

УДК 533.9

В. И. Вишняков, Г. С. Драган

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

ОБЛАСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ДЫМОВОЙ ПЛАЗМЕ

Наведено результати дослідження фізичних властивостей димової плазми в області об'ємного заряду, створеного біля заряджених конденсованих часток. Показано, що локальне порушення електронейтральності в області об'ємного заряду приводить до зміни іонізаційного стану плазми і утворення нерівноважних носіїв заряду. Встановлено, що нерівноважні носії заряду впливають на формування поверхневого заряду димових часток, протікання струму через просторовий заряд та взаємодію димових часток із плазмою та між собою. Наведено розрахунки взаємодії димових часток, які погоджуються з експериментальними даними.

Приведены результаты исследования физических свойств дымовой плазмы в области пространственного заряда, образованного в окрестности заряженных конденсированных частиц. Показано, что локальное нарушение электронейтральности в области пространственного заряда приводит к изменению ионизационного состояния плазмы и образованию неравновесных носителей заряда. Установлено, что неравновесные носители заряда влияют на формирование поверхностного заряда дымовых частиц, протекание тока через пространственный заряд и взаимодействие дымовых частиц с плазмой и между собой. Приведены расчеты взаимодействия дымовых частиц, которые согласуются с экспериментальными данными.

The results of research of the physical properties of the dusty plasma in the space-charge area, which exists at the charged condensed particles, are given. It has been shown, that the local infringement of neutrality in the space-charge area leads to change of the ionization state of plasma and to forming of the nonequilibrium charge carriers. Presence of nonequilibrium charge carriers influences forming of the surface charge of smoke particles, flowing of the current through the space-charge area and interaction of the smoke particles with the plasma and between themselves. The calculations of the interaction of smoke particles, which corresponds to the experimental data, are given.

Введение. Дымовая плазма является разновидностью низкотемпературной термической плазмы с конденсированной дисперсной фазой, образуется в продуктах сгорания натуральных и синтетических топлив и состоит из газовой фазы с легкоионизируемой примесью атомов щелочного металла и конденсированной в виде частиц оксидов металлов и сажи. Плазма является столкновительной и, как правило, близка к изотермической. Частицы конденсированной фазы образуются в результате объемной конденсации оксидов металлов или представляют собой недогоревшие остатки топлива.

Изучение аналогичных двухфазных систем в бесстолкновительной плазме газового разряда позволило обнаружить, что пылевые частицы стремятся к образованию упорядоченных структур, которые были названы плазменными кристаллами, а сама двухфазная плазма газового разряда низкого давления названа пылевой плазмой [1,2]. Исследования межфазного взаимодействия в пылевой плазме привели к двум основным теоретическим моделям упорядочивания частиц – теневые силы, суть которых заключается в том, что поток плазмы на поверхность пылевой частицы увлекает за собой соседние частицы [3-5], и силы ионного увлечения которые возникают, если средняя скорость ионов относительно пылевой частицы отлична от нуля [6-9].

Экспериментальные исследования плазмы продуктов сгорания металлизированных топлив выявили образование упорядоченных структур в термической столкновительной плазме [10,11], причем функция распределения частиц по размерам является многомодовой и лежит в интервале 0,005 – 5 мкм.

Взаимодействие электронов и ионов плазмы с поверхностью пылевой частицы или электрода приводит к обмену зарядами и образованию слоя пространственного заряда в плазме у поверхности раздела фаз. В работе [12] было показано, что наличие объемного заряда влияет на ионизационное равновесие в плазме. В дымовой плазме ионизация обеспечивается столкновениями газовых частиц. При отрицательном объемном заряде избыточная концентрация электронов влечет за собой увеличение ударной ионизации атомов, в то время как рекомбинация электрон - ион не изменяется ввиду уменьшения концентрации ионов. При положительном знаке объемного заряда плазмы электрон - ионная рекомбинация увеличивается, а ударная ионизация атомов уменьшается. В обоих случаях возникает неравновесная ионизация плазмы в области пространственного заряда (ОПЗ).

Целью настоящей работы является исследование влияния неравновесных носителей заряда на характеристики дымовой плазмы и на межфазное взаимодействие плазма – электрод и плазма – пылевая частица

1. Образование неравновесных носителей заряда в ОПЗ

Межфазное взаимодействие в дымовой плазме в общем случае приводит к зарядке частицы и смещению ионизационного равновесия [12-16] в области пространственного заряда у поверхности частицы. Область пространственного заряда возникает в результате электростатического взаимодействия ионов и электронов с поверхностью, что приводит к пространственному распределению носителей заряда, которое определяется пространственным распределением потенциала и в равновесном случае: $\rho = -2en_q \text{sh}(e\phi/kT)$, где n_q – квазиневозмущенная концентрация вне ОПЗ, ϕ – самосогласованный электростатический потенциал, T – температура.

Рассмотрим ионизационно – рекомбинационные процессы в ОПЗ. Определим интенсивность ионизации и рекомбинации в виде:

$$G_I = \beta_v n_e n_a, \quad (1)$$

$$G_R = \gamma_v n_e n_i, \quad (2)$$

где β_v – коэффициент объемной ионизации, γ_v – коэффициент объемной рекомбинации, n_e , n_i и n_a – концентрации электронов, ионов и атомов соответственно, причем $n_a + n_i = n_A$, где n_A – концентрации легкоионизируемой присадки.

Для определения концентраций электронов и ионов в слое пространственного заряда необходимо решать уравнения неразрывности

$$\frac{\partial n_{e(i)}}{\partial t} + \text{div}(j_{e(i)}) = G_I - G_R = G \quad (3)$$

совместно с уравнением Пуассона

$$\nabla E = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad (4)$$

где $E = -\nabla\phi$ – напряженность электрического поля.

Плотности потоков электронов и ионов определяются уравнениями

$$j_e = -b_e n_e E - D_e \nabla n_e, \quad j_i = b_i n_i E - D_i \nabla n_i, \quad (5)$$

где b_e и b_i – подвижности электронов и ионов, D_e и D_i – коэффициент диффузии электронов и ионов.

В невозмущенной области плазмы вдали от поверхности раздела фаз интенсивность образования новых зарядов $G = G_{I0} - G_{R0} = 0$, а ионизационное равновесие описывается уравнением Саха, при этом невозмущенная плазма электронейтральна

$n_e = n_i = n_q$. Соответственно, для невозмущенной области плазмы справедливым является равенство

$$\beta_v n_A = (\beta_v + \gamma_v) n_q. \quad (6)$$

Наличие объемного заряда приводит к нарушению баланса между интенсивностью ионизации $G_I = \beta_v n_q \exp(e\phi/kT) n_A - \beta_v n_q^2$ и интенсивностью рекомбинации $G_R = \gamma_v n_q^2$, которая зависит от величины потенциала. Поэтому в ОПЗ $G = \beta_v n_q \exp(e\phi/kT) n_A - (\beta_v + \gamma_v) n_q^2 \neq 0$ и, принимая во внимание равенство (6), получим

$$G = \beta_v n_A n_q \left[\exp\left(\frac{e\phi}{kT}\right) - 1 \right], \quad (7)$$

что для малых потенциальных барьеров соответствует $G \cong \beta_v n_A n_q e\phi/kT$.

Отсюда следует, что в ОПЗ изменяется степень ионизации плазмы, те есть образуются неравновесные носители заряда, причем положительный потенциал поверхности вызывает увеличение степени ионизации, а отрицательный – уменьшение. Это приводит к нарушению баланса между диффузионными и дрейфовыми потоками:

$$j_e = b_e n_e^* \nabla \phi - D_e \nabla n_e^* \neq 0, \quad j_i = -b_i n_i^* \nabla \phi - D_i \nabla n_i^* \neq 0, \quad (8)$$

где «*» означает неравновесный характер концентрации носителей заряда.

