

ИОНОСФЕРНЫЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ ОБЛАКА: ВЛИЯНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ – ТЕЙЛОРА

Ю. С. Резниченко ^{a,b*}, А. Ю. Дубинский ^a, С. И. Попель ^{a**}

^a Институт космических исследований Российской академии наук
117997, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 2024 г.,
после переработки 7 апреля 2024 г.
Принята к публикации 26 апреля 2024 г.

Рассмотрены серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения ионосферы Земли, наблюдаемые на высотах около 80–95 км. Представлена самосогласованная модель, описывающая возможный механизм образования таких облаков. Показано, что, в отличие от ионосферы Марса, на Земле снижается влияние таких факторов, как взаимодействие пылевых частиц с налипающими молекулами водяного конденсата и снижение силы вязкого кнудсеновского трения в области нуклеации. Рассчитаны характерные размеры и заряды пылевых частиц облака, предсказываемые моделью. Показано, что важным фактором, влияющим на формирование плазменно-пылевых облаков земной мезосферы, является неустойчивость Рэлея – Тейлора, которая приводит к тому, что имеется ограничение (сверху) на размер микрочастицы облака.

DOI: 10.31857/S0044451024090128

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма — это ионизированный газ, в состав которого, помимо электронов, ионов и нейтральных атомов и молекул, входят частицы твердого вещества и/или жидкие капли, как правило, микронных или субмикронных размеров. Пылинки и капли, входящие в состав пылевой плазмы, могут как образовываться в ней самопроизвольным образом, так и быть привнесенными извне [1]. За счет взаимодействия с электронами и ионами, а также под действием солнечного излучения пылевые частицы быстро приобретают электрический заряд, чем существенно усложняют динамику плазмы: появляются новые типы волн и неустойчивостей (в частности, возможны наличие пылевой звуковой моды, генерация нелинейных волн за счет развития пылевой звуковой неустойчивости, см. [2,3]), процессы самоорганизации могут приводить к формированию капель, облаков, разного рода структур, плазменно-пылевых кристаллов [1,4] и т. д.

В природе пылевая плазма распространена очень широко, она встречается в лунной экзосфере [5,6], в кометных хвостах [7], в планетных ионосферах и магнитосферах [8–10], в межзвездном пространстве [11]. Более того, в Солнечной системе практически невозможно найти область, заполненную плазмой без пылевых примесей (единственным исключением, пожалуй, является само Солнце и зона непосредственно возле него) [1]. Поэтому неудивительно, что с развитием достаточного количества разнообразных методов описания пылевой плазмы [12–16] все больше и больше внимания стало уделяться исследованиям планетных ионосфер. Помимо общетеоретического интереса, такие исследования могут иметь и сугубо прикладное значение, поскольку полезны для физики атмосферы, экологии, геофизики [9]. На Земле, например, нельзя исключать взаимосвязь плазменно-пылевых ионосферных явлений с разного рода климатическими изменениями, в частности, с процессами глобального потепления [10].

Типичными примерами пылевых слоев плазменного происхождения являются земные серебристые облака (noctilucent clouds — NLC) и полярные мезосферные радиоотражения (polar mesosphere summer echoes — PMSE) [17–19]. Эти атмосферные явления регистрируются в летнее время года на близких вы-

* E-mail: reznichenko.yus@phystech.edu

** E-mail: popel@iki.rssi.ru

сотах, причем появления серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений сильно коррелируют друг с другом. Все это дает основание предположить, что механизм образования и условия появления NLC и PMSE принципиально одинаковы.

Характерный размер частиц NLC составляет несколько сотен нанометров, максимальный размер не превышает одного микрометра. Частицы серебристых облаков в основном состоят из льда, однако возможно наличие примесей, в том числе металлических [17]. Появление серебристых облаков, как уже было сказано выше, ограничено летним сезоном и происходит на мезосферных высотах (около 80–85 км) высоких и средних широт. Характерной особенностью серебристых облаков является возможность их наблюдения на закате невооруженным глазом.

PMSE, в отличие от NLC, никакими известными оптическими методами не обнаруживаются, их регистрация является косвенной: полярные мезосферные радиоотражения проявляются в виде сильных радиоотражений на радаре, чья частота работы находится в диапазоне от 50 до 1000 МГц [18]. Эти облака располагаются выше, чем NLC, на высотах от 85 до 95 км. Характерный размер заряженных частиц PMSE составляет, скорее всего, нанометры [19] или десятки нанометров [20].

В последние два десятилетия, кроме того, было доказано наличие пылевых облаков на Марсе. Так, инфракрасный спектрометр SPICAM (установлен на космическом аппарате Mars Express [21]) зарегистрировал на высотах около 100 км облака, состоящие из частиц с характерным размером около 100 нм. В марте 2021 г. аппарат Mars Science Laboratory Curiosity прислал на Землю снимки подобных облаков, расположенных на высотах, больших 60 км [22]. Фотосъемка проводилась на закате, в то время как солнечные лучи освещали поверхность пылевых частиц и подсвечивали облака на фоне темного неба (ср. с тем, что известно про земные серебристые облака). На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express с помощью спектрометра OMEGA были обнаружены облака, состоящие из микрометровых частиц [23]. Регистрировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, и на высотах около 4 км [24], где по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие из замерзших частиц водяного льда либо углекислого газа [25].

Как было отмечено выше, некоторые модели (см., например, [8–10, 26–28]), описывающие ионосферные пылевые облака, используют методы, раз-

работанные для описания пылевой плазмы. Эти модели показали свою применимость как на Земле, так и на Марсе, дав хорошее соответствие с имеющимися на сегодняшний день экспериментальными данными. Первоначально объектом исследования являлись NLC и PMSE земной ионосферы, в дальнейшем разработанная для Земли модель была адаптирована для пылевых облаков на Марсе. В настоящей статье предлагается развитие модели пылевых облаков в земной атмосфере, предложенной в [8–10], учитывающее наработки последних лет. Особое внимание в работе уделяется изучению влияния, которое оказывает на формирование мезосферных плазменно-пылевых структур неустойчивость Рэлея – Тейлора.

2. УСЛОВИЯ В ЛЕТНЕЙ ПОЛЯРНОЙ МЕЗОСФЕРЕ

Плазменно-пылевые мезосферные облака наблюдаются в том высотном диапазоне, где в летнее время года обнаруживается температурная аномалия и, как следствие, резко снижается давление насыщенного водяного пара, что приводит к интенсивному росту пылевых зародышей за счет бурной конденсации атмосферных паров воды.

