

Л.С. Ивлев, С.Н. Хворостовский

Исследование воздействия космического излучения на микроструктурные параметры и оптические свойства нижней атмосферы в средних и высоких широтах.

1. Влияние зарядов на гетерогенные процессы в атмосфере

Санкт-Петербургский государственный университет, НИИ физики

Поступила в редакцию 17.07.2000 г.

Изучается влияние электрических зарядов на рост аэрозольных частиц в фоновых условиях. При рассмотрении учитываются постоянно действующие ионизирующие факторы. Учитывается распределение аэрозольных частиц по размерам. Определены доля частиц с размерами выше критического и ее зависимость от величины и знака заряда.

Введение

Проблема воздействия солнечного излучения на состояние нижней атмосферы (на ее температурные и радиационные характеристики) давно является одной из фундаментальных геофизических проблем. Особый интерес вызывает обнаружение связи изменчивости солнечной активности и вариаций атмосферных параметров [1–5], причем трактовка этой связи весьма неоднозначна. Это обусловлено тем, что изменение общего потока солнечной энергии на верхней границе земной атмосферы мало по сравнению с энергией динамических процессов в нижней атмосфере. В то же время следует отметить, что для отдельных диапазонов солнечного энергетического потока такие вариации могут быть весьма существенными, в частности это относится к потокам высокоэнергетических частиц. Проникновение таких частиц в атмосферу вплоть до высот нижней ее части приводит к образованию значительного количества ионов, возбужденных молекул, активных радикалов, а также способствует появлению заряда на аэрозольных частицах. В данной статье исследуется влияние этих эффектов на процесс роста первичных частиц, а также рассматриваются процессы, приводящие к их образованию.

1. Постановка задачи

Основными условиями образования дисперсной фазы являются наличие в атмосфере пересыщенного водяного пара, а также присутствие «ядер конденсации» – аэрозольных частиц, размеры которых больше некоторой критической величины. Предлагаемая в настоящей статье модель предполагает следующие механизмы влияния высокоэнергетических частиц на конденсационный процесс:

1) аэрозольные частицы под действием внешнего потока заряженных частиц приобретают заряд. Наличие на частице даже одного элементарного заряда приводит к уменьшению критического размера аэрозольных частиц,

на которых возможны конденсация и сублимация водяного пара, или других конденсирующихся газов, и соответственно к вовлечению в процесс гетерогенной конденсации большего количества аэрозольных частиц [6]. Следует также отметить, что на конденсационную активность частицы влияет знак заряда [7];

2) процесс ионизации атмосферных молекул приводит к образованию новых легко конденсирующихся газовых компонентов, которые самостоятельно образуют ядра конденсации, т.е. наблюдается гомогенная гетеромолекулярная конденсация. К таким компонентам относятся, в первую очередь, водяной пар, окислы серы и азота. При этом активное участие в химических и фотохимических реакциях принимают озон, атомарный кислород, гидроксил и ряд других радикалов.

Таким образом, в нижних слоях атмосферы при воздействии на них космических лучей возможны процессы роста первичных аэрозольных частиц в результате как гомогенной, так и гетерогенной конденсации, а при их высоких счетных концентрациях – и коагуляционный рост [6]. Очевидно, характер процесса образования облачного слоя будет определяться концентрациями и составом исходных продуктов (газов и аэрозольных частиц), интенсивностью потока высокоэнергетических частиц космического происхождения, их характеристиками в рассматриваемом атмосферном слое и термодинамическими характеристиками этого слоя. Под образованием облачной системы будем полагать увеличение оптической толщины определенного атмосферного слоя на порядок и более по сравнению с фоновым.

В настоящей статье рассмотрим лишь возможности образования облачных систем при гетерогенной конденсации в случае воздействия высокоэнергетических заряженных частиц на атмосферные слои в диапазоне высот 8–30 км в области средних и высоких широт. Для этого необходимо проанализировать условия взаимодействия высокоэнергетических частиц с аэрозольными и газовыми компонентами среды на этих высотах.

2. Влияние электрического заряда на рост аэрозольных частиц в фоновых атмосферных условиях

Рассмотрим влияние электрических зарядов на рост аэрозольных частиц в отсутствие интенсивного потока высокоэнергетических частиц в атмосфере. Известно, что гетерогенный механизм конденсации водяного пара или других конденсирующихся газов, требующий присутствия в атмосфере ядер конденсации (ядер Айткена), всегда более эффективен, чем гомогенный. Для роста частиц по этому механизму необходимо, чтобы интенсивность адсорбции молекул пара на поверхности частицы была больше интенсивности десорбции, т.е. должны существовать силы, эффективно препятствующие десорбции молекул пара [6].