Неравновесные концентрации можно представить в виде отклонения от равновесного значения $n_e^* = n_e + \delta n$, $n_i^* = n_i + \delta n$, при этом отклонение должно быть одинаковым для ионов и электронов, так как в рассматриваемой системе ионы однозарядные.

Наличие неравновесной ионизации приводит к возникновению некомпенсируемого потока неравновесных носителей заряда в направлении электрического поля. Следовательно, в ОПЗ возникает амбиполярная диффузия, вызванная потоком неравновесных ионов при положительном поле и потоком неравновесных электронов – при отрицательном. Равенство электронного и ионного потоков обеспечивается полем амбиполярной диффузии

$$\frac{eE_a}{kT} = -\frac{e(D_e - D_i)}{kT(b_e + b_i)\delta n} \nabla \delta n,$$

откуда, с учетом соотношения Эйнштейна $b_k T = eD_k$, получаем плотность тока неравновесных носителей

$$j^* = -2 \frac{D_e D_i}{D_e + D_i} \nabla \delta n, \quad (9)$$

где $2D_e D_i / (D_e + D_i) = D$ – коэффициент амбиполярной диффузии.

Поток амбиполярной диффузии обеспечивает перемещение неравновесных носителей заряда. При положительном поле избыточные электроны и ионы диффундируют за пределы ОПЗ. Если частица заряжена отрицательно, то поле отрицательно – направлено к частице. В этом случае степень ионизации в ОПЗ уменьшается, и поток неравновесных носителей направлен к частице.

Запишем уравнение неразрывности для концентрации неравновесных носителей:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} - D \Delta \delta n = \beta_v n_A n_e^* \left(1 - \frac{n_i^*}{n_q} \right). \quad (10)$$

Метод решения этой задачи определяется соотношением между временем установления диффузионно-дрейфового равновесия, определяемого временем релаксации Максвелла [17] $\tau_M = r_D^2 / D$ и временем установления ионизационного равновесия, определяемого временем жизни электронов и ионов $\tau_R = \lambda_R^2 / D$, где $\lambda_R = \sqrt{D / \beta_v n_A}$ – длина рекомбинации.

Если $\tau_M \ll \tau_R$, что справедливо для плазмы низкого давления, то диффузионно-дрейфовое равновесие устанавливается за время τ_M после начала действия возмущения. В течение этого времени можно использовать выражение

$$\frac{\partial n_{e(i)}}{\partial t} + \text{div}(j_{e(i)}) \sim 0,$$

так как до возмущения система находилась в равновесии и $G_I = G_R$. После того как изменение потоков привело к $\partial n_{e(i)} / \partial t = 0$, возможно установление нового состояния ионизационного равновесия.

В дымовой плазме или термической плазме атмосферного давления, выполняется соотношение $\tau_M \gg \tau_R$. Это означает, что после начала действия возмущения

$$\frac{\partial n_{e(i)}}{\partial t} \sim G_I - G_R$$

и устанавливается некоторое ионизационное равновесие за время τ_R . Когда стационарное состояние достигнуто, устанавливается диффузионно-дрейфовое равновесие за время τ_M .

Длина рекомбинации неравновесных носителей λ_R гораздо меньше длины экранирования r_D , которая характеризует изменение потока. Поэтому в стационарном случае уравнение (3) можно заменить уравнением $n_e^*(1 - n_i^*/n_q) + o(1) \sim 0$, решением которого является $\delta n \sim n_q - n_i$, а при малых потенциалах – $\delta n \sim n_q e\phi / kT$. Это означает, что изменение степени ионизации в ОПЗ определяет, в первую очередь, изменение концентрации ионов – плазма стремится к восстановлению своего равновесного состояния, компенсируя изменение ионной концентрации.

В стационарном случае уравнение (10) приводится к виду

$$\lambda_R^2 \Delta \left(\frac{\delta n}{n_q} \right) = \left(\frac{\delta n}{n_q} \right)^2 + \frac{\delta n}{n_q} \left[2 \text{ch} \left(\frac{e\phi}{kT} \right) - 1 \right] - \left(\exp \frac{e\phi}{kT} - 1 \right)$$

или

$$\lambda_R^2 \Delta \left(\frac{\delta n}{n_q} \right) = \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{E}{E_d} \right)^2} \left(\frac{\delta n}{n_q} \right)^2 + \frac{\delta n}{n_q} - \frac{\exp \frac{e\phi}{kT} - 1}{1 + \left(\frac{E}{E_d} \right)^2} \right] \times \left[1 + \left(\frac{E}{E_d} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

Здесь учтено, что $2 \text{ch}(e\phi / kT) - 1 = 1 + (r_D eE / kT)^2$, при этом величина $kT / er_D = E_d$ может рассматриваться как «диффузионное» поле [18]. При малых значениях потенциала отношение $\delta n / n_q \ll 1$, поэтому квадратичным членом в уравнении (11) можно пренебречь. Однако это можно сделать и при больших потенциалах, так как в этом случае $\delta n / n_q \sim 1$, но при этом $E / E_d \gg 1$. Поэтому уравнение (11) можно заменить линейным уравнением

$$\lambda_R^2 \Delta \left(\frac{\delta n}{n_q} \right) \cong \frac{\delta n}{n_q} \left[1 + \left(\frac{E}{E_d} \right)^2 \right] - \left(\exp \frac{e\phi}{kT} - 1 \right). \quad (12)$$

Потенциал и напряженность поля можно считать постоянными, так как $r_D \gg \lambda_R$. Тогда решением уравнения (12) является функция

$$\delta n = C \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^2}\right) + n_q \frac{\exp\frac{e\phi}{kT} - 1}{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^2}.$$

Константа C определяется изменением потенциала на длине λ_R , которое ввиду малости этого изменения можно линеаризовать: $\delta\phi \sim \phi\lambda_R/r_D$. Соответственно линеаризованным окажется и изменение $\delta n(\delta\phi) \sim \delta n\lambda_R/r_D$. В результате, решение уравнения (11) можно представить в виде

$$\delta n = n_q \frac{\exp\frac{e\phi}{kT} - 1}{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^2} \left[1 + \frac{\lambda_R}{r_D} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^2}\right) \right]. \quad (13)$$

Если потенциал достаточно мал, то выражение (13) упрощается

$$\delta n = n_q \frac{e\phi}{kT} \left(1 + \frac{\lambda_R}{r_D} \exp\frac{-r}{\lambda_R} \right), \quad e\phi \ll kT.$$

Существование неравновесных носителей заряда оказывает влияние на распределение концентраций электронов и ионов в слое пространственного заряда и на величину потенциального барьера на межфазной границе. Неравновесные носители заряда обеспечивают дополнительные потоки электронов и ионов, плотность которых равна

$$j^* = \frac{D}{r_D} n_q \frac{\exp\frac{e\phi}{kT} - 1}{\sqrt{1 + (E/E_d)^2}} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^2}\right), \quad (14)$$

а в линейном приближении

$$j^* = \frac{D}{r_D} n_q \frac{e\phi}{2kT} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R}\right), \quad e\phi \ll kT.$$

Плотность потока неравновесных носителей заряда (14) зависит от направления электрического поля и обеспечивает перенос импульса на поверхность частицы. Это оказывает определяющее влияние на дальнейшее взаимодействие пылевых частиц и образование упорядоченных структур в термической плазме.

2. Распределения концентрации электронов и ионов в ОПЗ

При контакте плазмы с электродом или с поверхностью заряженной частицы в пограничном слое плазмы возникает потенциальный барьер, а концентрации носителей заряда внутри этого слоя могут сильно изменяться по сравнению с их значениями в объёме плазмы. Вычисление этих концентраций необходимо для понимания многих явлений межфазного взаимодействия. В частности, это позволяет определить плавающий потенциал электрода или заряд пылевых частиц [19-22], параметры колебаний частиц [23,24]. Знание пространственного распределения концентраций необходимо для определения сил межфазного взаимодействия, ответственных за образование упорядоченных структур в плазме [25,26].

