

В. И. Вишняков, Г. С. Драган

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц в аэрозоле

Рассмотрена фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц в буферном нейтральном газе в условиях пылеобразования лавообразных топливосодержащих масс 4-го блока Чернобыльской АЭС. Предложена модель фотоэмиссионной плазмы, основанная на нейтрализации части заряда частиц электронами, составляющими фон для образования пространственного заряда у поверхности частиц. Показано, что в рамках такой модели возможно существование как положительных, так и отрицательных потенциальных барьеров на границе электронный газ – частица, что может служить одной из причин агломерации частиц при воздействии жесткого излучения на аэрозоль.

В.І. Вишняков, Г.С. Драган

Фотоемісійна зарядка пилових частинок в аерозолі

Розглянуто фотоемісійну зарядку пилових частинок у буферному нейтральному газі в умовах пилоутворення лавоподібних паливовмісних мас 4-го блока Чорнобильської АЕС. Запропоновано модель фотоемісійної плазми, яка заснована на нейтралізації частини заряду частинок електронами, що становлять фон для утворення просторового заряду біля поверхні частинок. Показано, що в рамках такої моделі можливе існування як позитивних, так і негативних потенціальних бар'єрів на границі електронний газ – частинка, що може служити однією із причин агломерації частинок при впливі радіаційного випромінювання на аерозоль.

Облучение аэрозвеси дисперсных частиц электромагнитным излучением приводит к ионизации атомов газовой фазы и фотоэмиссионной зарядке частиц. Такая ситуация реализуется в объекте «Укрытие», где происходит пылеобразование лавообразных топливосодержащих масс и аэродисперсная взвесь находится в постоянном поле жесткого радиоактивного излучения. Теоретические модели, описывающие такую плазму [1–5], весьма ограничены, что не позволяет использовать их для расчета величины зарядов частиц в условиях жесткого излучения и их взаимодействия. Поэтому исследование фотоэмиссионной зарядки частиц представляет как теоретический, так и практический интерес.

Низкотемпературная плазма, в которой ионизационное равновесие поддерживается внешним источником электромагнитного излучения, называется фотоэмиссионной плазмой, если ионизация газовой фазы незначительна. Например, в случае мягкого излучения ($h\nu \approx 10\text{--}15$ эВ) ионизацией воздуха можно пренебречь по сравнению с эмиссией электронов с поверхности частиц. Тогда плазма состоит только из заряженных пылевых частиц и эмитированных ими электронов, находящихся в нейтральном буферном газе. В случае жесткого излучения газовая фаза аэродисперсной системы оказывается сильно ионизированной и генерация электронов за счет ионизации газа сравнима с эмиссией электронов с поверхности частиц. В такой системе при атмосферном или более высоком давлении определяющими для взаимодействия частиц оказываются силы межфазного давления, которые возникают в результате изменения ионизационно-рекомбинационных процессов в слое пространственного заряда, образованного заряженной частицей [6].

Поток эмитированных с поверхности частиц электронов обычно определяется плотностью потока фотонов на частицу J и квантовым выходом Y :

$$I_{ph} = 4\pi a^2 Y J. \quad (1)$$

При этом эмиссия с положительных и отрицательных частиц, как предполагалось в работе [1], различается ввиду того, что электрон не только совершает выход из частицы, но и перемещается в невозмущенную область среды. Аналогичный подход используется в [2–5]. Таким образом, обратный поток электронов на поверхность частицы рассматривается как поток из невозмущенной области плазмы. Последнее предположение представляется недостаточно обоснованным, так как длина свободного пробега электронов при атмосферном давлении, как правило, меньше дебаевской длины экранирования. Поэтому в настоящей работе обратный поток электронов на поверхность частицы предлагается рассматривать в виде

$$I_{abs} = \pi a^2 n_{es} v_{Te}, \quad (2)$$

где n_{es} — концентрация электронов у поверхности частицы; $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов; a — радиус частицы.

Таким образом, мы будем рассматривать динамическое равновесие электронных потоков у поверхности частицы на длине свободного пробега электрона, предполагая, что в состоянии равновесия для электронов в слое пространственного заряда справедливо распределение Больцмана.

Модель нейтрализованных зарядов

Рассмотрим взвесь монодисперсных твердых частиц в воздухе, которые облучаются равномерным, пространственно однородным электромагнитным излучением с энерги-

ей кванта, превышающей работу выхода электрона с поверхности частицы.

