

О ВЛИЯНИИ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

С.И. Копнин, А.А. Моржакова, С.И. Попель

В ионосферной плазме могут содержаться нано- и микромасштабные частицы. В результате зарядки этих частиц формируется запыленная ионосферная плазма. В настоящей работе рассмотрено влияние эффектов резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами, а также нагрева электронов при фотоэффекте (эффективность нагрева электронов зависит от концентрации нейтралов) на зарядку пылевых частиц в ионосферной плазме в присутствии достаточно интенсивного электромагнитного излучения. Определены области высот, на которых, указанные выше эффекты, могут оказывать заметное влияние на зарядку нано- и микромасштабных частиц различного происхождения. Оказывается, что рассматриваемые эффекты важны при описании серебристых облаков, полярных мезосферных радиоотражений и частиц метеорного происхождения.

Введение

В настоящее время важным объектом исследований в геофизической плазме являются нано- и микромасштабные частицы, что, в частности, вызвано новыми

эффектами и уникальными свойствами среды, содержащей такие частицы [Цытович, 1997]. Одним из примеров такой среды является ионосферная плазма, в которой могут содержаться пылевые частицы с размерами в диапазоне от нескольких нанометров до нескольких десятков и даже сот микрометров [Клумов и др., 2005; Havnes et al., 2001]. Такую плазму называют комплексной (пылевой) плазмой [Цытович, 1997]. Важным источником пылевых частиц в ионосферной плазме могут служить метеорные потоки (например, Персеиды, Леониды, Геминиды, Ориониды и т.д.), порожденные выбросами из ядер короткопериодических комет. Например, в ходе одного из запусков геофизических ракет в высоких широтах удалось зарегистрировать пылевые частицы в следе метеора шириной порядка 40 м на высоте 93 км. Характерный размер пылевых частиц составил порядка 50 нм [Tugso et al., 1982; Lynch et al., 2005]. В ходе последующих запусков на Аляске был зарегистрирован слой отрицательно заряженных пылевых частиц с характерными размерами порядка нескольких нанометров и концентрацией порядка 10^2 см^{-3} [Lynch et al., 2005; Gelinas et al., 2005]. Авторы приведенной работы полагают, что реальное число частиц, возможно, в 5–10 раз превышает регистрируемую концентрацию. Эти запуски сопровождались лидарными наблюдениями, которые показали хорошую корреляцию между распределением заряженных частиц и распределением атомов металлов.

Частицы могут образовываться и в процессе конденсации пересыщенных паров воды в области высот 80–95 км в летний период, когда температура на этих высотах достигает рекордно низких значений (падает до 130 К). Ряд исследователей допускают возможность конвективного переноса пылевых частиц в верхние слои атмосферы (на ионосферные высоты) от крупных извержений вулканов, мощных взрывов, больших лесных пожаров, источников антропогенного происхождения и т.д. Так, первые наблюдения серебристых облаков, представляющих собой скопления частиц с размерами порядка нескольких десятков и сотен нанометров на высотах 80–95 км, связывают с мощным извержением вулкана Кракатау (Krakatoa). Также, в ионосферной плазме пылевые частицы могут формироваться и в результате активных геофизических экспериментов таких, как «North Star», «Fluxus», «Charged Aerosol Release Experiment» [Gavrilov et al., 2004] и т.д.

Пылевые частицы, находясь в плазме, приобретают электрический заряд. Обычно, благодаря большой электронной подвижности, заряд пылевых частиц оказывается отрицательным. Положительным заряд пылевых частиц может становиться в результате действия фотоэффекта. Таким образом, в ионосферной плазме пылевые частицы могут быть положительно заряженными в дневное время в результате воздействия солнечного излучения.

Заряженные пылевые частицы могут оказывать существенное влияние на волновые и физико-химические процессы, протекающие в ионосферной плазме. То есть, зарядка нано- и микромасштабных частиц является одним из определяющих процессов формирования запыленной ионосферной плазмы. Вот почему огромный интерес представляют вопросы, связанные с процессами зарядки нано- и микромасштабных пылевых частиц в ионосферной плазме.

Настоящая работа посвящена выявлению роли нейтралов в процессе зарядки пылевых частиц в присутствии интенсивного электромагнитного излучения, когда значение заряда пылевых частиц достигает положительного значения, а также в отсутствие фототока, когда частицы оказываются отрицательно заряженными.