Пылевые зародыши земной ионосферы представляют собой частицы, чей характерный размер составляет несколько нанометров. Источниками подобного рода частиц являются бомбардировка планеты микрометеоритами, извержения вулканов и лесные пожары. Микрометеориты, попадая в атмосферу планеты, сгорают на высотах 80–120 км с последующей конденсацией метеорного вещества [29], а вулканический пепел и частицы сажи поднимаются из нижних слоев атмосферы. В связи с этим концентрация зародышей сильно зависит от времени года и текущей микрометеоритной активности. Обычно среднее значение концентрации находится в диапазоне $10\text{--}1000\text{ см}^{-3}$. Отметим, что сведения о составе и распределении таких частиц по размерам даются только пролетными ракетными экспериментами [30], так как регистрация подобного рода частиц известными оптическими методами неосуществима. Поэтому указанные числовые данные могут воспроизводить лишь модельные представления о пылевой компоненте в мезосфере Земли [29].

В обычных условиях пылевые частицы не оказывают принципиального влияния на динамику ионосферной плазмы. Ситуация, однако, совершенно меняется в случае, когда присутствующие в атмосфере газообразные вещества становятся пересыщенными. В пересыщенных парах пылевые частицы ак-

тивно растут и, достигнув в определенный момент времени определенного размера, начинают определять ионизационные свойства планетной ионосферы в области своей локализации [9]. Поскольку рост частиц сопровождается взаимодействием с окружающей ионосферной плазмой, частицы быстро приобретают электрический заряд, что в дальнейшем сказывается на их росте. На Земле подобное имеет место на высотах около 80–95 км в летней полярной мезосфере. Здесь снижение температуры окружающего воздуха до 150 К и ниже приводит к тому, что водяной пар, присутствующий в земной ионосфере, становится пересыщенным (см., например, [19]).

На рис. 1 проиллюстрированы условия летней полярной мезосферы Земли, важные с точки зрения физики пылевых облаков. Здесь представлены высотные профили температуры нейтрального газа, давления насыщенных водяных паров и фактического (парциального) давления паров воды. Условия для роста (нуклеации) частиц выполняются в диапазоне высот около 77–94 км, где пары воды пересыщены. Отметим, что именно в этом высотном диапазоне наблюдаются серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения.

Рассматриваемая область земной атмосферы с точки зрения термодинамики водяных паров может быть разделена на три характерные части: сред-

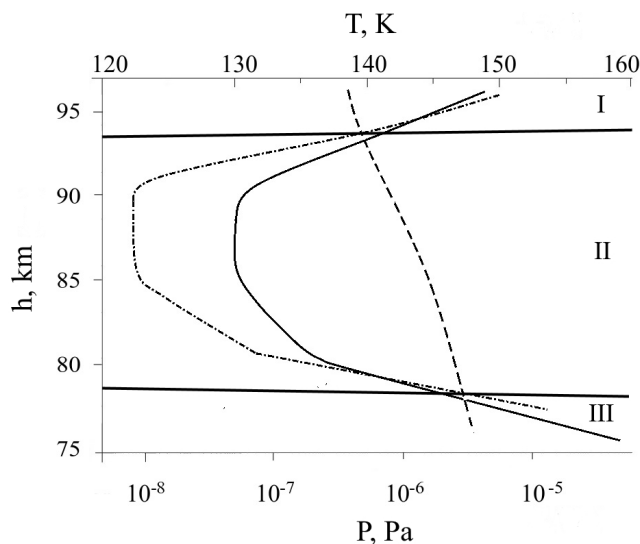


Рис. 1. Качественные высотные профили температуры воздуха (сплошная кривая), парциального давления паров воды (штриховая кривая) и давления насыщенных паров воды (штрихпунктирная кривая). Пары воды пересыщены в диапазоне высот 77–94 км. С точки зрения динамики пылевых микрочастиц рассматриваемая область атмосферы Земли может быть разделена на зоны седиментации с постоянной массой (I), конденсации (II) и сублимации (III)

нюю часть с сильно пересыщенными парами воды и две периферические области ненасыщенных паров. 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 H_2O , вследствие чего оказывается возможным формирование слоистой структуры пылевого облака [8–10, 26]. В зоне сублимации идет процесс испарения ранее сконденсировавшихся водяных паров с поверхности пылевых частиц, приводящий в конечном итоге к исчезновению пылевого облака, время жизни которого, таким образом, определяется временем седиментации микрочастиц в средней зоне.

Вычисление концентрации насыщенных водяных паров $n_{H_2O}^S$ над поверхностью частицы проводится стандартным образом [31]. Для этой цели вводится термодинамический потенциал системы Φ , состоящей из пылевой частицы, на поверхности которой происходит конденсация молекул H_2O , 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, учитываются зависимости $n_{H_2O}^S$ от размера a и заряда $q_d = Ze$ пылевых частиц ($-e$ — заряд электрона), который также является функцией размера a частицы. Термодинамический потенциал системы Φ имеет вид

$$\Phi = m_d(\tilde{f}_d + Pv_d) + m_g(\tilde{f}_g + Pv_g) + \sigma S + \Psi_E, \quad (1)$$

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, $m_{d(g)}$ — масса пылевой частицы (газа), σ — коэффициент поверхностного натяжения вещества частицы, S — площадь поверхности пылевой частицы. Что касается электростатической энергии Ψ_E , то она складывается из энергии электрического поля в пределах пылевой частицы (индекс «in») и в остальном пространстве (индекс «out»):

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

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость вещества пылевой частицы, E — электрическое поле, V — объем.

Уравнение, связывающее значение давления P_S насыщенных паров H_2O над частицей размера a , обладающей поверхностным зарядом q_d , и значение давления P_0 насыщенных паров H_2O над плоской поверхностью, выводится на основании анализа экстремумов выражения (1) в предположении сферической симметрии пылевой частицы, постоянства величины ε , а также экранировки электрического поля пылевой частицы в соответствии с зависимостью Юкавы. Однако влияние заряда пылевой частицы на процесс конденсации оказывается не очень существенным, в связи с чем можно воспользоваться упрощенной моделью, представленной в [9]. Значение концентрации $n_{H_2O}^S$ определяется из P_S с помощью хорошо известного соотношения для идеального газа:

$$n_{H_2O}^S = \frac{P_S}{kT}.$$

Рост частиц за счет десублимации пересыщенных паров сопровождается их зарядкой. Особенно сильно ионосферы на рассматриваемых высотах является ее сложный состав (присутствуют электроны, положительные и отрицательные ионы). Все положительные ионы могут быть условно разделены на две группы. Первая группа включает в себя простые (иначе — первичные) ионы азота N_2^+ , кислорода O_2^+ и монооксида азота NO^+ . Образование первичных ионов происходит под действием солнечного излучения, а также в результате ионизации электронным ударом. Во вторую группу входят кластерные (иначе — протон-гидратные) ионы типа $H^+(H_2O)_n$ (здесь n — степень гидратации, как правило, $n \leq 10$), которые конверсируются из первичных в ходе цепочки реакций перезарядки [32]. Основополагающее влияние на долю того или иного вида положительных ионов в мезосфере оказывает температура окружающей нейтральной компоненты T_n . Обусловлено это тем, что энергия связи протон-гидратных ионов при больших значениях степени гидратации очень мала. Так, например, если температура окружающего воздуха превышает 160 К, то кластерные ионы с параметром гидратации $n \geq 10$ не образуются, так как разрушение подобных ионов при столкновениях с нейтралами идет значительно эффективнее, чем процесс их образования из простых. В результате имеет место преобладание кластерных ионов с малой степенью гидратации и первичных ионов. Отметим, что коэффициент электрон-ионной рекомбинации α_{rec} сильно зависит от вида ионов: легкие простые ионы имеют эффективный коэффициент рекомбина-

ции $\alpha_{rec} \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, в то время как у кластерных ионов $\alpha_{rec} \sim 10^{-5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Наличие отрицательных ионов в ионосфере также возможно [33], однако в нашем случае их присутствие несущественно, поскольку, например, характерная концентрация наиболее часто встречающихся ионов O_2^- оказывается равной $N_{O_2^-} \approx 0.1\text{--}1 \text{ см}^{-3}$ (см. [9]), что значительно меньше характерных концентраций положительных ионов и электронов на исследуемых высотах:

$$n_e \approx n_i \approx (q_e/\alpha_{rec})^{1/2} \approx 10^2\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Отметим, что представленное в статье рассмотрение учитывает несколько упрощенную модель ионного состава ионосферной плазмы. Дальнейшее усовершенствование модели предполагает использование более детального ионного состава (см., например, [34, 35]).

Зарядка микрочастицы происходит за счет рекомбинации электронов и ионов на ее поверхности, что, в свою очередь, приводит к значительному снижению концентрации заряженной компоненты ионосферы в районе полярных мезосферных облаков [9]. Еще одним фактором, приводящим к зарядке микрочастиц, может быть влияние солнечного излучения [8, 9]. Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} и определяется потоком солнечного излучения $F(\lambda)$ [8]:

$$q_{photo} \approx \frac{\pi a^2 \beta}{hc} \int_0^{\lambda^*} \lambda F(\lambda) d\lambda,$$

где λ^* — максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту (определяется минимальной энергией световых квантов), β — вероятность фотоэффекта. Типичные значения β обычно лежат в пределах $10^{-4}\text{--}10^{-2}$, причем, как правило, $\beta < 10^{-3}$ [9].

Минимальная энергия световых квантов $2\pi\hbar c/\lambda^*$, приводящая к фотоэффекту, определяется работой выхода W материала пылевой частицы и ее зарядом:

$$2\pi\hbar c/\lambda^* = W - e^2 Z_d/a.$$

В данном случае можно не учитывать зависимость фототока электронов от размера заряда пылевой частицы, так как энергия фотона $2\pi\hbar c/\lambda^*$ по порядку составляет несколько эВ, а порядок равновесного потенциала микрочастицы равен

$$e^2 |Z_d|/a \sim kT_e \simeq 0.01 \text{ эВ} \ll 2\pi\hbar c/\lambda^*,$$

см. [9], при этом $T_e/e \approx T_n/e$, где $T_n \approx 0.03 \text{ эВ}$ — температура нейтрального газа ионосферы. Таким

образом, можно считать, что максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту, определяется только работой выхода материала пылевой частицы.

Влияние фотоэффекта может быть важным для достаточно крупных частиц, для частиц наномасштабных размеров влияние фотоэффекта не столь существенно из-за малого сечения поглощения. Кроме того, высокоэнергетическая часть солнечного спектра с $\hbar\omega \geq 7.3$ эВ, что соответствует $\lambda \leq 75$ нм, интенсивно поглощается атмосферой на высотах $h \approx 100$ км (см. [9]). Работа выхода льда W_{ice} приблизительно равна 8.7 эВ, поэтому на ледяных частицах фотоэффект отсутствует, и такие частицы имеют отрицательный заряд. В случае же, если частица содержит металлические примеси, что возможно для частиц метеорного происхождения, имеет место снижение работы выхода W (так, например, для железа $W \approx 4.6$ эВ), и в зависимости от своего размера подобная частица может нести на себе положительный заряд. Фотоэффект в этом случае играет важную роль в ионизационном балансе, так как темп ионизации, ассоциированный с фотоэффектом, оказывается сопоставимым с темпом ионизации от естественных источников:

$$q_{photo} \approx \pi a^2 \beta \Phi(\lambda^*) \sim 0.1 - 10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \sim q_e,$$

где

$$\Phi(\lambda^*) = \int_0^{\lambda^*} F(\lambda) d\lambda$$

— кумулятивный поток излучения (см. [9]).

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

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

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

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

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

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

$$f = u \frac{dm}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v, \quad (8)$$

где $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ — коэффициент аккомодации молекул

воды при столкновении с пылевой частицей (обычно в сильно пересыщенных парах $\alpha_{\text{H}_2\text{O}} \sim 1$), m и $m_{\text{H}_2\text{O}}$ — массы микрочастицы и молекулы воды соответственно, $n_{\text{H}_2\text{O}}$ и $n_{\text{H}_2\text{O}}^S$ — фактическая и насыщенная концентрации конденсирующихся водяных паров, ρ и ρ_d — плотности атмосферного газа и материала пылевой частицы, $v_{\text{H}_2\text{O}}^{th}$ и C_S — тепловая скорость молекул воды и скорость звука в атмосферном газе, v — скорость пылевой частицы, $u = -v$ в зоне конденсации и $u = 0$ в зоне сублимации, F_d — коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы, g — ускорение свободного падения. Второе слагаемое в левой части (3) описывает рост пылевых частиц в окружающем пересыщенном водяном паре, четвертый член описывает седиментацию (подъем) пылевой частицы при взаимодействии с нейтралами (neutral drag) с учетом слагаемого с dm/dt в уравнении движения.