Определению пространственного распределения концентраций носителей заряда в области пространственного заряда посвящен ряд исследований [27-33], в которых основное внимание уделяется численному моделированию.

Наличие неравновесных носителей заряда в слое пространственного заряда влечет за собой изменение распределения концентрации электронов и ионов. В каждой точке области пространственного заряда существует некоторое значение электрического потенциала, которое обеспечивает, в соответствии с (13) наличие неравновесных носителей заряда в этой точке

$$\delta n(r) = n_q \frac{\exp\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right) - 1}{2\operatorname{ch}\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right) - 1} \left(1 + \frac{\lambda_R}{r_D}\right), \quad (15)$$

при этом $\lambda_R \ll r_D$.

Равновесные значения концентрации электронов и ионов описываются распределением Больцмана, поэтому результирующие значения концентрации должны описываться выражениями, содержащими распределение Больцмана и концентрацию неравновесных носителей (15), где можно пренебречь членом λ_R / r_D [34]:

$$n_e(r) = n_q \frac{\exp\left(2\frac{e\phi(r)}{kT}\right)}{2\operatorname{ch}\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right) - 1}, \quad (16^a)$$

$$n_i(r) = n_q \frac{\exp\left(-2\frac{e\phi(r)}{kT}\right) + 2\operatorname{sh}\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right)}{2\operatorname{ch}\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right) - 1}. \quad (16^b)$$

Пространственное распределение потенциала получается как решение уравнения Пуассона-Больцмана. Наличие неравновесных носителей заряда может изменить распределение потенциала и поля. Это изменение учитывается полем амбиполярной диффузии неравновесных носителей заряда.

В случае малых потенциалов, когда $|e\phi| \ll kT$, уравнения (16) приводятся к следующему виду

$$n_e(r) \cong n_q (1 + 2e\phi(r)/kT), \quad n_i \cong n_q. \quad (17)$$

На рис. 1 и рис. 2 представлены распределения концентрации электронов и ионов в слое пространственного заряда при малом значении потенциала. Распределения построены для плоской поверхности с работой выхода $W = 4.5$ эВ, находящейся в плазме, содержащей присадку атомов калия ($I = 4.3$ эВ) в концентрации $n_A = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при температуре $T = 2000 \text{ К}$.

Существование неравновесной ионизации подтверждается независимыми исследованиями. Например, в работе Паля [29] приводятся результаты численного моделирования влияния рентгеновского излучения на слой пространственного заряда в окрестности частиц в воздушной и ксеноновой плазме. Эти результаты хорошо совпадают с полученными нами в результате учета неравновесной ионизации. Таким образом, можно сделать вывод, что неравновесная ионизация изменяет профиль пространственного распределения электронов и ионов. При этом источником неравновесной ионизации является не только внешнее воздействие в виде излучения [29], но и наличие заряженной поверхности. Такой поверхностью, например, является поверхность пылевых частиц. Поэтому можно утверждать, что наличие в плазме частиц конденсированной фазы приводит к существенному изменению ионизационного состояния плазмы и возникновению пространственной неоднородности степени ионизации плазмы.

Помимо этого, когда через плазму протекает электрический ток, один электрод имеет положительный потенциал, а другой – отрицательный. Соответственно, возникает неравновесная ионизация: у положительного электрода больше равновесной, и у отрицательного электрода – меньше. Следовательно, возникает диффузия неравновесных носителей заряда вдоль линий тока, то есть протекание электрического тока через плазму сопровождается диффузией неравновесных носителей заряда.

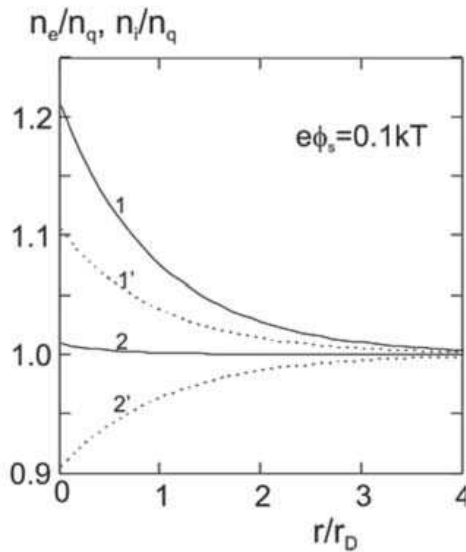


Рис. 1. Пространственные распределения концентрации электронов (1) и ионов (2) в слое пространственного заряда при малом положительном потенциале поверхности с учетом неравновесных носителей заряда. Кривые (1') и (2') – распределения без учета неравновесных носителей заряда

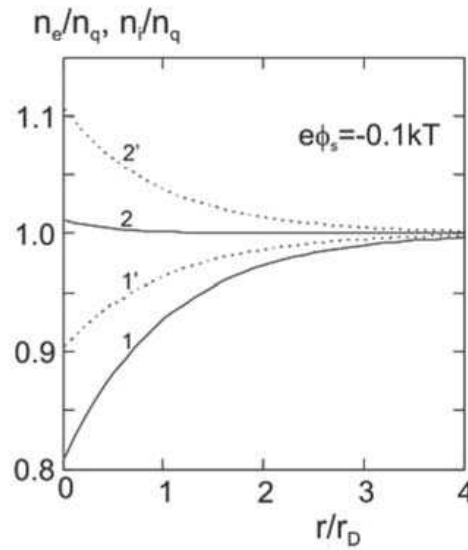


Рис. 2. Пространственные распределения концентрации электронов (1) и ионов (2) в слое пространственного заряда при малом отрицательном потенциале поверхности с учетом неравновесных носителей заряда. Кривые (1') и (2') – распределения без учета неравновесных носителей заряда

3. Неравновесные носители заряда, обусловленные протеканием тока через плазму

Введение в плазму электродов сопровождается их зарядкой, что вызывает направленное движение электронов и ионов, то есть электрический ток. В том случае, если в плазме имеются частицы твердой или жидкой фазы (специально введенные или образовавшиеся в результате объемной конденсации из газовой фазы), межфазное взаимодействие также сопровождается протеканием электрического тока. Поэтому знание механизмов протекания тока в плазме необходимо как для правильной интерпретации зондовых измерений, так и для расчетов взаимодействия пылевых частиц с плазмой и между собой.

Проблема протекания электрического тока в плазме изучается достаточно давно, начиная с Ленгмюра, построившего первую теорию электрического зонда в плазме, но применительно к бесстолкновительной плазме с использованием приближения орбитального движения [35-38]. Протекание тока в термической плазме (теория зонда при повышенном давлении [19,39,40]) изучалось большей частью применительно к магнито – гидродинамическим генераторам, где основной проблемой было увеличение тока до максимального значения. До сих пор малоизученным остается вопрос о протекании тока в равновесной термической плазме.

Потенциальный барьер на границе электрод-плазма определяется балансом токов, протекающих через поверхность электрода [15,34]:

(i) Плотность тока термоэлектронной эмиссии с поверхности частицы или электрода описывается формулой Ричардсона-Дэшмана:

$$J_e^T = -\frac{4\pi e m_e k^2 T^2}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (18)$$

где J – плотность тока электронов в направлении от поверхности в плазму ($J = qj$, где j – плотность потока частиц, q – их заряд), W – работа выхода электрона. Рассматривается только переход электрона из твердого тела в поверхностный слой плазмы, не учитывая перенос электрона в невозмущенную область плазмы.