Одним из возможных механизмов уменьшения интенсивности десорбции молекул пара является электростатическое взаимодействие молекул пара особенно легко поляризуемой молекулы воды с зарядом аэрозольной частицы [7]. Условие роста частицы выполняется, если упругость насыщения пара над частицей меньше, чем упругость пара в окружающей воздушной среде. При равновесном состоянии пара над заряженной каплей (аэрозольной частицей с водной оболочкой) относительная влажность f_0 будет выражаться уточненной формулой Дж. Томсона (Кельвина) в виде, полученном А.И. Русановым [8]:

$$f_0(a) = \frac{P_{\text{нас}}(a)}{P_{\infty}} = \exp \frac{1}{\rho k T} \left[\frac{2\sigma(a)}{a} - \frac{1}{8\pi} \left(\frac{1}{\varepsilon^{\beta}} - \frac{1}{\varepsilon^{\alpha}} \right) \frac{q^2}{a^4} \right], \quad (1)$$

где ρ , σ , ε^{α} – плотность, удельное поверхностное натяжение и диэлектрическая постоянная воды; ε^{β} – диэлектрическая постоянная водяного пара; a , q – радиус и заряд капли. При этом максимальное значение $f_{0\text{max}}$ наблюдается при $a_{\text{кр}} = \sqrt[3]{q^2 (1/\varepsilon^{\beta} - 1/\varepsilon^{\alpha}) / 4\pi\sigma}$. Если радиус a больше $a_{\text{кр}}$, то капля становится устойчивым зародышем при относительной влажности меньше 100%. Однако уже при начальных размерах частиц $a > 1 \cdot 10^{-5}$ см влияние заряда на изменение давления насыщенного пара над частицей становится пренебрежимо малым, а влияние увеличения заряда на размер устойчивого зародыша относительно слабое ($a_{\text{кр}} \cong q$). Поэтому для роста частиц больших размеров более эффективны механизм уменьшения упругости насыщения над раствором – слабым электролитом (закон Рауля) [9], а также процессы перехода конденсата в другие химические (например, в сульфатное) или фазовые (лед) состояния с меньшей упругостью насыщения.

Конденсация на вогнутых поверхностях частиц, происходящая при меньших упругостях конденсирующего пара, чем упругость насыщения над плоской поверхностью, нами не рассматривается, так как она относительно слабо сказывается на площади поперечного сечения аэрозольных частиц, т.е. почти не увеличивает рассеяние и ослабление солнечной радиации частицами, а в случае рыхлых конгломератов (фракталов) даже ведет к уменьшению их площади поперечного сечения.

Электрический заряд может также способствовать более эффективному коагуляционному росту частиц. Однако для реализации этого механизма необходимы относительно высокие концентрации аэрозольных частиц. Для броуновской коагуляции время коагуляции, по

М. Смолуховскому, $t_{\text{коаг}} \cong 10^{10} \text{ с} \cdot \text{см}^{-6} / N^2$. Соответственно в реальной атмосфере этот процесс становится существенным лишь при $N > 10^3 \text{ см}^{-3}$. Эффективности коагуляционного процесса способствуют полидисперсность аэрозолей (наличие гигантских частиц с $a > 1 \text{ мкм}$) и существование больших зарядов ($q > 10e$) на отдельных частицах. Расчеты показывают, что эффективные коэффициенты коагуляции разноименно заряженных частиц могут быть выше, и следовательно, коагуляционное время жизни меньше, чем для незаряженных частиц, на порядок и более ($t_{\text{коаг}} \cong 10^3 \div 10^2 \text{ с}$ при $N > 10^3 \text{ см}^{-3}$), а для одноименно заряженных при больших отношениях величин зарядов – близкими к коэффициентам для незаряженных [6].

Расчеты распределения электрических зарядов на аэрозольных частицах в невозмущенной высокоэнергетическими частицами атмосфере проводились в ряде работ [10–12] и выполнялись (исходя из распределения по Больцману [12]) с поправками на диффузионное зарядение частиц при известных, экспериментально измеренных концентрациях молекулярных ионов в воздушной среде [11], а также с учетом движения ионов и частиц относительно друг друга (конвективные потоки и падения частиц). Во всех случаях вклад ударного механизма зарядки аэрозольных частиц пренебрежимо мал по сравнению с диффузионным. Стационарный электрический заряд на частице радиусом a в биполярно заряженной атмосфере, по Ганну, определяется как

$$q_0 = \frac{akT}{e} \ln \frac{n_+ D_+}{n_- D_-}, \quad (2)$$

где n_{\pm} – концентрация молекулярных ионов; D_{\pm} – их коэффициенты диффузии.

Результаты расчетов доли заряженных аэрозольных частиц разных размеров в атмосфере $n_a(\pm p) = N_p/N_0 = \exp[-p^2 e^2/(2kTa)]$ (по Больцману и формулам других авторов, в частности, учитывающих более точно поток ионов на сферу в среде с длиной свободного пробега молекул, сравнимой и больше размера аэрозольной частицы) представлены на рис. 1.