Резонансная перезарядка

Ионный состав на высотах 70–130 км весьма разнообразен. Здесь присутствуют как простые, так и составные ионы. К простым относятся ионы, состоящие из одного атома или молекулы. На данных высотах простые ионы представлены главным образом ионами NO^+ , O_2^+ , N_2^+ [Johnson, 1966], а также долгоживущими ионами металлов метеорного происхождения. Кроме того, существуют составные, так называемые кластерные ионы-связки $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{NO}^+(\text{CO}_2)_n$, которые существуют, главным образом, на высотах 60–85 км. Помимо этого кластерные ионы-связки обладают существенно более значительными массами, чем обычные ионы. Это делает их практически неподвижными по сравнению с «легкими» ионами. Поэтому их роль в процессах зарядки пылевых частиц незначительна. При проведении расчетов для упрощения описания рассматриваются ионы с характерной массой 30 а.е.м. (приблизительно равной массе ионов NO^+ , O_2^+ , N_2^+).

В нижней области ионосферы (ниже 70 км), благодаря сравнительно высокой концентрации нейтральных атомов и молекул, существование свободных электронов невелико. Здесь присутствуют, главным образом, отрицательные и положительные ионы. Основным источником отрицательных ионов на этих высотах является процесс прилипания свободного электрона к молекуле кислорода в результате тройных соударений. В дальнейшем происходит переработка отрицательных ионов кислорода в отрицательные ионы других атомов и молекул в результате перезарядки при их соударениях [Брюнелли, Намгаладзе, 1988]. Однако, несмотря на преобладающее количество отрицательных ионов над концентрацией свободных электронов в этой области высот, роль этих ионов на процессы зарядки пылевых частиц пренебрежимо мала. Это вызвано значительной разницей в значениях подвижностей массивных отрицательных ионов и достаточно легких электронов. Наличие даже незначительной примеси свободных электронов будет определять поток отрицательного заряда на поверхности пылевых частиц, а ролью отрицательных ионов можно пренебречь.

Уравнение непрерывности для электронов (ионов) имеет вид:

$$\frac{\partial n_{e(i)}}{\partial t} + \nabla \tilde{A}_{e(i)} = 0, \quad (1)$$

здесь поток электронов (ионов) задается выражением:

$$\tilde{A}_{e(i)} = n_{e(i)} v_{e(i)} = -D_{e(i)} \nabla n_{e(i)} - (D_{e(i)} n_{e(i)} e / T_{e(i)}) \nabla \varphi, \quad (2)$$

где $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов), $v_{e(i)}$ – скорость электронов (ионов) относительно пылевой частицы, $D_{e(i)}$ – коэффициент диффузии для электронов (ионов), $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов), φ – самосогласованный электростатический потенциал в плазме, $-e$ – заряд электрона.

Из (1) и (2) для сферически симметричной формы пылевых частиц в диффузионном гидродинамическом приближении стационарное состояние описывается выражением:

$$\frac{dn_{e(i)}}{dr} \mp \frac{en_{e(i)}}{T_{e(i)}} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{I_{e(i)}(q_d)}{4\pi D_{e(i)} r^2}, \quad (3)$$

здесь знак « $-$ » соответствует выражению, описывающему стационарное состояние электронов, а знак « $+$ » соответствует выражению, задающему стационарное распределение ионов вблизи заряженной пылевой частицы, r – сферическая координата, $I_{e(i)}(q_d)$ – электронный (ионный) поток на поверхность пылевой частицы, зависящий от величины ее заряда

$$q_d = Z_d e,$$

где Z_d – заряд пылевой частицы, выраженный в абсолютных величинах заряда электрона.

В силу доминирующего значения концентрации нейтральной компоненты ионосферной плазмы основным процессом, определяющим длину свободного пробега электронов (ионов), является их столкновения с нейтральными атомами и молекулами. Резонансная перезарядка ионов является основным процессом, сопровождающим столкновения ионов и нейтралов. Поэтому с достаточной точностью можно считать, что длина свободного пробега ионов определяется процессами резонансной перезарядки при ион-нейтральных столкновениях. В силу слабого отличия температур ионов и нейтралов в ионосферной плазме, а также предположения, что нейтральные атомы и молекулы подчиняются распределению Максвелла, можно считать, что ионы также распределены по скоростям согласно закону распределения Максвелла.