(ii) Этот ток уравнивается обратным током поглощения электронов, плотность которого в приближении плоской поверхности можно определить в виде:

$$J_e^{abs} = \frac{1}{4} en_{es} v_{Te}, \quad (19)$$

где $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ – тепловая скорость электронов, n_{es} – концентрация электронов у поверхности электрода: $n_{es} = n_0 \exp(e\phi_s/kT)$, n_0 – невозмущенная концентрация, $e\phi_s$ – потенциальный барьер на границе электрод – плазма.

(iii) При наличии легкоионизируемой присадки необходимо учитывать поверхностную ионизацию атомов и поверхностную рекомбинацию ионов, так как интенсивность поверхностных процессов может быть сравнима, и даже больше объемной ионизации и объемной рекомбинации. В результате поверхностной рекомбинации образуются атомы с некоторой вероятностью, определяемой коэффициентом рекомбинации γ_s , а электрод теряет электроны. Ток электронов через поверхность раздела фаз можно определить в приближении плоской поверхности как

$$J_i^{rec} = -\frac{1}{4} \gamma_s en_{is} v_{Ti}, \quad (20)$$

где $v_{Ti} = \sqrt{8kT/\pi m_i}$ – тепловая скорость ионов, n_{is} – поверхностная концентрация ионов: $n_{is} = n_q \exp(-e\phi_s/kT)$. Коэффициент поверхностной рекомбинации определен в [41] как

$$\gamma_s = \frac{1}{1 + g_i/g_a \cdot \exp(-E_s^{ion}/kT)} \exp\frac{-\varepsilon_a}{kT},$$

где энергия ионизации $E_s^{ion} = I - W$, g_i , g_a – статистический вес ионов и атомов соответственно, ε_a – энергия активации десорбции атома.

(iv) При поверхностной ионизации атомов присадки образуются избыточные ионы в плазме с вероятностью, определяемой коэффициентом поверхностной ионизации β_s , а электрод приобретает электроны:

$$J_a^{ion} = \frac{1}{4} \beta_s en_{as} v_{Ta}, \quad (21)$$

где $v_{Ta} = \sqrt{8kT/\pi m_a}$ – тепловая скорость атомов ($v_{Ta} \cong v_{Ti}$), $n_{as} = N_A - n_{is}$ – поверхностная концентрация атомов. Коэффициент поверхностной ионизации определен в [41] как

$$\beta_s = \frac{1}{1 + g_a/g_i \cdot \exp(E_s^{ion}/kT)} \exp\frac{-\varepsilon_i}{kT},$$

где ε_i – энергия активации десорбции иона.

В состоянии равновесия должен выполняться принцип детального равновесия, т.е. токи (18) – (21) должны быть попарно равны

$$J_e^T = -J_e^{abs} \quad \text{и} \quad J_i^{rec} = -J_a^{ion}, \quad (22)$$

что позволяет определить потенциал изолированного электрода ϕ_{s0} .

Наличие пространственного заряда в плазме у поверхности электрода приводит к неравновесной ионизации. При этом поверхностные значения концентрации электронов и ионов, как следует из (16), определяются выражениями

$$n_{es} = n_q \frac{\exp(2e\phi_s / kT)}{2 \operatorname{ch}(e\phi_s / kT) - 1}, \quad (23^a)$$

$$n_{is} = n_q \frac{\exp(-2e\phi_s / kT) + 2 \operatorname{sh}(e\phi_s / kT)}{2 \operatorname{ch}(e\phi_s / kT) - 1}. \quad (23^b)$$

Присоединение к электродам, ограничивающим слой плазмы, внешнего источника напряжения, вызывает протекание тока через слой под действием падения напряжения на слое и пространственную неоднородность степени ионизации, которая сопровождается изменением концентраций (23).

Ток внешней цепи $J_c = J_e + J_i$ обеспечивается нарушением баланса токов (22) на поверхности электродов

$$J_e = J_e^T \left(1 - \frac{n_{es}}{n_{es0}} \right), \quad J_i = J_i^{ion} \left(1 - \frac{n_{is}}{n_{is0}} \right), \quad (24)$$

где n_{es0} и n_{is0} – поверхностные концентрации электронов (23а) и ионов (23б) в отсутствии тока.

У поверхности положительного электрода ток термоэмиссии (18) остается постоянным, а ток поглощения электронов (19) увеличивается, обеспечивая ток внешней цепи. Ток рекомбинации ионов (20) уменьшается вплоть до значения $J_i^{rec} = 0$, и ток внешней цепи поддерживается током ионизации атомов, который в низкотемпературной плазме является постоянным. Поэтому ток ионизации атомов J_a^{ion} является током насыщения для положительного электрода.

У поверхности отрицательного электрода ток поглощения электронов уменьшается вплоть до значения $J_e^{abs} = 0$, а ток внешней цепи поддерживается током термоэмиссии. Поэтому ток термоэмиссии J_e^T является током насыщения для отрицательного электрода. Ток рекомбинации ионов увеличивается, что обеспечивает протекание тока внешней цепи.

Электронейтральность плазмы нарушается только в области пространственного заряда у поверхности электрода. Весь остальной объем плазмы остается электронейтральным. Электронейтральность плазмы означает, что вне области пространственного заряда должны быть справедливы следующие соотношения

$$n_e = n_i = n_q, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (25)$$

Кроме того, пока ток внешней цепи меньше токов насыщения, он полностью обеспечивается нарушением баланса токов (22) и не должен вызывать пространственного изменения концентраций электронов и ионов. Поэтому ток внешней цепи должен обеспечиваться токами проводимости

$$J_e = \sigma_e E \quad \text{и} \quad J_i = \sigma_i E, \quad (26)$$

где для слоя плазмы, ограниченного плоскими электродами, $E = \delta U / d$, δU – падение напряжения внешнего источника на слое плазмы, d – толщина слоя, $\sigma_{e(i)} = e b_{e(i)} n_q$ – проводимость; $b_{e(i)}$ – электронная (ионная) подвижность.

Пусть напряжение внешнего источника приложено таким образом, что электрод 1 положителен, и электрод 2 отрицателен. Падение напряжения на контактах составляет $\delta\phi_1 > 0$ и $\delta\phi_2 < 0$, при этом $\phi_1 = \phi_{s0} + \delta\phi_1$ и $\phi_2 = \phi_{s0} + \delta\phi_2$. Общее напряжение $U = \delta U + \delta\phi_1 - \delta\phi_2$.

Выражения (24) и (26) связывают между собой падение напряжения на контактах $\delta\phi$ и падение напряжения на слое плазмы δU . Обозначим

$$\Omega_e = \frac{\exp\left[2 \frac{e(\phi_{s0} + \delta\phi)}{kT}\right]}{2 \operatorname{ch}\left[\frac{e(\phi_{s0} + \delta\phi)}{kT}\right] - 1},$$

$$\Omega_i = \frac{\exp\left[\frac{-2e(\phi_{s0} + \delta\phi)}{kT}\right] + 2 \operatorname{sh}\left[\frac{e(\phi_{s0} + \delta\phi)}{kT}\right]}{2 \operatorname{ch}\left[\frac{e(\phi_{s0} + \delta\phi)}{kT}\right] - 1}.$$

Тогда для положительного контакта

$$\frac{\sigma_e}{J_e^T} \frac{\delta U}{d} = 1 - \Omega_e \frac{n_q}{n_{es0}}, \quad (27)$$

$$\frac{\sigma_i}{J_a^{ion}} \frac{\delta U}{d} = 1 - \Omega_i \frac{n_q}{n_{is0}}, \quad (28)$$

и, соответственно, для отрицательного контакта следует изменить знак правых частей уравнений.

