании плазменно-пылевой системы на Земле. Было показано, что одним из важных факторов, влияющих на процесс формирования плазменно-пылевого облака, является развитие на нижней границе облака неустойчивости Рэлея–Тейлора. Развитие неустойчивости ограничивает максимальный размер микрочастиц облака (сверху) величиной порядка нескольких сотен нанометров, что согласуется с данными наблюдений.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтунин В.В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М.: Изд. стандартов, 1975. 546 с.
- Дубинский А.Ю., Попель С.И. Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. № 1. С. 22–28.
- Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. К вопросу о формировании и эволюции плазменно-пылевых структур в ионосферах Земли и Марса // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 913–921.
- Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И. О кинетических особенностях седиментации пылевых частиц в атмосфере Марса // Астрон. вестн. 2023. Т. 57. № 3. С. 225–231. (Dubinsky A. Yu., Reznichenko Yu.S., Popel S.I. On the kinetic features of sedimentation of dust particles in the Martian atmosphere // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 3. P. 214–220).
- Извекова Ю.Н., Попель С.И. Плазменные эффекты в пылевых вихрях у поверхности Марса // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 1010–1017.
- Клумов Б.А., Владимиров С.В., Морфилл Г.Е. Особенности пылевых структур в верхней атмосфере Земли // Письма в ЖЭТФ. 2005б. Т. 82. № 10. С. 714–719.
- Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной атмосфере // ЖЭТФ. 2005а. Т. 127. № 1. С. 171–185.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
- Савельев Р.С., Розанов Н.Н., Социлин Г.Б., Чивилихин С.А. Релей–Тейлоровская неустойчивость запыленного газа // Научно-техн. вестн. Санкт-Петербургского гос. университета информ. технологий, механики и оптики. 2011. Т. 73. № 3. С. 18–22.
- Шематович В.И., Бисикало Д.В., Жилкин А.Г. Влияние вариации протяженной водородной короны Марса на эффективность перезарядки с протонами солнечного ветра // Астрон. журн. 2021. Т. 98. № 3. С. 232–238.
- Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313–316.
- Forget F., Montmessin F., Bertaux J.L., Gonzalez-Galindo F., Lebonnois S., Quemerais E., Reberac A., Dimarellis E., Lopez-Valverde M.A. Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. id. E01004 (19 p.).
- Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1–103.
- Fox J.L., Benna M., Mahaffy P.R., Jakosky B.M. Water and water ions in the Martian thermosphere/ionosphere // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 8977–8985.
- Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinböhl A., Heavens N.G., McCleese D.J. Carbon dioxide snow clouds on Mars: South polar winter observations by the Mars climate sounder // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. id. E08014 (23 p.).
- Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R. Dust particle charging and formation of dust structures in the upper atmosphere // JETP Lett. 2000. V. 72. № 7. P. 364–368.
- Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussen D., Lebonnois S., Réberaca A. Subvisible CO<sub>2</sub> ice clouds detected in the mesosphere of Mars // Icarus. 2006. V. 183. P. 403–410.
- Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T. Hyperspectral imaging of convective CO<sub>2</sub> ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. id. E11S90 (14 p.).

- Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F.* The effect of microscopic charged particulates in space weather // *J. Phys. D: Applied Phys.* 2011. V. 44. id. 174036.
- Reznichenko Yu.S., Dubinskii A. Yu., Popel S.I.* On dusty plasma formation in Martian. ionosphere // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1556. id. 012072 (7 p.).
- Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Inst. Phys. Publ., 2002. 270 p.
- Tsyтович V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008. 370 p.
- Zahn U., Baumgarten G., Berger U., Fiedler J., Hartogh P.* Noctilucent clouds and the mesospheric water vapour: the past decade // *Atmos. Chem. Phys.* 2004. V. 4. P. 2449–2464.
- Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P.* Mars water-ice clouds and precipitation // *Science.* 2009. V. 325. Iss. 5936. P. 68–70. [https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars\\_clouds.html](https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html)