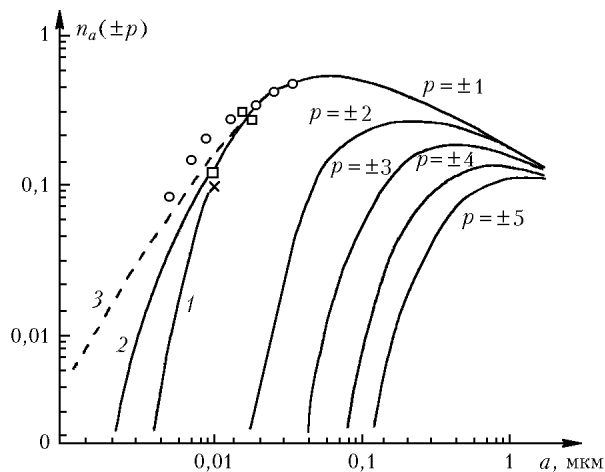


Рис. 1. Доля заряженных частиц разных размеров $n_a(\pm p)$ с зарядом разной величины: 1 – расчет по Больцману, 2 – по Больцману–Кожиме, 3 – по Гентри; o, □, x – экспериментальные данные разных авторов [10]

Они свидетельствуют о том, что доля заряженных частиц в невозмущенной биполярной атмосфере с

$a < 0,01$ мкм, имеющих практически только единичный заряд, мала ($n \leq 0,1$). Это объясняется тем, что напряженность электрического поля E вблизи поверхности частицы радиусом $a = 10^{-6}$ см и единичным зарядом равна $1,4 \cdot 10^5$ В/см, а разряд в воздушной среде происходит при $E = 2,8 \cdot 10^4$ В/см. При этом электростатическая энергия такой частицы равна $1,1 \cdot 10^{-13}$ эрг, т.е. примерно вдвое выше кинетической энергии ее теплового движения. Следовательно, частицы размерами $a < 0,01$ мкм в невозмущенной атмосфере не являются эффективными ядрами конденсации.

Большой заряд приобретают частицы больших размеров согласно приближенной формуле $N/N_0 = 10 \sqrt[3]{a}$. Например, для частицы с $a = 5$ мкм в биполярной атмосфере q_0 равно $18e$, а в униполярной $84e$. В этом случае может происходить эффективный рост частиц в результате электростатической коагуляции. Учет влияния на зарядение частиц конвективного движения воздуха и скорость падения аэрозольных частиц приводит к значительному, на порядок и больше, увеличению приобретаемого частицей заряда, начиная с $r > 1$ мкм. Максимальный стационарный заряд при этом определяется по формуле

$$q_m = a^2 \frac{4kT}{e\lambda\pi} \frac{n_+^2 u_+^2 - n_-^2 u_-^2}{n_+^2 u_+^2 + n_-^2 u_-^2}, \quad (3)$$

где λ – длина свободного пробега молекул; $u_{\pm} = e\lambda/2m_{\pm}$ – подвижность, m_{++} – масса легких ионов. Характеристическое время достижения равновесия определяется как $t_0 = q_0/4\pi aeD_{\pm} n_{\pm}$ и имеет порядок 10^2 с.

Следует отметить, что влияние заряда частицы на ее конденсационные свойства несимметрично относительно знака заряда из-за сильной поляризуемости молекулы воды. Водные капли и частицы с водной оболочкой в результате ориентирования молекул воды и образования иондипольного двойного слоя имеют на поверхности положительный поверхностный потенциал, вследствие чего энергия активации процесса конденсации на отрицательных центрах меньше, т.е. отрицательно заряженные капли растут быстрее [7].

В работах В. Клинго [13, 14] исследовался вопрос гетерогенного зародышеобразования при наличии зарядов. Им было показано, что под влиянием заряда наблюдается увеличение температуры замерзания примерно на 20°C , т.е. в реальной атмосфере, начиная с высоты 5 км, на заряженных ядрах конденсации происходит образование кристаллов льда. Эффект действия заряда капли (аэрозольной частицы) на кристаллизацию обусловлен увеличением пересыщения водяного пара у ее поверхности, уменьшением радиуса ледяного зародыша и работы его образования. Причем скорость нуклеации существенно зависит от размера иона (напряженности его электрического поля).

3. Интенсивность ионообразования и концентрация ионов в атмосфере в отсутствие мощных потоков высокоэнергетических частиц космического происхождения

Локальная интенсивность ионообразования в атмосфере, определяемая количеством ионов в 1 см^3 , образующихся за 1 с, для приземного слоя определяется ионизацией молекул

газа фоновым космическим излучением, радиоактивным веществом в атмосфере и почве (в основном радоном и торонем). Концентрация радиоактивности этих элементов вблизи поверхности земли примерно одного порядка ($10^{-16} - 10^{-15}$ Ки·см⁻³): медленно уменьшается с ростом высоты для радона (время жизни $\tau_{1/2}^{\text{Ra}} \approx 3,8$ сут) и быстро – для торона ($\tau_{1/2}^{\text{Th}} \approx 54$ с). Вклад разных факторов в ионообразование вблизи земли приведен в табл. 1 [15].

При распаде радиоактивного вещества среднее количество образующихся пар ионов для моноэнергетичной α -частицы – величина достаточно определенная и равна $2 \cdot 10^5$, для β - и γ -частиц эта величина определяется очень приблизительно и равна примерно $2 \cdot 10^4$, т.е. на порядок меньше.