Предполагая $\varphi(r) \cong q_d/r + \varphi_c$, где φ_c – константа интегрирования (в вакууме $\varphi_c = 0$) из (3) следует:

$$n_e(r) = \left[n_e(r_0) - \frac{I_e}{4\pi D_e} \frac{T_e}{eq_d} \right] \exp \left[-\frac{eq_d}{T_e} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \right] + \frac{I_e}{4\pi D_e} \frac{T_e}{eq_d}, \quad (4)$$

$$n_i(r) = \left[n_i(r_0) + \frac{I_i}{4\pi D_i} \frac{T_i}{eq_d} \right] \exp \left[\frac{eq_d}{T_i} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \right] - \frac{I_i}{4\pi D_i} \frac{T_i}{eq_d}, \quad (5)$$

r_0 – некоторый радиус, определяемый из граничных условий. Обычно предполагают [Fortov et al., 2005], что на расстоянии $r_{0e(i)} = a + l_{e(i)}$ (a – радиус пылевой частицы) концентрацию электронов (ионов) принято считать невозмущенной (так как $a \ll l_{e(i)}$).

Поток электронов (ионов) на пылевую частицу определяется выражением:

$$I_{e(i)} = n_{e(i)}(r_{0e(i)}) \int v_{e(i)} \sigma_c^{e(i)}(v_{e(i)}) f_{e(i)}(v_{e(i)}) d^3 v_{e(i)}, \quad (6)$$

где $\sigma_c^{e(i)}$ – сечение столкновения электронов (ионов) с пылевыми частицами [см., например, Lampe et al., 2007],

$$f_{e(i)}(v_{e(i)}) = \left(2\pi v_{Te(i)}^2 \right)^{-3/2} \exp \left[-\left(v_{e(i)} - u_{e(i)} \right)^2 / 2v_{Te(i)}^2 \right], \quad (7)$$

здесь $u_{e(i)}$ – гидродинамическая скорость электронов (ионов), $v_{Te(i)}^2 = \sqrt{T_{e(i)}/m_{e(i)}}$ – их тепловая скорость.

Из (4), (6), (7) следует (случай $q_d > 0$):

$$I_e = \frac{4\pi D_e e q_d n_e}{T_e} \left(1 - e^{-\frac{eq_d}{T_e r_{0e}}} + \sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} \frac{eq_d}{a T_e} \frac{e^{-\frac{eq_d}{T_e r_{0e}}}}{1 + \frac{eq_d}{T_e a} \frac{l_e}{a}} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где $l_{e(i)}$ – длина свободного пробега электронов (ионов).

Для отрицательно заряженных пылевых частиц из (4), (6), (7) следует:

$$I_e = \frac{4\pi D_e e q_d n_e}{T_e} \left(1 - e^{-\frac{eq_d}{T_e r_{0e}}} + \sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} \frac{eq_d}{a T_e} e^{-\frac{eq_d}{T_e a}} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Из уравнений (5)–(7) следует выражение для потока ионов на поверхность пылевой частицы (случай $q_d > 0$):

$$I_i = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \exp\left(-\frac{eq}{T_i a}\right) \exp\left(-\frac{eq}{T_i} \frac{1}{l_i}\right). \quad (10)$$

В случае отрицательного заряда пылевых частиц, (случай $q_d < 0$) из (5)–(7) следует выражение для потока ионов на поверхность пылевой частицы:

$$I_i = \frac{4\pi D_i e q_d n_i}{T_i} e^{-\frac{eq_d}{T_i r_{0i}}} \left\{ 1 + \sqrt{2\pi} \frac{eq_d}{T_i} l_i \left[r_{0i}^2 - l_i (a + r_{0i}) \exp\left(\frac{eq_d a}{T_i r_{0i} (a + r_{0i})}\right) \right]^{-1} - e^{-\frac{eq_d}{T_i r_{0i}}} \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Фотоэффект

Выражение для потока электронов, вызванного действием солнечного излучения, имеет вид [Клумов и др., 2000]:

$$I_{photo}^{eq} \approx \frac{\pi \beta a^2 c e}{\hbar} \int_{\omega_R + (eq_d/ah)}^{\infty} \frac{\Phi(\omega)}{\omega} d\omega. \quad (12)$$