Однако эти уравнения не могут обеспечить одинаковую зависимость между $\delta\phi$ и δU , если квазиравновесная концентрация n_q остается постоянной. Падение напряжения на границе плазма – электрод, обусловленное электронным током J_e , вызывает изменение потенциального барьера на величину $\delta\phi$. При таком изменении барьера, концентрация ионов, обусловленная нарушением баланса тока ионизации и тока рекомбинации, оказывается либо больше той, которая необходима для протекания ионного тока J_i , либо меньше её. Интенсивность ударной ионизации в термической плазме пропорциональна $n_e n_A$, а интенсивность объемной рекомбинации пропорциональна $n_e n_i$. Поэтому изменение электронной концентрации не влияет (если не учитывать изменение коэффициента объемной рекомбинации) на степень ионизации плазмы, так как одинаково сказывается на интенсивности ионизации и рекомбинации. В то же время увеличение ионной концентрации приводит к увеличению интенсивности рекомбинации и уменьшению степени ионизации плазмы, и уменьшение ионной концентрации приводит к увеличению степени ионизации плазмы за счет уменьшения интенсивности рекомбинации.

Поэтому в (27) и (28) следует вместо постоянного значения n_q , которое определяется потенциалом плазмы, использовать некоторое другое значение n_{qs} , которое обеспечивает соответствие токов через барьер токам через слой плазмы. Мы получим уравнение для определения $n_{qs}(\delta\phi)$, исключив из (27) и (28) падение напряжения на слое плазмы δU :

$$n_{qs} = \frac{\frac{J_a^{ion}}{J_a^{ion}} \frac{\sigma_i}{\Omega_i} - \frac{J_e^T}{J_e^T} \frac{\sigma_e}{\Omega_e}}{\frac{\sigma_i}{\sigma_i} \frac{n_{is0}}{n_{is0}} - \frac{\sigma_e}{\sigma_e} \frac{n_{es0}}{n_{es0}}}. \quad (29)$$

Значения $n_{qs}(\delta\phi)$ различны для положительных и отрицательных значений $\delta\phi$. В качестве примера, на рис. 3 представлены зависимости отношения n_{qs} к равновесному значению n_{q0} от падения напряжения на контакте. В данном случае используются следующие параметры плазмы:

- изотермическая температура $T = 2300 \text{ К}$;

- работа выхода электрона из металла в вакуум $W_m = 4.5 \text{ эВ}$, что обеспечивает плотность тока термоэмиссии $J_e^T \cong -14 \text{ кА/м}^2$;
- три различных значения концентрации присадки калия ($I = 4.34 \text{ эВ}$):
 $n_{A1} = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $n_{A2} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $n_{A3} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, что обеспечивает ток ионизации атомов $J_{a1}^{ion} \cong 17 \text{ А/м}^2$, $J_{a2}^{ion} \cong 130 \text{ А/м}^2$, $J_{a3}^{ion} \cong 2 \text{ кА/м}^2$.

Заметим, что степень ионизации может одновременно увеличиваться у обоих контактов или одновременно уменьшаться. Тем не менее в любом случае возникает градиент квазиневозмущенной концентрации, который сопровождается градиентом химического потенциала. Этот градиент вызывает амбиполярную диффузию электронов и ионов, которая может быть направлена как по полю, так и против поля.

После замены n_q на n_{qs} , полученное из уравнения (29), любое из уравнений (27) или (28) позволяет получить зависимость между падением напряжения на контакте и падением напряжения на слое плазмы.

Представленная модель неравновесной ионизации термической плазмы при протекании постоянного тока применима только при токах, меньших токов насыщения, что соответствует ограничению падения напряжения на слое плазмы: $\delta U < J_a^{ion} d / \sigma_i$ – для положительного падения напряжения на контакте, $\delta U < -J_e^T d / \sigma_e$ – для отрицательного падения напряжения на контакте. Если ток внешней цепи превышает токи насыщения, должна возникать дополнительная ионизация плазмы, обусловленная инжекцией носителей заряда.

4. Сила ионного межфазного давления

Взаимодействие заряженных пылевых частиц в плазме отличается от кулоновского взаимодействия в вакууме за счет целого ряда коллективных эффектов [2], которые могут приводить к притяжению одноименно заряженных частиц в дымовой плазме. Понятно, что истоки такого рода взаимодействия следует искать вне электрической природы. Например, предполагается, что потоки носителей заряда на поверхность пылевой частицы увлекают за собой соседние частицы [3-5, 41-44]. Это может приводить к возникновению эффективной, так называемой теневой силы, притягивающей частицы. Данный механизм был впервые рассмотрен Цытовичем [3], применительно к плазме газового разряда низкого давления. Разновидностью теневых сил является сила ионного увлечения [45-54], вызываемая потоком ионов. В не-изотермических системах возможно возникновение теневой силы в результате анизотропии температуры нейтральной компоненты газа [3].

Возникновение сил, подобных силе ионного увлечения, возможно и в дымовой плазме, однако механизм этих сил иной, чем в плазме газового разряда. Основным источником неэлектрических сил, формирующих упорядоченные структуры в такой плазме, является неоднородная ионизация.

Рассмотрим передачу импульса частицами газовой фазы конденсированной частице, при этом исключим из рассмотрения буферный газ, так как его давление сферически симметрично по отношению к частице. Существуют спорадические столк-

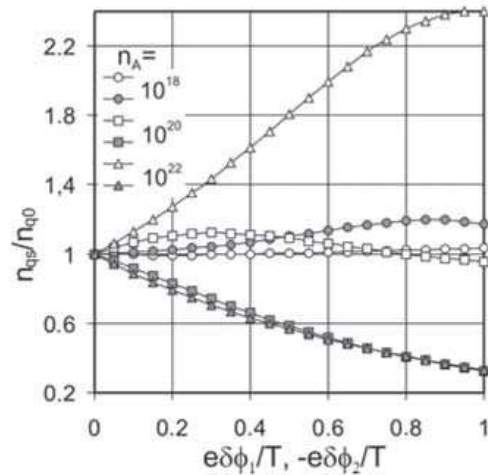


Рис. 3. Зависимость относительной квазиневозмущенной концентрации у поверхности электрода от падения напряжения на контакте: светлые маркеры для $\delta\phi_1 > 0$ и темные маркеры для $\delta\phi_2 < 0$

новения газовых частиц с поверхностью конденсированной частицы, которые обеспечивают средние плотности потоков (в приближении плоской поверхности)

$$j_{a0} = (1/4)n_{as}v_{Ta} \quad \text{и} \quad j_{i0} = (1/4)n_{is}v_{Ti},$$

что соответствует плотностям импульса, передаваемого газовыми частицами

$$p_{a0} = (1/4)\lambda_a m_a n_{as} v_{Ta} \quad \text{и} \quad p_{i0} = (1/4)\lambda_i m_i n_{is} v_{Ti},$$

причем передачей импульса электронами можно пренебречь (λ_a и λ_i — длина свободного пробега атомов и ионов).

На это взаимодействие накладывается поток неравновесных ионов (14), который увеличивает или уменьшает совокупный импульс в зависимости от направления поля. Следовательно, с учетом того, что длина свободного пробега $\lambda_i \cong \lambda_a$, массы $m_i \cong m_a$, тепловые скорости $v_{Ti} \cong v_{Ta}$ и концентрации $n_i + n_a = n_A$, импульс, передаваемый газовыми частицами единице площади поверхности конденсированной частицы в направлении центра частицы, равен

$$p = (1/4)\lambda_a m_a v_{Ta} n_A - \lambda_R m_i j^*.$$

Здесь учтено, что неравновесные ионы распространяются не на длине свободного пробега λ_i , а на длине рекомбинации λ_R . Так как анизотропию взаимодействия определяют неравновесные ионы, давление газа на поверхность частицы следует определить как $P = p/\tau_R$, где $\tau_R = (\beta n_A)^{-1}$ — время жизни неравновесных ионов:

$$P = P_0 - \frac{m_i n_q \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{e\phi_s}{kT} - 1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_D e E_s}{kT} \right)^2}}, \quad (30)$$

где ϕ_s и E_s — поверхностные значения потенциала и напряженности поля.