В фоновой атмосфере из продуктов распада торона обнаруживается в основном ThB ($\tau_{1/2} \approx 11$ ч) в концентрации $19 \cdot 10^{-4}$ атомов/см³, что одного порядка с концентрацией RaA ($\tau_{1/2} \approx 3$ мин) – $39 \cdot 10^{-4}$ атомов/см³.

Вблизи атомных центров наблюдается радиоактивное β - и γ -излучение с интенсивностью $2 \cdot 10^{-18}$ Ки/см³, что дает интенсивность ионообразования $3 \cdot 10^3$ ион/см³·с.

Таблица 1

Скорость ионообразования в атмосфере вблизи поверхности Земли

Фактор	Интенсивность (количество образующихся пар ионов, см ³ /с)
Космические лучи	2
Радиоактивные вещества в воздухе	
α	4,4
β	0,03
γ	0,15
Радиоактивные вещества в почве	
β	0,3
γ	3,2
Итого	10,08

В тропосфере с высотой увеличивается вклад ионизации молекул воздуха космическими лучами и резко уменьшается вклад радиоактивных субстанций, особенно почвенного происхождения.

Так как водная поверхность практически не эмитирует радиоактивные вещества, то скорость ионообразования над океаном ниже, чем над материками. До высоты примерно 8–10 км средняя интенсивность ионообразования в фоновых атмосферных условиях принимается равной $10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для средней атмосферы интенсивность ионизации полностью определяется галактическими космическими лучами.

На высоте стратосферного аэрозольного слоя глобально осредненная скорость ионизации слоя I_c будет порядка $0,01 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, различаясь для летнего и зимнего сезонов примерно в 5 раз (выше для зимы). Для всей толщи атмосферы глобально осредненные скорости ионизации в работе [15] равны $9,3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для зимы и $1,6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для лета.

Существует также широтная зависимость интенсивности ионообразования, обусловленная широтным ходом интенсивности космических лучей – увеличением интенсивности ионообразования с широтой.

Интенсивность ионообразования в тропосфере может заметно возрасти при выбросе радиоактивного материала

природного происхождения перед землетрясением и во время извержений вулканов эруптивного типа. Например, по оценкам в работе [16] выход радона перед землетрясением может вызвать ионообразование с интенсивностью порядка $7,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. на три порядка выше фонового значения.

При серьезных авариях на атомных станциях интенсивность ионообразования может быть еще выше. Например, в 30-километровой зоне отчуждения Чернобыльской атомной электростанции в период аварии интенсивность ионообразования в слое 50–100 м была $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [17].

Экспериментальные исследования концентрации и химического состава атмосферных ионов свидетельствуют о том, что большинство ионов содержит 10–20 молекул воды, а их концентрация в тропосфере варьирует в пределах $n_{\pm} = 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ от 300 – 500 см^{-3} на уровне земли до $(1-2) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ в диапазоне высот 8 – 30 км (рис. 2). Отношение положительно заряженных атмосферных ионов к отрицательно заряженным в фоновых условиях близко к 1,2.

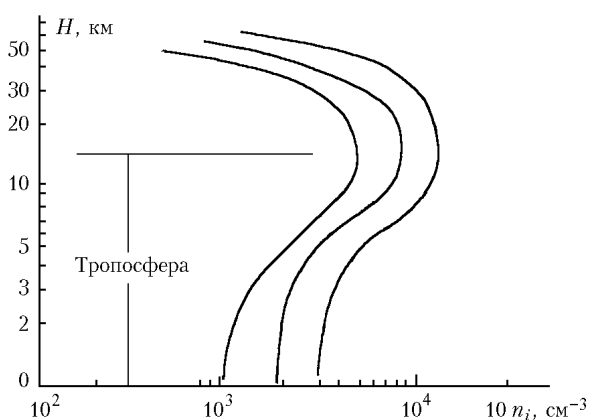


Рис. 2. Модельный вертикальный профиль концентрации легких ионов по [18]

В диапазоне высот 8–30 км с помощью аэростатных масс-спектрометрических измерений были идентифицированы следующие ионы: $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_m$, $\text{H}^+(\text{CH}_3\text{CN})_n(\text{H}_2\text{O})_m$, $\text{NO}_3(\text{HNO}_3)_n$, $\text{HSO}_4(\text{H}_2\text{SO}_4)_n(\text{HNO}_3)_n$.

В диапазоне высот 30–50 км ионы $\text{H}^+(\text{H}_2\text{SO}_4)_n(\text{H}_2\text{O})_m$ по Арнольду [18], способны образовывать устойчивые ядра нуклеации.