Здесь $\Phi(\omega)$ – солнечный световой поток, ω – частота квантов электромагнитного излучения, $\beta \approx 0,1$ – вероятность выбить электрон фотоном с поверхности пылевой частицы [Feuerbacher and Fitton, 1972], $\hbar\omega_R$ – работа выхода материала формирующей пылевую частицу (как правило, частицы содержат примеси щелочноземельных металлов метеорного происхождения такие, как Na, Ca, Mg и т.д. [см., например, Kelley, 1998]), $\hbar$ – постоянная планка, c – скорость света. Верхний индекс «eq» – означает, что выражение для тока получено в условиях динамического равновесия параметров ионосферной плазмы.

При описании действия фотоэффекта на поверхности пылевой частицы необходимо знать точное значение спектрального потока солнечного излучения $\Phi(\omega)$ для различных высот в ионосферной плазме. Величину потока солнечного излучения в отдельных случаях (для конкретной высоты, широты, времени суток, зенитного угла и т.д.) можно вычислить как, например, это сделано в [Клумов и др., 2005] для зенитного угла 85° в летней полярной мезосфере (область высот 80–95 км). Для

того, чтобы охватить весь диапазон ионосферных параметров, можно оценить солнечный поток, опираясь на данные, полученные посредством кода Phodis [Клумов и др., 2000]. Из-за неравномерного поглощения солнечного излучения в атмосфере, в ионосферную плазму проникает не сплошной спектр солнечного излучения, а имеющий некоторые границы. Помимо этого, наблюдается неоднородное ослабление спектров с уменьшением высоты [Брюнелли, Намгаладзе, 1988]. Опираясь на данные [Брюнелли, Намгаладзе, 1988], можно установить приблизительные границы спектральной плотности потока солнечного излучения в зависимости от высоты проникновения в ионосферную плазму. Для определения потока фотоэлектронов с поверхности пылевой частицы производилась аппроксимация спектрального потока солнечного излучения $\Phi(\omega)$ таким образом, чтобы в области высот около 300 км, когда поглощение солнечного излучения компонентами атмосферы незначительное, этот поток определялся как спектральная плотность излучения абсолютно черного тела с температурой порядка $T_c = 6000$ К.

Отметим что, зарядка пылевых частиц в результате действия фотоэффекта происходит существенно быстрее релаксации температуры электронов, поэтому можно выделить температуру фотоэлектронов. В результате осреднения фотоэлектронов по кинетической энергии их температура определяется эволюцией заряда пылевых частиц:

$$T_e(t) = T_c \left(\frac{(x_1^3 + 3x_1^2 + 6x_1 + 6)e^{-x_1} - (x_2^3 + 3x_2^2 + 6x_2 + 6)e^{-x_2}}{(x_1^2 + 2x_1 + 2)e^{-x_1} - (x_2^2 + 2x_2 + 2)e^{-x_2}} - x_1 \right), \quad (13)$$

где $x_1 = \hbar\omega_R/T_c + e^2 Z_d/aT_c$, $x_2 = \hbar\omega_0/T_c$, $\hbar\omega_0$ – верхняя граница солнечного спектра для соответствующей высоты. Отметим, что $x_1 = x_1(t)$, так как $Z_d = Z_d(t)$.

В стационарном режиме на основе (8), (10), (12) выражение для зарядового числа z пылевой частицы имеет вид:

$$z = \frac{\hbar(\omega_0 - \omega_R)}{T_c} + \ln \frac{z^2 + \tilde{a}z + b}{\alpha(1 + z\tau)e^{x_2} + x_2^2 + 2x_2 + 2}, \quad (14)$$

где $\tilde{a} = 2(1 + \hbar\omega_R/T_c)$, $b = (\hbar\omega_R/T_c)^2 + 2\hbar\omega_R/T_c + 2$, $\tau = T_c/T_e$, $z = eZ_d/aT_c$, $\alpha = (V_{Te} n_e \pi^2 / \beta c)(\hbar c/T_c)^3$.

Если верхняя граница спектра $\omega_0 \rightarrow \infty$, то

$$z = \ln(\alpha^{-1}) - \frac{\hbar\omega_R}{T_c} + \ln \left(\frac{z^2 + \tilde{a}z + b}{1 + z\tau} \right) \approx \ln(\alpha^{-1}) - \frac{\hbar\omega_R}{T_c}. \quad (15)$$

Для характерных параметров запыленной ионосферной плазмы в широком диапазоне высот $\alpha \ll 1$.