Если частица положительна, то степень ионизации в ОПЗ повышена, поле положительно, и поток неравновесных ионов уменьшает давление (30) на поверхность частицы, причем, чем выше степень ионизации плазмы ($n_q > n_0$), тем больше уменьшение давления. Если частица отрицательна, то степень ионизации у поверхности частицы понижается, поле направлено к частице, и давление на поверхность увеличивается за счет потока неравновесных ионов из объема плазмы в ОПЗ, причем увеличение тем больше, чем выше степень ионизации. В любом случае давление уменьшается с увеличением отклонения степени ионизации плазмы от равновесного значения. Следовательно, если существует пространственная неоднородность степени ионизации в окрестности частицы, то возникает асимметричное давление на поверхность частицы, обеспечивающее существование средней силы ионного межфазного давления

$$\mathbf{F} = \int_s P ds = - \frac{m_i \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{e\phi_s}{kT} - 1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_D e E_s}{kT} \right)^2}} \int_s n_q ds. \quad (31)$$

Выражение (31) получено в предположении, что соседние частицы находятся достаточно далеко от данной, и области пространственного заряда не перекрываются. В этом случае все величины внутри ОПЗ радиально симметричны и могут быть вынесены из-под знака интеграла. Тогда влияние соседних частиц сказывается только в асимметрии значения квазиравновесной концентрации.

Как было показано в [55], квазиравновесная концентрация является результатом смещения ионизационного равновесия. Обычная невозмущенная концентрация определяется равновесной ионизацией, описываемой уравнением Саха: $n_0 = \sqrt{n_A K_S}$,

где n_A – концентрация щелочной присадки, K_S – константа Саха, зависящая от потенциала ионизации атомов присадки. Смещение ионизационного равновесия в результате межфазного взаимодействия приводит к изменению невозмущенной концентрации до значения

$$n_q = \sqrt{n_A K_S} \exp \frac{-e\varphi_{pl}}{2kT}, \quad (32)$$

где потенциал плазмы φ_{pl} характеризует зарядовое состояние газовой фазы, или, иными словами, характеризует величину заряда, сообщенного газовой фазе в результате взаимодействия с конденсированными частицами [12]. Смещение ионизационного равновесия, вызванное взаимодействием газовой фазы с поверхностью частицы имеет максимальное значение в ОПЗ у данной частицы и затухает, по мере удаления от нее по гиперболическому закону

$$n_q(r) = \sqrt{n_A K_S} \exp \left(\frac{-e\varphi_{pls} a}{2kT r} \right), \quad (33)$$

где φ_{pls} – значение потенциала плазмы у поверхности частицы, a – радиус частицы.

Это возмущение достигает соседних частиц и изменяет величину квазиравновозмущенной концентрации под интегралом в уравнении (31). Если отсутствует радиальная симметрия в расположении соседних частиц относительно данной частицы, или соседние частицы имеют разный заряд, то интеграл в (31) не равен нулю, и возникает сила ионного межфазного давления со стороны газовой фазы на частицу.

5. Образование упорядоченных структур конденсированных частиц в термической плазме

Стремление пылевой плазмы к образованию упорядоченных структур, по мнению Цытовича [9], является фундаментальным свойством плазмы. Этот тезис нашел подтверждение при исследовании термической столкновительной (дымовой) плазмы в работах [56,57], где было показано, что агломерация пылевых частиц обусловлена термодинамическими свойствами системы, а именно стремлением плазмы к минимуму свободной энергии.

Экспериментально упорядоченные структуры в дымовой плазме были обнаружены в работе [10]. Было показано, что конденсированная фаза оксида алюминия содержит три фракции со средними размерами частиц: $a_1 \sim 1 \text{ мкм}$, $a_2 \sim 0,2 \text{ мкм}$, $a_3 \sim 0,01 \text{ мкм}$.

Представленная выше модель дальнего взаимодействия конденсированных частиц, обусловленного пространственной неоднородностью ионизации плазмы, позволяет рассчитать пространственное распределение частиц в дымовой плазме [26].

Для определенности рассмотрим плазму, содержащую присадку цезия в концентрации $n_A = 2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ при температуре $T = 2300 \text{ К}$. Равновесное значение невозмущенной концентрации в этом случае составляет $n_0 \sim 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, длина экранирования $r_D \sim 0,4 \text{ мкм}$. Рассмотрим поведение твердых частиц, хаотически расположенных в такой плазме.

Для каждой частицы рассчитаем результирующую силу как разницу между силой ионного межфазного давления и силой электрического взаимодействия выбранной частицы "j" и каждой из остальных частиц "k" ($k \neq j$).

$$F_{j,k} = eZ_j E_k - F_{j,k}^D, \quad (34)$$

где eZ_j – заряд выбранной частицы, E_k – поле, создаваемое частицей "k" у поверхности выбранной частицы.

Зарядовое число выбранной частицы [26, 58]

$$Z_j = \frac{8\pi\epsilon_0 a_j (a_j + r_D) kT}{e^2 r_D} \operatorname{sh} \left(\frac{e\phi_j}{2kT} \right). \quad (35)$$

Сила ионного межфазного давления, согласно (31)

$$F_{j,k}^D = Ca_j^2 \frac{\exp\left(\frac{e\phi_j}{kT}\right) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}\left(\frac{e\phi_j}{kT}\right) - 1}} \exp \left[\frac{a_k}{R_k} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_k}{4kT} \right) \right], \quad (36)$$

где $C = \frac{4\pi m_i n_0 \lambda_R D}{r_D \tau_R} = 32 \text{ Н/м}^2$, ϕ_j – потенциал поверхности выбранной частицы, ϕ_k – потенциал поверхности k -ой частицы.

Численное исследование уравнения Пуассона показало [26], что для напряженности электрического поля у поверхности частицы можно использовать выражение

$$E_k(R_{j,k}) = \frac{-2kT \frac{a_k}{R_{j,k}} \left(\frac{1}{r_D} + \frac{1}{R_{j,k}} \right)}{er_D \operatorname{sh} \left\{ \ln \left[\operatorname{th} \left(\frac{e\phi_k}{4kT} \right) \right] + \operatorname{sgn}(\phi_k) \frac{a_k - R_{j,k}}{r_D} \right\}}, \quad (37)$$

которое одинаково хорошо описывает напряженность поля в окрестности как больших, так и малых частиц.

Рассчитав результирующую силу взаимодействия каждой j -ой частицы со всеми остальными частицами, получим N значений координатных составляющих силы, где N – общее число частиц. Для 2D симуляции это матрица $2 \times N$, содержащая F_x и F_y составляющие силы, действующей на каждую из частиц

$$Fx_j = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{x_j - x_k}{R_{j,k}}, \quad Fy_j = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{y_j - y_k}{R_{j,k}},$$

где x и y – координаты частиц, причем

$$R_{j,k} = \sqrt{(x_j - x_k)^2 + (y_j - y_k)^2}.$$

Если расчетный временной шаг составляет Δt , то за это время изменение координатных составляющих частицы составит

$$\Delta x_j = \frac{Fx_j \Delta t^2}{2m_j}, \quad \Delta y_j = \frac{Fy_j \Delta t^2}{2m_j},$$

где m_j – масса частицы.

Расчет заканчивается, когда частицы достигают равновесного положения, то есть не изменяют своего среднего по времени положения друг относительно друга.

Результаты расчета равновесного положения девяти одинаковых частиц радиусом $a = r_D$, и потенциалом поверхности $\phi_s = 5kT/e$ представлены на рис. 4.