Концентрация ионов в атмосфере лимитируется как интенсивностью ионообразования, так и интенсивностью рекомбинационных процессов, временем их жизни в атмосфере τ_i . Время жизни ионов, определяемое рекомбинацией противоположно заряженных ионов, можно оценить по формуле

$$\tau_i = (\alpha_i N_i)^{-1}, \quad (4)$$

где $\alpha_i = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ – коэффициент рекомбинации ионов для легких ионов с единичным зарядом. Время жизни легких ионов, определяемое их захватом аэрозольными частицами, лимитируется их потоком и дальнейшей аккомодацией на поверхности аэрозольных частиц. Не останавливаясь на уравнениях, описывающих эти потоки, зависящие от диффузионных процессов, электростатических сил упорядоченных движений воздуха и физико-химических свойств поверхности аэрозольных частиц, отметим, что важнейшим фактором в эффективности захвата ионов аэрозольными частицами является интегральная поверхность последних:

$$S_a = 4\pi \int_0^{\infty} \frac{dN}{dr} r^2 dr,$$

варьирующая от $10^{-9} \text{ см}^2/\text{см}^3$ для фоновых условий в тропосфере и стратосфере до $10^{-4} \text{ см}^2/\text{см}^3$ при пыльных бурях и вулканических извержениях. Оценки коэффициентов захвата ионов аэрозольными частицами разных размеров β были сделаны в работе Брикара [15] для аэрозольных частиц размером $10^{-7} - 10^{-5} \text{ см}$. Для $a \geq 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ зависимость β_a от a практически линейна: $\beta_a = c \beta_0 a$, где β_0 порядка $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ для $a = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Очень сильно зависимость коэффициента захвата ионов от размера частиц, заряженных противоположным знаком. Отношение β для заряженной частицы к β_0 для незаряженной меняется от 1 для $a = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ до 20 для $a = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. Использование этих расчетов для реальных атмосферных условий достаточно затруднено из-за большого разнообразия атмосферных условий, полидисперсности и сложной микроструктуры аэрозолей. В тропосфере до высоты 10 км время жизни ионов варьирует от 50 до 500 с, а на больших высотах оно существенно увеличивается из-за уменьшения концентрации ионов и аэрозольных частиц. Рассчитанные в работах Арнольда [18] для модельных значений концентраций ионов и аэрозолей времена жизни τ_r без аэрозолей и τ_a приведены на рис. 3.

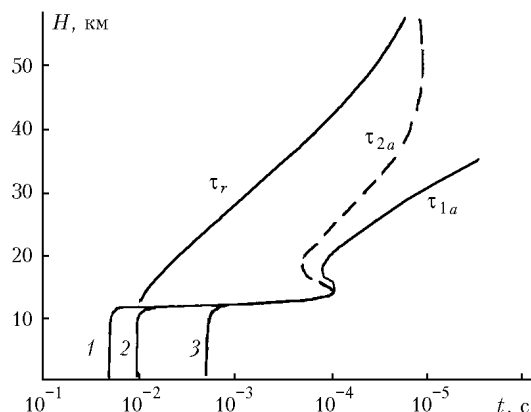


Рис. 3. Времена жизни τ_i легких ионов для разных внешних условий по [18]

Значения τ_{1a} получены для фоновой аэрозольной модели, а τ_{2a} – для модели с метеоритным потоком; 1, 2, 3 – разные степени загрязненности тропосферы.

4. Структурные характеристики атмосферных аэрозолей

Вертикальные профили концентрации и дисперсности атмосферных аэрозолей измерялись с помощью аэростатных фотоэлектрических счетчиков, импакторов и счетчиков ядер конденсации [19–21], а также с помощью самолетных ракетных импакторов [22, 23]. Для высоких широт измерения единичны. Наибольший массив данных по вертикальному профилю счетной концентрации частиц размерами $a > 0,15 \text{ мкм}$ получен Дж. Розеном [19]. Дисперсность аэрозольных частиц методом электронно-микроскопического анализа импакторных проб исследовалась Л.С. Ивлевым с сотрудниками [20, 23]. На рис. 4 представлены усредненные, по наблюдениям 1980–1988 гг., дан-

ные по дисперсности аэрозольных частиц. Представлены данные относительных распределений по размерам dN/da и по объемам $dV/da = 4/3\pi a^3 dN/da$ для нескольких высот.