Поскольку скорость звука и средняя тепловая скорость — величины одного порядка, вклад каждого из двух тормозящих факторов (F_f/m и f/m) зависит от параметров ионосферы (плотности конденсирующихся и/или создающих сопротивление газов). Как было показано в [36], в условиях атмосферы Марса режим оседания пылевых частиц, несмотря на изотропное распределение углекислого газа, существенно различен для зон конденсации и сублимации. Действительно, динамика системы «пылевая частица + газ» в зоне конденсации описывается уравнением

$$\frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} + v \frac{dm}{dt} = mg - F_f,$$

из которого следует

$$m \frac{dv}{dt} = -v \frac{dm}{dt} + mg - F_f = mg - F_f + f,$$

где dm — масса конденсирующегося газа, P — суммарный импульс пылевой частицы и газа. Концентрации десублимирующего углекислого газа велики, а сила вязкого трения в этом случае обуславливается лишь 5% примесных газов, поэтому $F_f \ll f$ и основным тормозящим фактором оказывается взаимодействие пылевой частицы с налипающими на нее молекулами конденсата. В зоне сублимации член с f исчезает, так как в этом случае испаряющиеся молекулы углекислого газа и микрочастица покоятся друг относительно друга. Физически это означает, что оторвавшиеся от частицы молекулы испарившегося CO_2 тормозятся не за счет ускорения частицы, а за счет передачи кинетической энергии молекулам атмосферы. Кроме того, в зоне сублимации уже весь

газ марсианской атмосферы создает силу вязкого трения и, таким образом, динамика газа и пылевой частицы в этом случае описывается уравнением

$$\frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} = mg - F_f.$$

В случае земной атмосферы плотность конденсирующихся водяных паров ничтожна по сравнению с плотностью азота и кислорода, составляющих основную массу атмосферного газа. Так, концентрация нейтрального газа атмосферы около высот в 80 км примерно равна $n_n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; давление водяных паров на этой высоте $P_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-6} \text{ Па}$, что при $T \approx 130 \text{ К}$ дает $n_{\text{H}_2\text{O}} \approx P_{\text{H}_2\text{O}}/kT \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Поэтому, во-первых, величина относительной поправки силы вязкого кнудсеновского трения в зоне конденсации составляет $n_{\text{H}_2\text{O}}/n_n \approx 5 \cdot 10^8/5 \cdot 10^{14} = 10^{-6} \ll 1$. Во-вторых, на протяжении всего времени седиментации к поверхности Земли основной вклад в торможение микрочастиц вносит вязкое трение. Действительно, поскольку в зоне конденсации $u \sim v$, $v_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{th}} \sim C_S$, отношение

$$\begin{aligned} f/F_f &= u(dm/dt)/\pi\rho C_S a^2 F_d v = \\ &= u\alpha_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}} v_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{th}} (n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}}^S) / \rho C_S F_d v \sim \\ &\sim m_{\text{H}_2\text{O}} (n_{\text{H}_2\text{O}} - n_{\text{H}_2\text{O}}^S) / \rho \sim \rho_{\text{H}_2\text{O}} / \rho \ll 1. \end{aligned}$$

Таким образом, по сравнению с ионосферой Марса, на Земле снижается влияние таких факторов, как взаимодействие пылевых частиц с налипающими молекулами водяного конденсата и снижение силы вязкого кнудсеновского трения в области нуклеации.

Отметим также, что в мезосфере оказывается возможным пренебречь коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом [9]. Характерное время τ_{coag} такого процесса значительно превышает все остальные значимые характерные времена:

$$\tau_{\text{coag}} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \geq 10^6 \text{ с}.$$

Кроме того, оказывается возможным пренебречь броуновским движением частиц. Действительно, характерная величина смещения частицы может быть оценена по формуле

$$\langle x^2 \rangle = 2kT B \tau = \frac{2kT \tau}{\pi \rho C_S a^2},$$

где $B = 1/(\pi \rho C_S a^2)$ — подвижность частицы в разреженной газовой среде. При значениях температуры среды $T \sim 100 \text{ К}$, размера частицы $a \sim 20$ – 100 нм , времени седиментации $\tau \sim 1$ – 10 ч , типичных

для серебристых облаков, диффузионный дрейф оказывается ~ 0.01 – 10 м , что составляет менее 1 % от высоты падения.

Описание влияния пылевых частиц на динамику заряженной компоненты ионосферы проводится с помощью системы уравнений, состоящей из четырех уравнений непрерывности [8, 9] и записывающейся в локальном приближении (использование локального приближения оправдано, так как в ионосфере Земли перенос пылевых частиц происходит существенно быстрее, чем их зарядка). Данная система имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c + L_{\text{photo}}^e - L_{\text{dust}}^e, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_i^s}{\partial t} = q_e - \alpha_{\text{rec}}^s n_e n_i^s - \beta_c n_i^s - L_{\text{dust}}^s, \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_i^c}{\partial t} = \beta_c n_i^s - \alpha_{\text{rec}}^c n_e n_i^c - L_{\text{dust}}^c, \quad (11)$$

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = q_{\text{photo}} + \nu_s + \nu_c - \nu_e, \quad (12)$$

где n_e , n_i^s , n_i^c — концентрации электронов, первичных и кластерных положительных ионов соответственно.

Здесь члены L_{dust}^j ($j = e, s, c$) описывают рекомбинацию заряженных частиц ионосферной плазмы (электронов, первичных и протон-гидратных ионов) на пылевых частицах с учетом распределения dn_d микрочастиц по размерам,

$$n_d = \int f_d dv da,$$

причем

$$L_{\text{dust}}^j = \int \nu_j dn_d;$$

L_{photo}^e учитывает рождение электронов в результате фотоэффекта,

$$L_{\text{photo}}^e = \int q_{\text{photo}} dn_d;$$

слагаемые ν_e , ν_s , ν_c описывают скорости зарядки, вызванные рекомбинацией электронов и ионов на поверхности пылевой частицы. Величина β_c есть скорость конверсии первичных ионов в протон-гидратные. Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} и определяется потоком солнечного излучения $F(\lambda)$ (см. выше).

Гибель первичных и протон-гидратных ионов и электронов в процессе зарядки за счет их рекомбинации на поверхности микрочастиц приводит к значительному снижению концентрации заряженной компоненты ионосферы в районе полярных мезосферных облаков [9]. Расчет микроскопических

токов положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы проводится с помощью зондовой модели (orbit-limited probe model) [37, 38]. Сечения взаимодействия ионов и электронов с заряженной частицей в рамках зондовой модели определяются из законов сохранения энергии и момента импульса. Если пылевые частицы заряжены отрицательно, то зондовое приближение приводит к следующим выражениям для скоростей зарядки:

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp \left\{ \left(\frac{eq_d}{aT_e} \right) \right\},$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \left(1 - \frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Для положительно заряженных пылевых частиц выражения для ν_e , ν_i принимают вид

$$\nu_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \left(1 + \frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$\nu_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \exp \left\{ \left(-\frac{eq_d}{aT_i} \right) \right\},$$

где T_e и T_i — температуры электронов и ионов, m_k — масса частицы сорта k .