Энергия эмитируемых электронов имеет широкий спектр, поэтому в вакууме следует различать температуру электронов и частиц. Однако в атмосферной среде частота столкновений электрон—нейтрал довольно высока, поэтому происходит термализация электронов таким образом, что систему можно считать изотермической.

При постоянном излучении поверхностная концентрация электронов остается постоянной величиной, которая определяется равенством потоков (1) и (2):

$$n_{es} = 4YJ / v_{Te}. \quad (3)$$

Заряд частицы экранируется электронами и потенциал заметно изменяется только в тонком слое у поверхности частицы. Соответственно, концентрация электронов также изменяется только в этом слое. Поэтому, аналогично модели термоэмиссионной плазмы [7], предположим, что в остальном пространстве между частицами концентрация электронов имеет некоторое постоянное значение n_0 , чему соответствует некоторое постоянное значение потенциала ϕ_0 , аналогичное потенциалу плазмы в комплексной плазме [8]. Тогда потенциал поверхности частиц относительно ϕ_0 определяется отношением поверхностной концентрации (3) к n_0 :

$$\phi_s = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{es}}{n_0}. \quad (4)$$

Частицы пыли в аэродисперсной среде могут иметь разный состав и, соответственно, разный квантовый выход. Вследствие этого поверхностная концентрация электронов и поверхностный потенциал, а значит, и заряд частиц разного состава будут иметь различные значения. Так как система состоит, кроме буферного газа, из заряженных частиц и эмитированных ими электронов, то, в целом, она должна быть электронейтральной, то есть совокупный заряд частиц должен быть равен совокупному заряду электронов и должно выполняться условие

$$\sum_j Z_j N_j = \bar{n}_e, \quad (5)$$

где N_j — концентрация частиц сорта j ; Z_j — их зарядовое число в единицах элементарного заряда.

Допустим, что среди всего разнообразия пылевых частиц имеются частицы с квантовым выходом Y_0 , причем концентрация электронов у их поверхности (3) равна невозмущенной концентрации n_0 :

$$n_0 = 4Y_0 J / v_{Te}. \quad (6)$$

Тогда потенциальный барьер на границе частица — электронный газ отсутствует, соответственно, отсутствует и поле вокруг этой частицы, так как $\phi_s = 0$ и $\nabla\phi = 0$. Равномерно распределенный электронный газ нейтрализует заряд частиц с квантовым выходом Y_0 . Иными словами, частицы с квантовым выходом Y_0 и равномерно распределенный электронный газ с концентрацией n_0 создают нейтрализованный фон, аналогично модели однокомпонентной плазмы [9].

Понятно, что частицы с квантовым выходом Y_0 могут вовсе отсутствовать в системе. Этот параметр необходим для удобства описания как некоторая точка отсчета. Если квантовый выход реально существующей частицы $Y_j > Y_0$, потенциальный барьер положителен: $\phi_s > 0$. Но если квантовый выход $Y_k < Y_0$, то потенциальный барьер отрицателен: $\phi_s < 0$, так как в этом случае концентрация равномерно распределенных в пространстве электронов больше необходимой для уравновешивания потока фотоэлектронной эмиссии.

Таким образом, модель нейтрализованных зарядов допускает существование как положительных, так и отрицательных потенциальных барьеров у поверхности пылевых частиц. Соответственно, направление вектора напряженности электрического поля в окрестности частиц может быть разным и частицы будут как отталкиваться, так и притягиваться друг к другу. Это означает, что при определенных условиях возможна агломерация пылевых частиц в результате взаимодействия их с излучением.

Заряд пылевых частиц

Заряд частицы определяется количеством электронов в ячейке Вигнера—Зейтца [2], то есть в сфере радиуса

$$R_W = \left(\frac{4}{3} \pi \bar{N}_p \right)^{-1/3}, \text{ описанной вокруг частицы радиуса } a_j:$$

$$Z_j = 4\pi \int_{a_j}^{R_W} r^2 n_e(r) dr. \quad (7)$$

Для решения (7) необходимо найти пространственное распределение электронов в окрестности частицы. В равновесном случае концентрация электронов подчиняется распределению Больцмана:

$$n_e(r) = n_0 \exp \frac{e\phi(r)}{kT}, \quad (8)$$

где потенциал ϕ отсчитывается от потенциала среды ϕ_0 , который определяется равномерно распределенными электронами: $\phi = \phi - \phi_0$; ϕ — измеряемое значение потенциала. Плотность пространственного заряда $\rho = en_0$ представим также как отклонение от нейтрализованного фона: $\rho = -e(n_e - n_0)$. Тогда уравнение Пуассона для одиночной пылевой частицы можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left(\exp \frac{e\phi}{kT} - 1 \right). \quad (9)$$