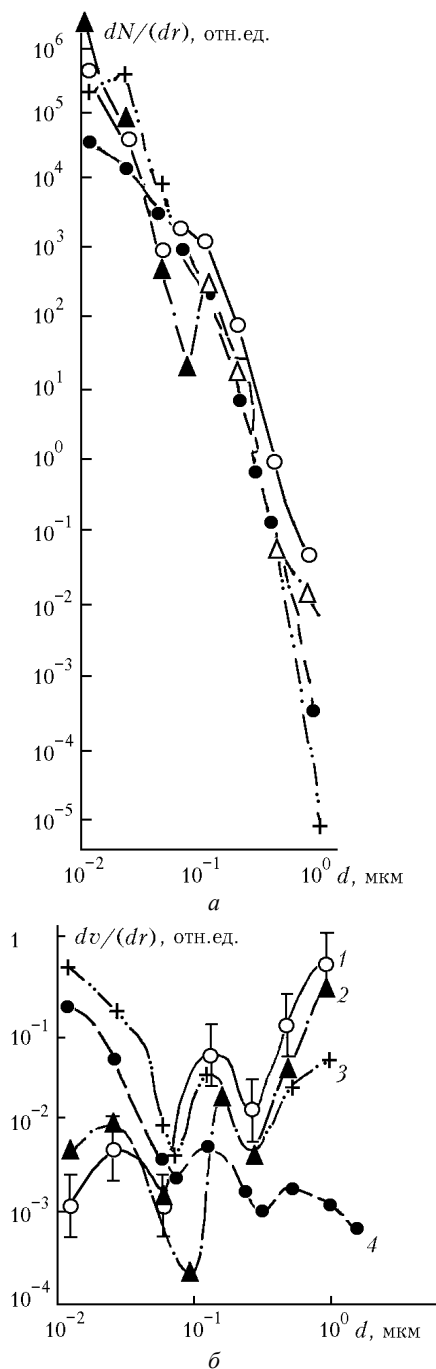


Рис. 4. Усредненные относительные счетные dN/da (а) и объемные (б) распределения аэрозольных частиц по размерам $dv/dr = 4/3\pi a^3 dN/da$ на разных высотах по измерениям 1982–1988 гг.: 1 – $h \approx 8$, 2 – 16,5, 3 – 25, 4 – 30 км

Следует отметить, что функция dV/da наглядно иллюстрирует процессы образования и эволюции дисперсных образований: для стационарного переноса аэрозольного вещества из мелкодисперсного состояния в более крупнодисперсное функция постоянна; при истощении более крупных частиц из-за быстрого стока при недостаточном

притоке мелких частиц либо при возникновении мощного источника частиц, когда процесс не установился, наблюдается спад функции в сторону более крупных частиц, и наконец, при слабом стоке более крупных частиц по сравнению с притоком наблюдается рост функции с размером частиц. Следовательно, каждый максимум соответствует аэрозольной моде определенного происхождения, сдвигающейся со временем в сторону больших размеров и размываемой из-за коагуляционного взаимодействия с другими модами.

На рис. 4,б отчетливо выделяется многомодальный характер распределения: 1-я мода с максимумом с области от $1 \cdot 10^{-2}$ до $7 \cdot 10^{-2}$ мкм, 2-я мода с максимумом в области от $2 \cdot 10^{-1}$ до $4 \cdot 10^{-1}$ мкм и 3-я мода с максимумом от 0,5 до 1 мкм. Частицы размерами $d < 5 \cdot 10^{-3}$ мкм не анализировались из-за ненадежности данных (неопределенность коэффициента осаждения, коагуляция частиц при заборе пробы и пребывании на подложке).

Модель вертикальной структуры аэрозолей по данным аэростатных фотоэлектрических счетчиков и счетчиков ядер конденсации для фоновых и поствулканических условий в диапазоне высот 8–30 км представлена на рис. 5.

Отметим, что для поствулканических условий примерно через 6 мес после извержения, подобного извержению вулкана Эль-Чичон 1982 г., заметно увеличена концентрация больших аэрозольных частиц на всех высотах и несколько уменьшена концентрация ядер Айткена. Вероятно, наблюдаются коагуляционное вымывание ядер Айткена продуктами вулканического извержения и их образование из газообразных веществ вулканического извержения на больших высотах ($H > 22$ км).

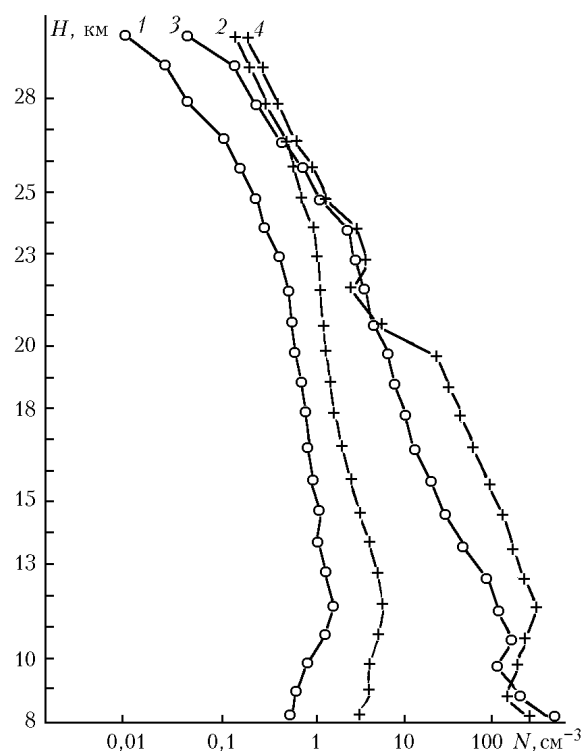


Рис. 5. Модельные вертикальные профили счетной концентрации – общей N_a , см^{-3} (2, 4) и N ($r > 0,15$ мкм), см^{-3} (1, 3), для фоновой и поствулканической атмосферы

В реальной атмосфере пространственная структура аэрозолей может быть достаточно далека от представленной

на рис. 5, особенно во время мощных выбросов пылевой материи (вулканы, метеориты, взрывы и т.п.). Спорадические аэрозольные и облачные слои на разных высотах образуются, когда в атмосфере возникают температурные изотермии и инверсии, препятствующие вертикальному обмену воздушных масс, а также при адвективном смещении воздушных масс.