Как видно из рисунка, в результате взаимодействия частицы образуют гексагональную пространственную структуру. Продолжение симуляции демонстрирует дальнейшее движение частиц, но только как структуры в целом, которая вращается и движется случайным образом. Расположение частиц друг относительно друга при этом сохраняется. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными [59].

При увеличении количества частиц гексагональная структура сохраняется. На рис. 5 приведены результаты расчета равновесного положения 25 одинаковых частиц

с радиусом $a = r_D$. Потенциал поверхности частиц такой же, как и на рис. 4:
 $\phi_s = 5kT/e$.

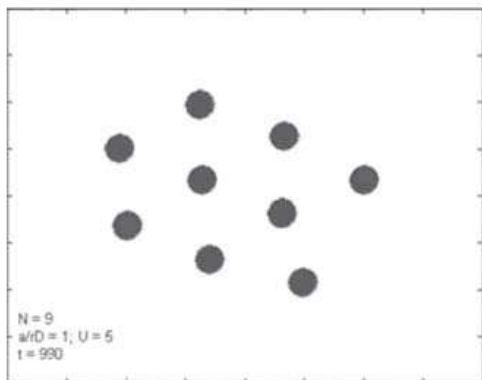


Рис. 4. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия 9 одинаковых частиц: $a = r_D$, $\Phi_s = 5$

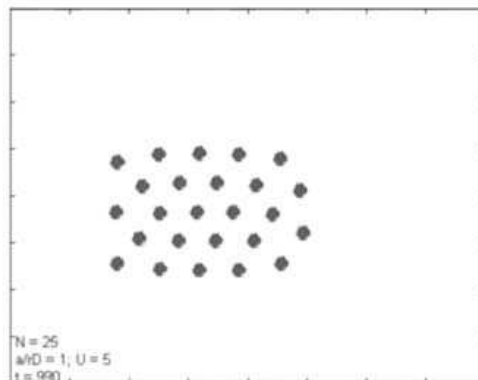
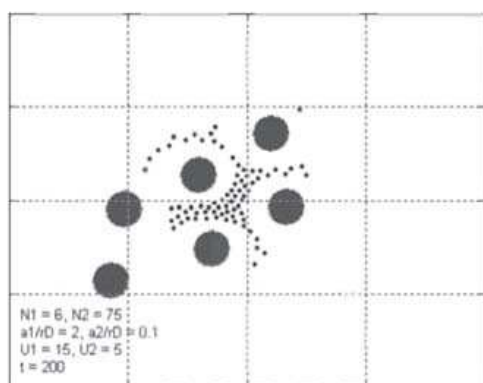
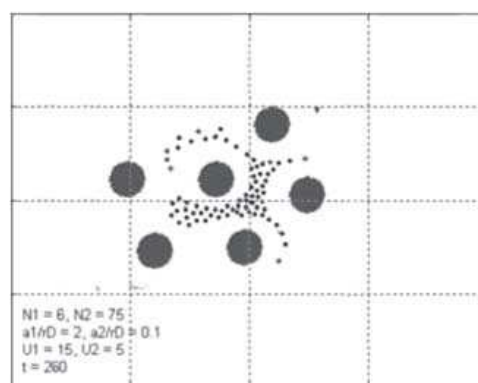


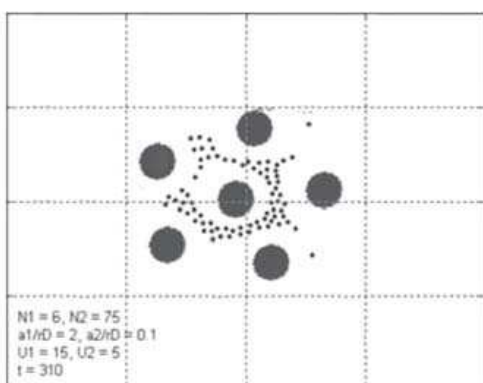
Рис. 5. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия 25 одинаковых частиц: $a = r_D$, $\Phi_s = 5$



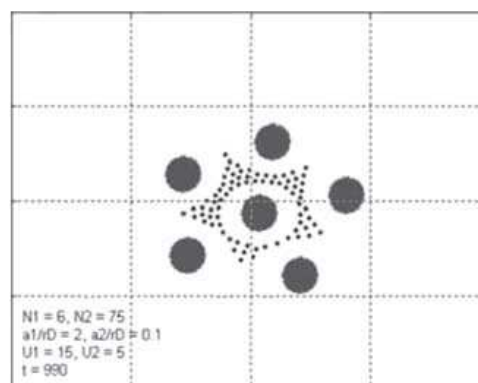
200 шаг



260 шаг



310 шаг



990 шаг

Рис. 6. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия 2 фракций частиц

Следующая симуляция проводилась для плазмы, содержащей две фракции частиц. На рис. 6 представлены различные этапы расчета взаимодействия 6 частиц радиусом $a_1 = 2r_D$ и потенциалом поверхности $\phi_1 = 15kT/e$ и 75 частиц радиусом $a_2 = 0.1r_D$ и потенциалом поверхности $\phi_2 = 5kT/e$.

Как видно, в первую очередь группируются частицы мелкой фракции. Хотя их потенциал и заряд меньше, чем у крупной фракции, малая масса обеспечивает большую подвижность. Однако по мере того как частицы крупной фракции формируют свою структуру, происходит такая перегруппировка частиц мелкой фракции, что они равномерно распределяются между частицами крупной фракции.

На рис. 7 представлены также результаты расчета взаимодействия двух фракций частиц. Одна фракция состоит из 6 частиц радиусом $a_1 = 1r_D$ и потенциалом поверхности $\phi_1 = 5kT/e$, и вторая фракция состоит из 75 частиц радиусом $a_2 = 0.01r_D$ и потенциалом поверхности $\phi_2 = 3kT/e$.

Малое различие в величине заряда при значительном различии в размере, а, следовательно, и в массе, приводит к существенному изменению характера взаимодействия. Частицы мелкой фракции не располагаются между частицами крупной фракции, а образуют отдельную группу, которая стремится занять место крупной частицы в гексагональной структуре. Заметим, что в динамике группа частиц мелкой фракции «убегает» от группы крупных частиц, но те всей группой стремятся догнать «беглецов».

В экспериментальных исследованиях [60-62] в системе пылевых частиц в плазме наблюдались области свободного пространства, названные «воид» (a void). В рассматриваемой симуляции фактический размер мелкой фракции составляет 4 нанометра (что реализуемо, например, в продуктах сгорания аэрозвеси циркония). Частицы такого размера не регистрируются оптическими приборами. Поэтому «воид» в экспериментах [60-62] может представлять собой группу сильно заряженных частиц очень мелкой фракции. Как следует из результатов симуляции, такие частицы стремятся образовать отдельную группу, независимую от других фракций. Такая группа при использовании лазерного ножа или другого оптического метода, будет выглядеть как свободное пространство, окруженное частицами крупной фракции, регистрируемой приборами.