Уравнения модели выписаны в рамках одномерного приближения (пространственная координата — высота частицы h). Оправданность такого приближения связана с тем, что вертикальный размер мезосферных облаков (~ 1 км) значительно меньше горизонтального (~ 10 – 100 км), а горизонтальные скорости переноса пылевых частиц меньше или порядка вертикальной скорости переноса, поэтому полагаем, что на рассматриваемых временах (часы, см. [8, 9]) горизонтальным смещением частиц можно пренебречь.

Согласно расчетам в рамках приведенной здесь модели характерные размеры пылевых частиц мезосферных облаков составляют $a \simeq 200$ – 250 нм. Соответствующие заряды микрочастиц оказываются $q_d \sim 50e$ при наличии фотоэффекта и $q_d \sim -10e$ в случае его отсутствия [9]. Отметим, что наличие у частицы заряда $|q_d| \sim 10e$ приводит к заметному возмущению заряженной компоненты ионосферной плазмы, поскольку суммарный заряд пылевых частиц становится сопоставимым с равновесными суммарными зарядами электронов и ионов.

Вычисленные параметры пылевых частиц, совпадая по порядку с экспериментальными данными, все же несколько превышают характерные наблюдаемые значения ($a \simeq 100$ нм и $q_d \simeq -2e$ для ночного случая, см. [8, 21]). Данный факт может быть

связан с процессами, не учтенными в расчетах на основе описанной выше модели. Среди таких процессов важной представляется неустойчивость Рэлея – Тейлора [39], развитие которой должно происходить естественным образом на границе раздела в системе «газ + пыль», находящейся в поле силы тяжести, в ситуации, когда верхнее полупространство занято пылью и газом, а нижнее — только газом [28, 40]. 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. Механизмы образования подобной резкой границы связаны с плазменно-пылевыми и некоторыми другими физическими процессами, в частности, с наличием в ионосфере воздушных потоков, движущихся со скоростью $v_{wind} \gtrsim 0.1$ см/с, а также с ограниченностью ресурсов водяных паров (см. [8–10]). Вообще говоря, решения в рамках гидродинамического подхода при описании плазменно-пылевых систем, имеющие резкие границы, достаточно типичны (см., например, [41]).

Динамика границы системы газа и пыли, не ограниченной в горизонтальном направлении, в этом случае описывается системой уравнений Эйлера и непрерывности, линеаризация которой при исследовании устойчивости стационарного решения приводит к дисперсионному уравнению

$$\tilde{\gamma}^3 + \tilde{\gamma}^2 \left[\alpha \left(1 + \frac{n_d m}{2\rho} \right) + \frac{|\mathbf{k}|g}{\alpha} \right] + \tilde{\gamma} |\mathbf{k}|g - \frac{n_d m |\mathbf{k}|g\alpha}{2\rho} = 0. \quad (13)$$

Здесь $|\mathbf{k}|$ — волновое число, $\tilde{\gamma}$ — инкремент неустойчивости, n_d — концентрация пылевых частиц,

$$\alpha = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{G n_{H_2O} T}{\rho_d v_{H_2O}^{th} a},$$

где 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 [15]. Дисперсионное уравнение (13) получено при условии достаточной малости электрических полей и справедливо, в том числе, при $|\mathbf{E}| \sim 1$ В/м, что, как можно ожидать [8], выполняется в условиях земной ионосферы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Система уравнений (3)–(12) позволяет определить высотное распределение частиц, составляющих серебристые облака. На рис. 2 представлена иллюстрация такого распределения. Начальный размер пылевых частиц облака равен 10 нм. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров H_2O . Верхние слои, находящиеся изначально на границе раздела зон с пересыщенными и ненасыщенными парами, эволюционируют медленнее слоев, изначально располагавшихся непосредственно в зоне конденсации. По наступлении определенного момента времени частицы достигают характерных размеров $\simeq 0.2$ – 0.3 мкм. Характерное время седиментации пылевого облака по порядку составляет часы/десятки часов.

Как было отмечено выше, результаты, полученные согласно (3)–(12), превышают наблюдаемые данные примерно в 2–3 раза, в связи с чем необходимо отдельно учитывать факторы, не рассматриваемые в системе (3)–(12). В частности, одним из таких факторов является развитие на нижней границе облака неустойчивости Рэлея–Тейлора. Как показывает численный анализ, дисперсионное уравнение (13) при значениях температуры и концентрации нейтралов, типичных для ионосферы, имеет три действительных корня, два из которых являются отрицательными, один — положительным. Для развития неустойчивости интерес представляет положительный корень, соответствующий нарастающей моде.

На рис. 3 представлена зависимость $\tilde{\gamma}(k)$ для разных значений размеров и концентраций пылевых частиц. Параметры ионосферы соответствуют высоте $h = 85$ км, для которой $T = 129.5$ К, $\rho = 8.22 \cdot 10^{-6}$ кг/м³. Величина $\tilde{\gamma}(k)$, как это видно из рисунка, растет вместе с ростом пылевых параметров. Кроме того, видно, что асимптотически $\tilde{\gamma}(k)$ быстро принимает стационарное значение γ , которое определяет характерное время развития неустойчивости, по порядку совпадающее с величиной γ^{-1} . Заметим также, что $\gamma \sim n_d$ и $\gamma \sim a^2$.

Итак, инкремент неустойчивости $\tilde{\gamma}$, начиная с некоторого значения $|k|$, достигает максимума γ . На рис. 4 приведены высотные профили зависимости максимального инкремента γ для различных концентраций и размеров пылевых частиц. Величина γ растет вместе с ростом пылевых параметров и, таким образом, должна ограничивать сверху размер микрочастицы пылевого облака.