5. Термодинамические характеристики атмосферы

Из изложенного в предыдущих разделах очевидно, что важнейшими характеристиками, определяющими образование аэрозольно-облачных систем в результате фазовых переходов воды и других легкоконденсирующихся газов, коагуляционных процессов и накопления дисперсного вещества при ослаблении процессов массообмена в вертикальном направлении являются температура и температурная стратификация атмосферы, поля влажности и ветровые характеристики.

Среднее модельное значение температуры в диапазоне высот 11–25 км примерно равно 217 К и повышается с уменьшением высоты от 11 до 8 км с градиентом $\gamma = dT/dH = 6 \div 7$ град/км, а с увеличением высоты $H > 25$ км с градиентом $\gamma = 2,5 \div 3$ град/км. Экспериментальные данные по вертикальным профилям относительной влажности свидетельствуют о том, что атмосфера с высот $H > 8$ км сухая ($f < 20\%$), однако случаи резкого повышения влажности, а также содержания паров других газов, в частности легкоконденсирующихся в отдельных слоях атмосферы, не единичны [24] (рис. 6).

Условия возникновения конденсационного или сублимационного процессов можно оценить исходя из значений влажноадиабатического $\gamma_{\text{ва}}$, (когда воздушный элемент уносит с собой сконденсировавшуюся влагу с ее запасом тепла) и псевдоадиабатического $\gamma_{\text{па}}$ градиентов температуры (когда весь конденсат выпадает из рассматриваемого воздушного элемента) [25].

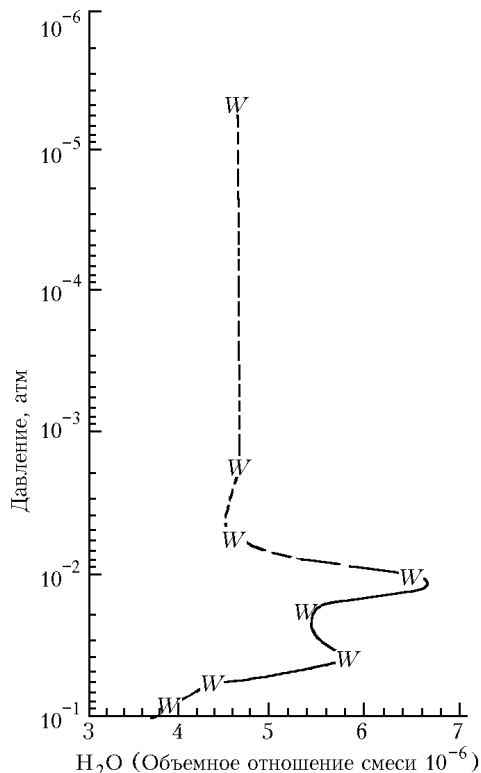


Рис. 6. Вертикальный профиль объемного отношения смеси и водяного пара W

При градиентах температуры в атмосфере больше влажноадиабатического $\gamma_{\text{ва}}$ восходящий поток будет приводить к фазовым переходам воды.

В табл. 2 приведены значения псевдоадиабатического градиента в зависимости от температуры T и давления p (высоты H). Отличие его от влажноадиабатического невелико: $\Delta\gamma \leq 0,1$ град/км.

Т а б л и ц а 2

Градиент температуры $\gamma_{\text{па}}$, К/км, по И.П. Мазину

p , гПа	T , °C									
	40	30	20	10	0	-10	-20	-30	-40	
	При конденсации									
1000	2,80	3,40	4,22	5,26	6,46	7,62	8,54	9,13	9,39	
800	2,61	3,14	3,86	4,83	6,02	7,62	8,29	8,99	9,31	
600	2,40	2,84	3,46	4,31	5,44	6,74	7,92	8,78	9,18	
400	2,19	2,52	2,99	3,67	4,65	5,94	7,29	8,38	8,93	
200	1,96	2,17	2,45	2,86	3,52	4,57	5,97	7,41	8,26	
	При сублимации									
800	–	–	–	–	6,02	7,26	8,20	8,99	9,71	
400	–	–	–	–	4,65	5,94	7,29	8,38	8,03	

При градиентах температуры γ меньше $\gamma_{\text{па}}$ затрудняются процессы внутриадиабатического перемешивания, в том числе фазовые переходы воды, но появляются условия накопления аэрозольного вещества, возникновения аэрозольно-облачных слоев. Наибольшие градиенты температуры наблюдаются под тропопаузой (на высотах 8–12 км, особенно в летний период). Скорости ветра в средних широтах за счет температурных контрастов увеличиваются с высотой вплоть до тропопаузы, причем в средней тропосфере образуются узкие зоны больших

скоростей западного (в северном полушарии) ветра, достигающего несколько сотен километров в час, – струйные течения. Эти направленные движения нарушаются волновыми процессами, что приводит к формированию крупномасштабных вихрей, центрированных в диапазоне высот 8–12 км.