В случае, когда верхняя граница спектра ограничена, а ток электронов незначителен, по сравнению с фототоком (такое предположение реализуется в области высот 80–200 км), решение принимает вид:

$$z = z_0 + \delta, \quad (16)$$

где $z_0 = \hbar(\omega_0 - \omega_R)/T_e$, причем $\delta \approx -\alpha(1 + z_0\tau)e^{x_2}/(x_2^2 + 2x_2 + 2 + 2z_0 + \tilde{a}) \ll 1$ в силу локализации спектра солнечного излучения в некотором диапазоне частот.

Отметим, что выражение (16) справедливо при

$$n_e \ll \left(\frac{T_e}{\hbar c}\right)^3 \frac{\beta c}{\pi^2 V_{T_e}} \frac{x_2^2 + 2x_2 + 2}{1 + z_0\tau} e^{-x_2}. \quad (17)$$

В случае запыленной ионосферной плазмы неравенство (17) реализуется практически во всем диапазоне высот существования нано- и микромасштабных частиц.

Из кинетического уравнения с интегралом столкновений в форме Фоккера-Планка следует выражение для эволюции температуры электронов в результате их упругих столкновений с нейтральными атомами и молекулами:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4}{3} \pi \frac{n_n}{n_e} \sigma_t \frac{T_n}{m_n} \frac{A}{m_e} \left(\frac{1}{T_n} - \frac{1}{T_e} \right) \int_0^\infty p^3 \frac{\partial}{\partial p} \left(p^3 e^{-\frac{p^2}{2m_e T_e}} \right) dp, \quad (18)$$

где $\sigma_t \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ – транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах типа O_2 , $A = n_e / (2\pi m_e T_e)^{3/2}$, m_n , n_n , T_n – средняя масса, концентрация и температура нейтральных атомов и молекул, p – импульс электронов.

Из (18) следует

$$T_e(t) = T_n \left[\left(1 + \frac{\sqrt{T_{e0}} - \sqrt{T_n}}{\sqrt{T_{e0}} + \sqrt{T_n}} e^{-\frac{t}{\tau_{en}}} \right) / \left(1 - \frac{\sqrt{T_{e0}} - \sqrt{T_n}}{\sqrt{T_{e0}} + \sqrt{T_n}} e^{-\frac{t}{\tau_{en}}} \right) \right]^2, \quad (19)$$

где $\tau_{en} = \sqrt{\pi} m_n / (32 n_n \sigma_t \sqrt{2 m_e T_n})$ – характерное время остывания фотоэлектронов, T_{e0} – начальная температура фотоэлектронов (сразу же после зарядки пылевых частиц).

Результаты численного расчета

Практический интерес представляет определение явлений в ионосферной плазме, для которых роль нейтралов оказывается заметной при описании процессов зарядки пылевых частиц. Резонансная перезарядка ионов при их соударениях с нейтралами приводит к уменьшению ионного тока на поверхности пылевых частиц. Для того, чтобы этот процесс был достаточно эффективен, необходима вполне определенная концентрация нейтральных атомов и молекул в ионосферной плазме. Поэтому для одних и тех же частиц в ионосферной плазме на некоторых высотах, указанный выше эффект, может иметь место, а для других высот нет. На рис. 1 (I) изображена кривая, ограничивающая сверху область высот для соответствующих характерных размеров пылевых частиц, при которых становится заметной роль нейтралов во время зарядки пылевых частиц в присутствии интенсивного солнечного излучения, когда частицы могут приобретать положительный заряд. Оказывается, что в этом случае влияние нейтралов заметно для пылевых частиц метеорного происхождения. Случай отрицательно заряженных пылевых частиц изображен на рис. 1 (II). В этом случае ролью нейтралов нельзя пренебрегать при описании серебристых облаков и частиц метеорного происхождения.