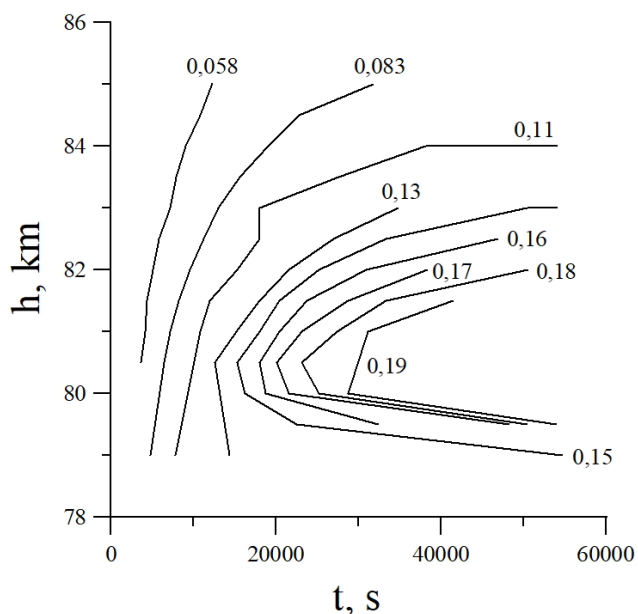


Рис. 2. Временная зависимость высотного распределения пылевых частиц в полярных мезосферных облаках, формирующихся вследствие седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный профиль концентраций с начальным размером пылевых частиц 10 нм. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров H_2O , образуя на высотах около 80 км слой частиц с характерным размером $\simeq 0.2$ – 0.3 мкм. Числа над кривыми обозначают размеры частиц в микрометрах

На рис. 5 представлены графики зависимости характерного времени развития неустойчивости Рэлея–Тейлора $\tau = \gamma^{-1}$ от размера пылевой частицы облака в сравнении с характерным временем седиментации для высот 80, 85, 90 и 95 км. Типичные значения параметров атмосферы на этих высотах равны соответственно (см. [42]):

при $h = 80$ км — $T = 141.3$ К, $\rho = 1.85 \cdot 10^{-5}$ кг/м³;
 при $h = 85$ км — $T = 129.5$ К, $\rho = 8.22 \cdot 10^{-6}$ кг/м³;
 при $h = 90$ км — $T = 130.0$ К, $\rho = 3.42 \cdot 10^{-6}$ кг/м³;
 при $h = 95$ км — $T = 143.2$ К, $\rho = 1.41 \cdot 10^{-6}$ кг/м³.

На рис. 5 видно, что время седиментации не превосходит величину $\tau = \gamma^{-1}$ лишь при достаточно малых размерах пылевых частиц. Так, даже при небольших концентрациях $n_d = 10$ см⁻³ время седиментации сравнивается с $\tau = \gamma^{-1}$ уже при $a \leq 150$ нм, ограничивая тем самым размер микрочастицы облака, так как при больших размерах процесс разрушения слоистой структуры за счет развития неустойчивости оказывается эффективнее ее фор-

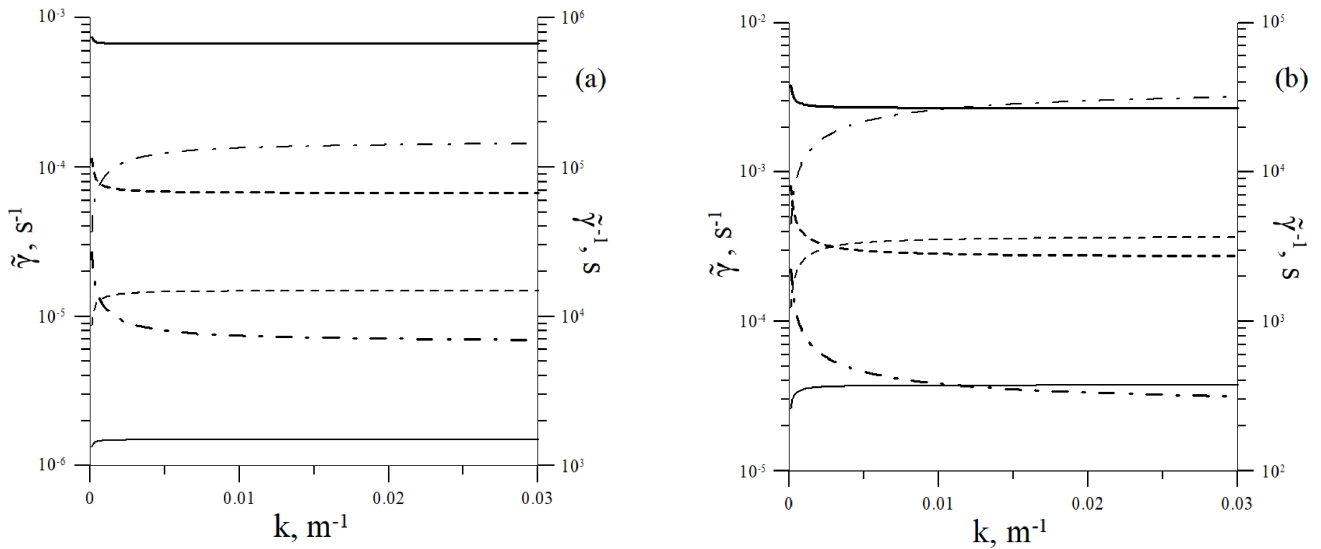


Рис. 3. Зависимости инкремента развития неустойчивости Рэля – Тейлора $\tilde{\gamma}$ (тонкие линии) и величины $\tilde{\gamma}^{-1}$ (жирные линии) от волнового числа $|k|$ для $h = 85$ км. Сплошные кривые соответствуют $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штриховые — $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные — $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$. Панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 20$ нм, (b) — размеру пылевых частиц $a = 100$ нм