Тогда из уравнений (7) и (8) для зарядового числа частицы получим

$$Z_j = (V_W - V_j) n_0 + \frac{4\pi\epsilon_0}{e} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right)_{a_j}^{R_W}, \quad (10)$$

где V_W — объем ячейки Вигнера—Зейтца; V_j — объем частицы.

В работе [7] приводится решение уравнения (9) относительно первой производной потенциала у поверхности частицы:

$$\left(\frac{d\phi}{dr} \right)_s = - \frac{\sqrt{2kT}(a_j + \lambda_0)}{\text{sgn}(\phi_s) e a_j \lambda_0} \sqrt{\exp \frac{e\phi_s}{kT} - \frac{e\phi_s}{kT} - 1}, \quad (11)$$

где $\lambda_0 = \sqrt{\epsilon_0 kT / e^2 n_0}$ — длина экранирования.

Так как поле на границе ячейки Вигнера—Зейтца можно считать нулевым, из уравнений (10) и (11) с учетом (4) получим

$$Z_j = (V_W - V_j) n_0 + \frac{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2kT}(a_j + \lambda_0)}{\text{sgn}(\phi_j) e a_j \lambda_0} \sqrt{\frac{n_{ej}}{n_0} - \ln \frac{n_{ej}}{n_0} - 1}, \quad (12)$$

где $n_{ej} = 4Y_j J / v_{Te}$.

Если система находится при температуре около 300 К, то даже при низкой концентрации электронов (порядка $10^{13} - 10^{15} \text{ м}^{-3}$) длина экранирования намного больше размеров

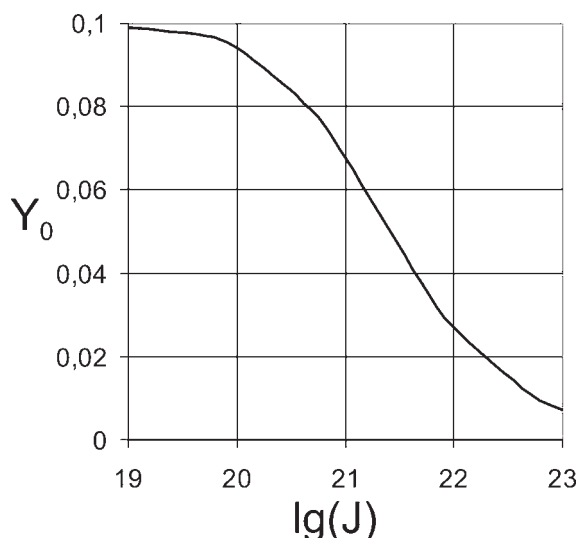


Рис. 1. Зависимость критического значения квантового выхода от плотности потока фотонов

частиц, поэтому обычно выполняются соотношения $a \ll \lambda_0$ и $a \ll R_{\text{ш}}$. Следовательно, уравнение (12) можно упростить:

$$Z_j \approx \frac{n_0}{\sum_j N_j} + \frac{18\epsilon_0 kT}{\text{sgn}(\phi_j) e a_j} \sqrt{\frac{n_{ej}}{n_0} - \ln \frac{n_{ej}}{n_0}} - 1. \quad (13)$$

В работе [7] было показано, что в термоэмиссионной плазме среднее значение концентрации электронов $\bar{n}_e = n_0 \exp(\bar{\epsilon}/kT) \cong 5n_0$, так как средняя энергия электронов в равновесной системе $\bar{\epsilon} = 3kT/2$. Однако это соотношение можно распространить и на любую равновесную систему. Действительно, потенциал среды ϕ_0 соответствует системе покоящихся электронов и частиц. Энергетический уровень $e\phi_0$ определяет потенциальную энергию электростатического взаимодействия элементов нейтрализованного фона. Следует учесть, что это лишь формализация описания системы, согласно которому часть нейтрализованного фона составляют электроны с концентрацией n_0 и нулевой кинетической энергией. Относительно этого фона происходит движение частиц. Средней энергией движения $3kT/2$ обладают электроны с концентрацией, равной \bar{n}_e . Соответственно, отношение этих двух концентраций составляет $\exp(3kT/2)$. Поэтому условие электронейтральности системы (5) можно переписать в виде

$$\sum Z_j N_j = 5n_0. \quad (14)$$

Таким образом, для определения зарядовых чисел частиц, составляющих n фракций в фотоэмиссионной плазме, необходимо решить систему из $n+1$ уравнений, где n уравнений определяют заряд частиц каждой фракции (13) и замыкающим является уравнение электронейтральности системы в виде (14).