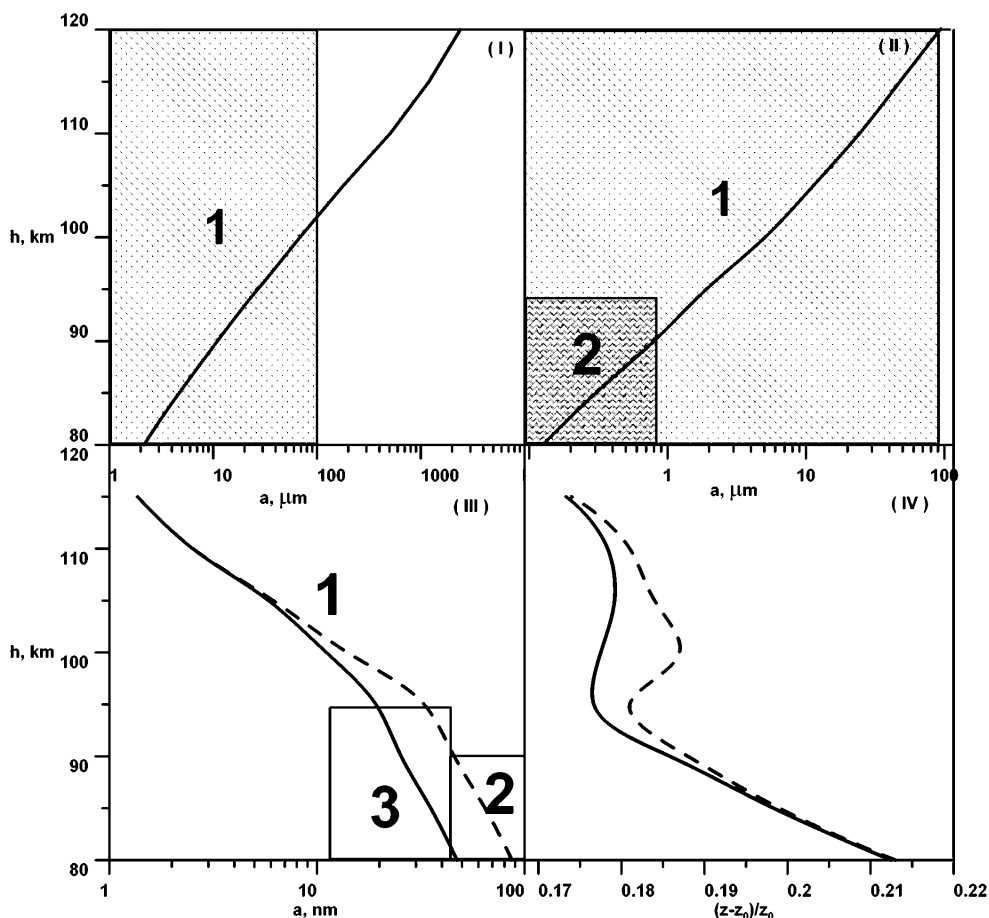


Рис. 1. На рисунке цифрами указаны области соответствующие: пылевым частицам метеорного происхождения (1), частицам, формирующим серебристые облака (2) и полярные мезосферные радиоотражения (3).

Изображена кривая, ограничивающая сверху область высот для соответствующих характерных размеров пылевых частиц, при которых становится заметной роль нейтралов во время зарядки пылевых частиц в присутствии интенсивного солнечного излучения, когда частицы могут приобретать положительный заряд. Случай отрицательно заряженных пылевых частиц изображён на рисунке (II). На рис. 1 (III) представлены две кривые, ограничивающие сверху области высот для характерных размеров пылевых частиц, когда нагрев электронов в ионосферной плазме в результате действия интенсивного фотоэффекта оказывает заметное влияние на процесс зарядки пылевых частиц. Сплошная линия построена для концентрации пылевых частиц 100 см^{-3} , а пунктирная – для концентрации пылевых частиц 1000 см^{-3} . Из рис. 1 (III) видно, что описанный эффект важен при рассмотрении частиц метеорного происхождения, а также частиц, формирующих серебристые облака и полярные мезосферный радиоотражения. На рис. 1 (IV) приведены относительные изменения зарядов пылевых частиц, к которым приводят все рассмотренные выше эффекты. Кривые построены для характерных размеров пылевых частиц и высот их локализации, лежащих на соответствующих кривых рис. 1 (III)

Нагрев электронов в результате действия фототока также может быть эффективен для строго определенного набора высот. Фотоэлектроны могут достаточно быстро охлаждаться в результате столкновений с нейтралами, когда плотность нейтрального газа достаточно велика. В противном случае повышение температу-