1. Кондратьев К.Я., Никольский Г.А. Стратосферный механизм солнечного и антропогенного влияния на климат // Солнечно-земные связи, погода и климат / Под ред. Б. Мак-Кормака и Т. Селиги. М.: Мир, 1982. С. 354–360.

2. Ролдугин В.К., Вашенюк Э.В. Изменение прозрачности атмосферы под действием солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34. № 12. С. 155–157.
3. Веретенко С.В., Пудовкин М.И. Вариации общей облачности в ходе всплесков солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36. № 1. С. 153–156.
4. Пудовкин М.И., Распопов О.М. Механизмы воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. № 5. С. 1–10.
5. Пудовкин М.И., Морозова А.Л. (Дементьева). Вариации высотного профиля температуры в нижней атмосфере во время солнечных протонных событий // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 3. С. 84–89.
6. Ивлев Л.С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. 366 с.
7. Русанов А.И., Куни Ф.М., Кочурова Н.И., Кузьмин В.Л. Установление закономерностей спонтанной поверхностной поляризации жидкостей и их приложение к глобальным процессам // Вопросы термодинамики гетерогенных систем и теории поверхностных явлений. Л.: Изд-во ЛГУ, 1979. С. 204–214.
8. Русанов А.И. К термодинамике нуклеации на загрязненных центрах // Докл. АН СССР. 1978. Т. 238. № 4. С. 831–834.
9. Ивлев Л.С. Гетерогенная химия нижней атмосферы // Физика и химия атмосферных аэрозолей. 1997. Вып. 20. С. 54–80.
10. Fuchs N.A. The Mechanics of Aerosols // Pergamon. 1964. № 4. 408 p.
11. Twomey S. Atmospheric Aerosols // Elsevier. № 4. 1977. 417 p.
12. Jaenicke R. Physical and chemical properties of air // Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Geophysics and Space Research. V. 4; Meteorology, Landolt-Bornstein, New. Ser. / V. ed. by G. Fischer. 1988. № 4. Springer-Verlag. 391–457 pp.
13. Клинго В.В. К уточнению расчета работы по образованию гетерогенного зародыша на сферической частице // Труды ГГО. 1991. Вып. 536. С. 19–24.
14. Клинго В.В. Кристаллизация облачных капель под влиянием адсорбированных ионов // Труды ГГО. 1991. Вып. 536. С. 25–33.
15. Bricard J., Pradel J. Electric charge and Radioactivity of naturally occurring aerosols // Aerosols Handbook. 1966. P. 87–109.
16. Пулинец С.А., Хезай В.В., Боярчук К.А., Ломоносов А.М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы // Успехи физических наук. 1998. Т. 168. № 5. С. 582–589.
17. Смирнов В.В. Ионизация в тропосфере. СПб: Гидрометеоздат, 1992.
18. Arnold. Atmospheric ions // Pontificae Academiae Scientiarum Scripta Varia. 1984. V. 56. P. 103–133.
19. Rosen J.M., Hofmann D.J., Laby J. Stratospheric measurements II. The worldwide distribution // J. Atmos. Sci. 1975. V. 32. P. 1457–1462.
20. Ивлев Л.С. Структура аэрозолей в стратосфере // Параметризация некоторых видов непреднамеренного и направленного воздействия на атмосферу. Л., 1984. С. 74–89.
21. Turko R.P., Whitten R.C., Toon O.B. Stratospheric Aerosols: Observation and Theory // Reviews of Geoph. Space Phys. 1982. V. 20. N 2. P. 233–279.
22. Mossop S.C. Stratospheric particles at 20 km altitude // Geochim. Cosmochim. Acta. 1965. V. 29. P. 201–207.
23. Ивлев Л.С., Жуков В.М., Кудряшов В.И., Погорский С.Н. Исследование микроструктуры и химического состава стратосферных аэрозолей // Изв. АН СССР. 1989. Т. 25. № 3. С. 293–301.
24. Nipple E. et al. Stratospheric NO₂, H₂O mixing ratio profiles from high resolution infrared solar spectra using nonlinear least squares // Geoph. Res. Lett. 1980. V. 7. N 7. P. 489–492.
25. Облака и облачная атмосфера: Справочник / Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 648 с.

L.S. Ivlev, S.N. Khvorostovskii. The investigation of cosmic radiation action on microstructural parameters and optical properties of lower atmosphere at the middle and high latitudes. 1. The influence of charges on the heterogenic processes in the atmosphere.

The influence of electric charge on the growing of aerosol particles under background conditions is investigated. For this investigation the permanently acting ionizing factors are taken into account. The size distribution of aerosol particles is considered. The portion of particles whose size is less than critical one and its dependence on the value and sign of charge is determined.