Для иллюстрации модели рассмотрим две фракции пылевых частиц одинакового радиуса $a_1 = a_2 = 1$ мкм и с одинаковой концентрацией $N_1 = N_2 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, которые отличаются только квантовым выходом: $Y_1 = 0,01$, $Y_2 = 0,1$. При плотности потока фотонов $J = 10^{22} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ получим из уравнений (13) и (14) значение невозмущенной концентрации $n_0 = 8 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$. При этом зарядовые числа частиц состав-

ляют $Z_1 = -4$ и $Z_2 = 45$. Критическое значение квантового выхода $Y_0 = 0,22$.

Следует отметить, что значение Y_0 существенно зависит от плотности потока фотонов. На рис.1 представлена зависимость Y_0 от J для рассмотренной выше системы, в которой оставлена только одна фракция частиц с квантовым выходом $Y = 0,1$.

Такая зависимость обусловлена изменением заряда частиц с изменением плотности излучения: $Z = 0,2$ для $J = 10^{19} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $Z = 113$ для $J = 10^{23} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поэтому при низкой плотности потока фотонов достаточно малого уменьшения квантового выхода для приобретения частицей отрицательного заряда.

Выводы

Заряд, приобретаемый пылевой частицей аэрозоля под действием излучения, зависит не только от параметров самой частицы и излучения, но и от параметров остальных частиц системы. Электронный газ, образовавшийся в результате фотоэмиссии с поверхности частиц, определяет динамическое равновесие потоков электронов через поверхность частицы. Это равновесие устанавливается благодаря приобретению частицей заряда и образованию потенциального барьера, который регулирует интенсивность потока электронов, поглощаемых частицей. Поэтому если поток эмитированных с поверхности частицы электронов оказывается меньше, чем поток электронов, поглощаемых частицей, возникает отрицательный потенциальный барьер, препятствующий поглощению электронов.

Таким образом, на фоне положительно заряженных частиц в результате фотоэмиссии могут возникать отрицательно заряженные частицы. Соответственно, в этом случае возникает притяжение между разноименно заряженными частицами, что может служить одной из причин агломерации.

Литература

1. Фортв В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. Пылевая плазма // УФН. — 2004. — Т. 174., № 5. — С. 495—544.
2. Shukla P. K. Dust acoustic wave in a thermal dusty plasma // Phys. Rev. E. — 2000. — V. 61, No. 6. — P. 7249—7251.
3. Benilov M. S. Bohm criterion for a plasma composed of electrons and positive dust grain // Phys. Rev. E. — 2000. — V. 63, No. 1. — P.016410.
4. Shukla P. K. and Stenflo L. Potential of a Test Charge in a Dust-Electron Plasma // Физика плазмы. — 2001. — V. 27, No. 10. — P. 958—960.
5. Zheng-Xiong Wang, Yue Liu, Jin-Yuan Liu, and Xiaogang Wang. Dust-acoustic solution in dust-electron plasmas induced by ultraviolet irradiation // Phys. Plasmas. — 2005. — V. 12, No. 1. — P. 014505.
6. Vishnyakov V. I., Dragan G. S. Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma // Phys. Rev. E. — 2006. — V. 73, No. 2. — P. 026403.
7. Vishnyakov V. I. and Dragan G. S. Thermoemission plasmas: Theory of neutralizing charges // Phys. Rev. E — 2006. — V. 74, 036404.
8. Vishnyakov V. I. The bulk plasmas potential as a tool for dust grains interactions describing // Ukr. J. Phys. — 2005. — V. 50, No. 2. — P. 198—202.
9. Pollock E. L., Hansen J. P. Statistical Mechanism of Dense Ionized Matter. II. Equilibrium Properties and Melting Transition of the Crystallized One-Component Plasma // Phys. Rev. A. — 1973. — V. 8, No. 6. — P.3110—3122.