ры электронов ионосферной плазмы будет приводить не только к существенному изменению потока электронов на поверхности пылевых частиц, но и к заметному изменению их зарядов. На рис. 1 (III) представлены две кривые, ограничивающие сверху области высот для характерных размеров пылевых частиц, когда нагрев электронов в ионосферной плазме, в результате действия интенсивного фотоэффекта, оказывает заметное влияние на процесс зарядки пылевых частиц. Сплошная линия построена для концентрации пылевых частиц 100 см^{-3} , а пунктирная – для концентрации пылевых частиц 1000 см^{-3} . Из рис. 1 (III) видно, что описанный эффект важен при рассмотрении частиц метеорного происхождения, а также частиц, формирующих серебристые облака и полярные мезосферные радиоотражения. На рис. 1 (IV) приведены относительные изменения зарядов пылевых частиц, к которым приводят все рассмотренные выше эффекты. Кривые построены для характерных размеров пылевых частиц и высот их локализации, лежащих на соответствующих кривых рис. 1 (III).

Заключение

Таким образом, рассмотрено влияние эффектов резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами, а также нагрева электронов при фотоэффекте на зарядку пылевых частиц во время формирования запыленной ионосферной плазмы в присутствии достаточно интенсивного электромагнитного излучения. Получено выражение для микроскопического тока ионов на пылевую частицу с учетом влияния эффекта резонансной перезарядки. Оказывается, что эффект резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами может приводить к существенному уменьшению тока ионов на положительно заряженную пылевую частицу. Найдено условие на концентрации нейтралов в плазме, при которых указанный эффект оказывается существенным. Определены области параметров ионосферы, в которых при вычислении зарядов пылевых частиц следует учитывать эффект резонансной перезарядки ионов. Оказывается, что данный эффект важен при описании серебристых облаков, полярных мезосферных радиоотражений, нано- и микромасштабных частиц метеорного происхождения. Показано, что образование фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц может приводить к существенному нагреву электронов в плазме, что, в свою очередь, влияет на интенсивность зарядки пылевых частиц. При этом фотоэлектроны, имеющие энергии порядка 1 эВ, отделяются от пылевых частиц и поступают в плазму. Получена зависимость температуры электронов плазмы от времени. Эффективность нагрева электронов зависит от концентрации нейтралов. Найдено условие на концентрацию нейтралов, при выполнении которого возможен эффективный нагрев электронной компоненты.

Работа выполнена по Программе фундаментальных исследований ОНЗ РАН «Наноразмерные частицы в природе и техногенных продуктах: условия нахождения, физические и химические свойства и механизмы образования»; финансовой поддержке Фонда «Династия».

Литература

- Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., et al. // Phys. Rep. 2005. V. 421, p. 1–104
Gelinas L.J., Lynch K.A., Kelley M.C., et al. // Journal of Geophysical Research. 2005. V. 110. P. A01310.

- Gavrilov B.G., Podgorny I.M., Sobyenin D.B. et al.* // Journal of Spacecraft and Rockets, 2004 vol. 41 no. 4, p. 490–495.
- Havnes O., Aslaksen T., Brattli A.* // Phys. Scripta. 2001. V. T89. P. 133–137.
- Johnson, C.Y.* // Journal of Geophysical Research. 1966. V. 71, No. 1. P. 330–332.
- Kelley M.C. et al.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial. 1998. V. 60. P. 359–369.
- Lampe M., Goswami R., Sternovsky Z. et al.* // Phys. Plas. 2007. V. 10. No 5. P. 1500–1513.
- Lynch K.A., Gelinas L.J., Kelley M.C. et al.* // Journal of Geophysical Research. 2005. V. 110. P. A03302.
- Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C. et al.* // Planetary and Space Science. 1982. V. 30. P. 1147–1181.
- Feuerbacher B. and Fitton B.* // J. app. Phys. 1972. V. 43. P. 1536.
- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* // Физика ионосферы. М.: Наука. 1988. 527 с.
- Клумов Б.А., Попель С.И., Бингхам Р.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72, № 7. С. 524–529.
- Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127, № 1. С. 171–185.
- Смирнов Б.М.* // УФН. 2001. Т. 171. С. 233–266.
- Цытович В.Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. С. 57–99.