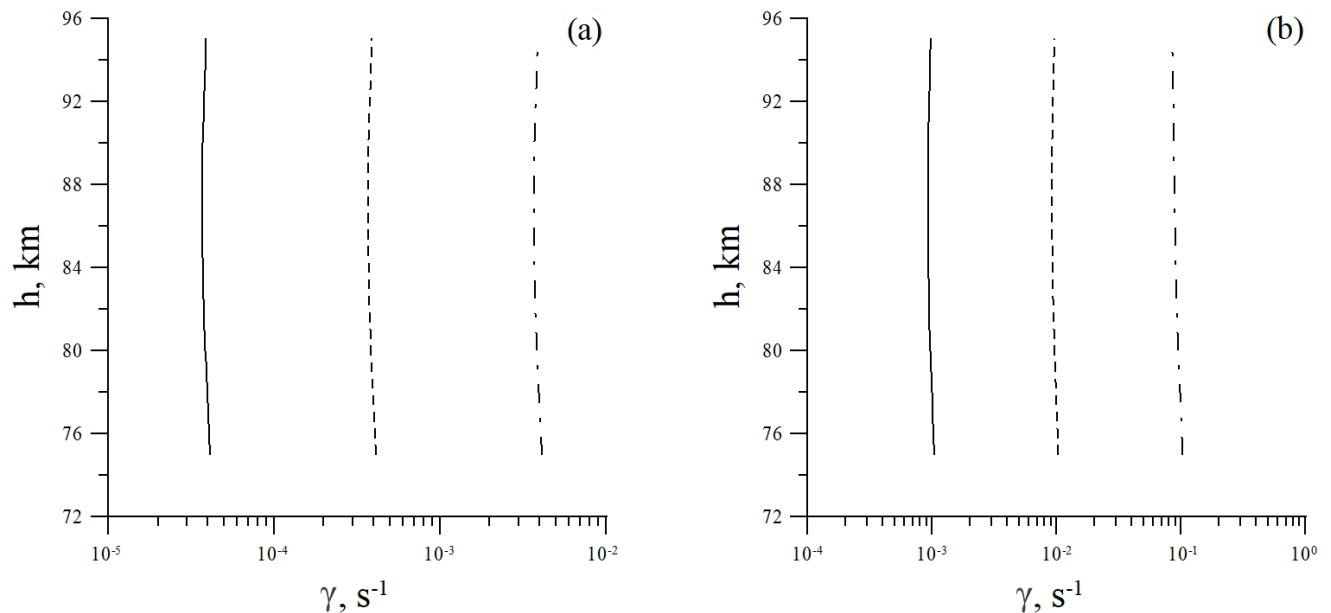


Рис. 4. Зависимости максимального инкремента развития неустойчивости Рэля – Тейлора γ от высоты h для концентраций пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые), $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ (штриховые кривые), $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Панель (a) соответствует размеру пылевых частиц $a = 100$ нм, (b) — размеру пылевых частиц $a = 500$ нм

мирования за счет конденсации водяных паров. Для типичных ионосферных значений $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ верхняя граница a оказывается еще меньшей.

Заметим, что для данной работы важен не сам факт разрушения облака, а то, что в случае развития неустойчивости Рэля – Тейлора это разру-

шение происходит по достижении микрочастицами облака некоторого порогового размера. Действие неустойчивости, таким образом, обосновывает принципиальную невозможность существования облаков крупных частиц, что соответствует данным наблюдений.

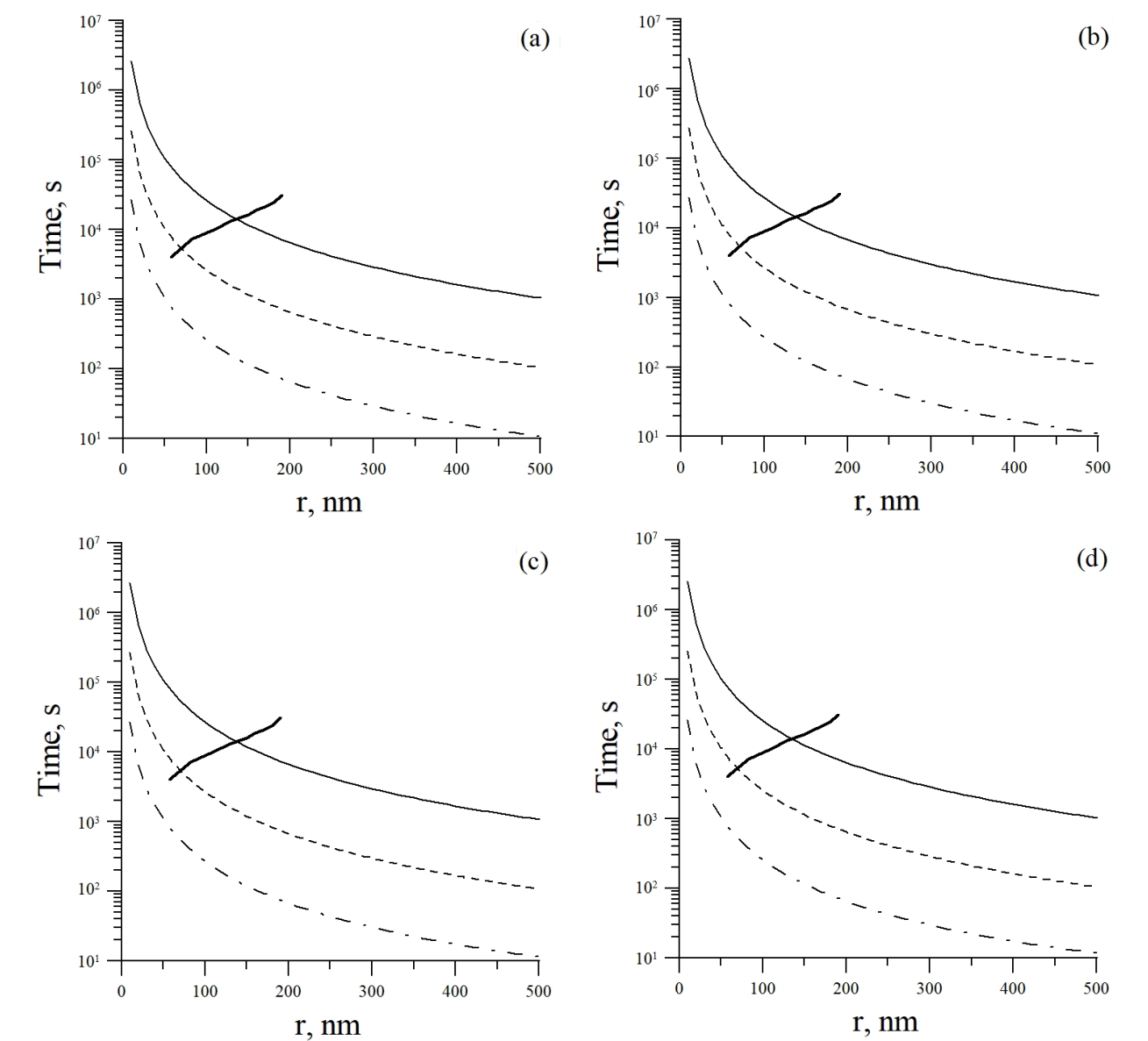


Рис. 5. Зависимости характерного времени развития неустойчивости Рэлея – Тейлора и времени седиментации пылевых частиц от их размеров. Представлены результаты вычислений для высот 80 (a), 85 (b), 90 (c), 95 (d) км . Тонкие сплошные кривые соответствуют концентрациям пылевых частиц $n_d = 10 \text{ см}^{-3}$, штриховые — $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, штрихпунктирные — $n_d = 1000 \text{ см}^{-3}$. Зависимости времени седиментации пылевых частиц представлены жирными сплошными линиями

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, приведены уравнения модели, описывающей самосогласованным образом плазменно-пылевые структуры в ионосфере Земли. Показано, что, в отличие от ионосферы Марса, на Земле снижается влияние таких факторов, как торможение пылевых частиц за счет налипания на них молекул конденсата (аналог реактивной силы) и снижение значения силы вязкого кнудсеновского трения в зоне конденсации. В то же время динамика

заряженной компоненты ионосферы на Земле оказывается более сложной, чем на Марсе.

На основе приведенных уравнений показано, что характерный размер частиц облака, предсказываемый моделью, превышает наблюдаемые значения примерно в 2–3 раза. Оказывается, что важным фактором, влияющим на формирование плазменно-пылевых облаков, который должен быть учтен, является неустойчивость Рэлея – Тейлора, приводящая к тому, что плазменно-пылевые облака могут существовать лишь при достаточно малых значениях размеров составляющих их пылевых частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Попель, Природа **9**, 48 (2015).
2. S. I. Popel, S. I. Kopnin, I. N. Kosarev, and M. Y. Yu, Adv. Space Res. **37**, 414 (2006).
3. Ю. Н. Извекова, Ю. С. Резниченко, С. И. Попель, Физика плазмы **46**, 1119 (2020).
4. В. Е. Фортов, Ю. М. Батурич, Г. О. Морфилл, О. Ф. Петров, *Плазменный кристалл. Космические эксперименты*, Физматлит, Москва (2015).
5. S. I. Popel, A. P. Golub', A. I. Kassem, and L. M. Zelenyi, Phys. Plasmas **29**, 013701 (2022).
6. S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. P. Golub', and A. Yu. Dubinskii, Planet. Space Sci. **156**, 71 (2018).
7. S. I. Popel and A. A. Gisko, Nonlin. Processes Geophys. **13**, 223 (2006).
8. В. А. Клунов, С. И. Попель, and R. Bingham, Письма в ЖЭТФ **72**, 524 (2000).
9. В. А. Клунов, Г. Е. Морфилл, С. И. Попель, ЖЭТФ **127**, 171 (2005).
10. А. Ю. Дубинский, С. И. Попель, Письма в ЖЭТФ **96**, 22 (2012).
11. S. I. Popel, S. I. Kopnin, M. Y. Yu, J. X. Ma, and Feng Huang, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 174036 (2011).
12. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, A. G. Khrapak, and G. E. Morfill, Phys. Rep. **421**, 1 (2005).
13. P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasmas Physics*, Inst. Phys. Publ., Bristol/Philadelphia (2002).
14. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
15. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, УФН **174**, 495 (2004).
16. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas*, Springer, Berlin (2008).
17. U. von Zahn, G. Baumgarten, U. Berger, J. Fiedler, and P. Hartogh, Atmosph. Chem. Phys. **4**, 2449 (2004).
18. J. Y. N. Cho and J. Röttger, J. Geophys. Res. **102**, 2001 (1997).
19. M. Gadsden and W. Schröder, *Noctilucent Clouds*, Springer-Verlag, Berlin (1989).
20. H. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 806 (1996).
21. F. Montmessin, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, O. Korabiev, P. Rannou, F. Forget, S. Perrier, D. Fussen, S. Lebonnois, A. Réberac, and E. Dimarellis, Icarus **183**, 403 (2006).
22. https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html.
23. F. Montmessin, B. Gondet, J. P. Bibring, Y. Langevin, P. Drossart, F. Forget, and T. Fouchet, J. Geophys. Res. **112**, E11S90 (2007).
24. J. A. Whiteway, L. Komguem, C. Dickinson, C. Cook, M. Illnicki, J. Seabrook, V. Popovici, T. J. Duck, R. Davy, P. A. Taylor, J. Pathak, D. Fisher, A. I. Carswell, M. Daly, V. Hipkin, A. P. Zent, M. H. Hecht, S. E. Wood, L. K. Tampari, N. Renno, J. E. Moores, M. T. Lemmon, F. Daerden, and P. Smith, Science **325**, 68 (2009).
25. P. O. Hayne, D. A. Paige, J. T. Schofield, D. M. Kass, A. Kleinböhl, N. G. Heavens, and D. J. McCleese, J. Geophys. Res. **117**, E08014 (2012).
26. А. Ю. Дубинский, Ю. С. Резниченко, С. И. Попель, Физика плазмы **45**, 913 (2019).
27. Yu. S. Reznichenko, A. Yu. Dubinskii, and S. I. Popel, J. Phys.: Conf. Ser. **1556**, 012072 (2020).
28. Ю. С. Резниченко, А. Ю. Дубинский, С. И. Попель, Письма в ЖЭТФ **117**, 420 (2023).
29. R. P. Turco, O. B. Toon, R. C. Whitten, R. G. Keesee, and D. Hollenbach, Planet. Space Sci. **30**, 1147 (1982).
30. R. A. Goldberg, R. F. Pfaff, R. H. Holzworth, F. J. Schmidlin, H. D. Voss, A. J. Tuzzolino, C. L. Croskey, J. D. Mitchell, M. Friedrich, D. Murtagh, G. Witt, J. Gumbel, U. von Zahn, W. Singer, and U.-P. Hoppe, Geophys. Res. Lett. **28**, 1407 (2001).
31. М. А. Леонтович, *Введение в термодинамику*, Гос. изд-во технико-теоретической литературы, Москва–Ленинград (1952).

32. G. C. Reid, J. Atmosph. Sci. **32**, 523 (1975).
33. E. Kopp, Adv. Space Res. **25**, 173 (2000).
34. A. V. Pavlov, Surveys in Geophysics **35**, 259 (2014).
35. А. В. Филиппов, И. Н. Дербенев, Н. А. Дятко, С. А. Куркин, Г. Б. Лопанцева, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **152**, 293 (2017).
36. А. Ю. Дубинский, Ю. С. Резниченко, С. И. Попель, Астрон. вестник **57**, 225 (2023).
37. F. F. Chen, in *Plasma Diagnostic Techniques*, ed. by R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Academic, New York (1965), Ch. 4.
38. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
39. C. Völtz, W. Pesch, and I. Rehberg, Phys. Rev. E **65**, 011404 (2001).
40. 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).
41. В. Н. Цытович, УФН **185**, 161 (2015).
42. *Атмосфера стандартная. Параметры*, ИПК Изд-во стандартов, Москва (2004), ГОСТ 4401-81.