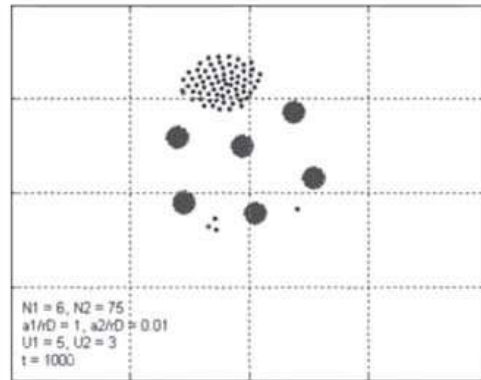


Рис. 7. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия частиц 2 фракций сильно заряженных частиц

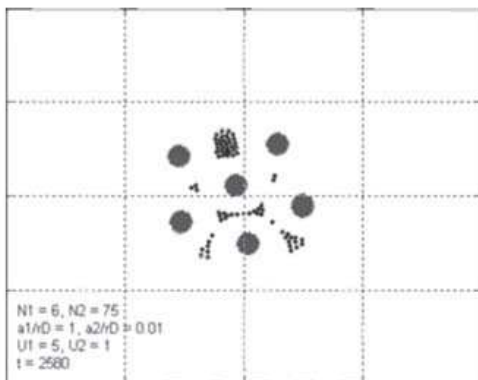


Рис. 8. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия частиц 2 фракций при уменьшении заряда мелкой фракции

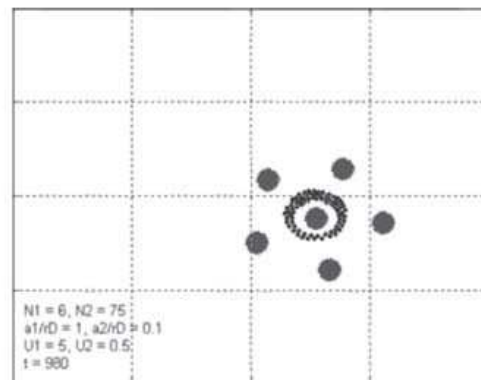


Рис. 9. Результат компьютерной 2D симуляции взаимодействия частиц 2 фракций с большой разницей в зарядах

Уменьшение потенциала поверхности частиц мелкой фракции до $\phi_2 = kT/e$ приводит к тому, что эти частицы уже не образуют одну группу, но начинают распределяться между частицами крупной фракции, как это показано на рис. 8. Дальнейшее уменьшение потенциала поверхности частиц мелкой фракции приводит к образованию структуры, представленной на рис. 9.

Следующая симуляция проводилась для плазмы с теми же параметрами, но содержащей три фракции частиц, соответствующие трем фракциям, полученным экспериментально в работе [10]. Для расчета использованы следующие значения, соответствующие экспериментальным данным:

6 частиц радиусом $a_1 \sim 1 \text{ мкм}$;

13 частиц радиусом $a_2 \sim 0.1 \text{ мкм}$;

270 частиц радиусом $a_3 \sim 0.01 \text{ мкм}$.

Когда потенциалы поверхности частиц выбирались равными $\phi_1 = 5kT/e = 1 \text{ В}$ для первой фракции, $\phi_1 = 2kT/e = 0.4 \text{ В}$ для второй фракции и $\phi_1 = kT/e = 0.2 \text{ В}$ для третьей фракции, частицы образовывали структуру, представленную на рис. 10. Структура, образованная частицами трех фракций в результате компьютерной симуляции, хорошо согласуется с результатами эксперимента [10].

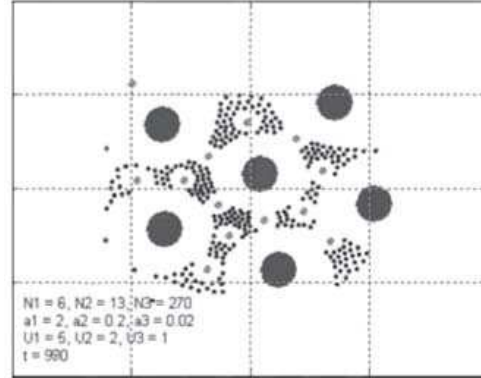


Рис. 10. Результат компьютерной 2D симуляции для плазмы, содержащей три фракции конденсированных частиц

Заключение. Представленное исследование демонстрирует, что неравновесная ионизация в области пространственного заряда около заряженной поверхности в дымовой плазме играет существенную роль в межфазном взаимодействии.

Предложенная модель дальнего взаимодействия дымовых частиц в плазме, использующая концепцию обобщенного потенциала плазмы, как метод описания неоднородной ионизации плазмы, хорошо согласуется с экспериментальными данными, и пригодна для описания коллективного взаимодействия конденсированных частиц и образования упорядоченных структур в термической столкновительной (дымовой) плазме.

1. **Shukla P. K.** A survey of dusty plasma physics // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No 5. – P. 1791-1803.
2. **Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф.** Пылевая плазма // *УФН*. – 2004. – Т. 174, № 5. – С. 495-544.
3. **Tsytoich V. N.** Dust plasma crystals, drops and clouds // *Phys. Usp.* – 1997. – V. 40 (1). – P. 53-94.
4. **de Angelis U.** Pair potential from structure data in dusty plasmas // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No 5. – P. 1751-1752.
5. **Avinash K.** “Voids” and phase separation in complex (dusty) plasmas // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No 6. – P. 2601-2604.
6. **Collison W. Z., Kushner M. J.** Ion drag effects in inductively coupled plasmas for etching // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 68 (7). – P. 903-905.
7. **Ignatov A. M., Amiranashvili S. G.** Radiometric force in dusty plasmas // *Phys. Rev E*. – 2000. – V. 63, No 1. – P. 017402.
8. **Ivlev A. V., Zhdanov S. K., Khrapak S. A., Morfill G. E.** Kinetic approach for the ion drag force in a collisional plasma // *Phys. Rev. E*. – 2005. – V. 71, No 1. – P. 016405.

9. **Tsytovich V. N.** General Principles for the Formation of Dust Self-Organizing Structures. Dust Collective Attraction and Plasma Crystal Formation // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50, No 2. – P. 184-195.
10. **Драган Г. С., Мальгота А. А., Протас С. К., Смагленко Т. Ф., Соколов Ю. В., Чесноков М. Н.** Экспериментальное исследование конденсированной дисперсной фазы продуктов сгорания твердого топлива // *Тр. межд. научн.-техн. совещания по МГДЭС на угле.* – Алма-Ата. – 1982. – С. 77-80.
11. **Dragan G. S.** Dusty and smoky plasmas // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50, No 2. – P. 130-134.
12. **Vishnyakov V. I., Dragan G. S.** Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V. 49, No 2. – P. 132-137.
13. **Вишняков В. И., Драган Г. С., Маргашук С. В.** Межфазные взаимодействия в низкотемпературной плазме // *Химия плазмы* Под ред. Б. М. Смирнова. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – Вып. 16. – С. 98 – 120.
14. **Драган Г. С.** Межфазные термодинамические взаимодействия в плазме продуктов сгорания // *Вестник Одес. гос. ун-та.* – 2003. – Т. 8. – В. 2: Физ.-мат. науки. – С. 163-185.
15. **Vishnyakov V. I., Dragan G. S.** Ionization Equilibrium in a Thermal Plasma-Solid Contact // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V. 49, No 3. – P. 229-235.
16. **Vishnyakov V. I.** Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // *Phys. Plasmas.* – 2005. – V. 12, No 10. – P. 103502.
17. **Киреев П. С.** Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1969. – 590 с.
18. **Рывкин С. М.** Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963. – 494 с.
19. **Чан П., Тэлбот Л., Турян К.** Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение). – М.: Мир, 1978. – 201 с.
20. **Zafiu C., Melzer A., Piel A.** Nonlinear resonances of particles in a dusty plasma sheath // *Phys. Rev. E.* – 2001. – V. 63, No 6. – P. 066403.
21. **Avinash K.** Ionization instability of acoustic modes in dusty plasma with ion drag charging dynamics // *Phys. Plasmas.* – 2001. – V. 8, No 1. – P. 351-357.
22. **Kennedy R. V., Allen J. E.** The floating potential of spherical probes and dust grains. II: Orbital motion theory // *J. Plasma Phys.* – 2003. – V. 69, Part 6. – P. 485-506.
23. **Singh R., Bora M. P.** Electron-drift driven ion-acoustic mode in a dusty plasma with collisional effects // *Phys. Plasmas.* – 2000. – V. 7, No 6. – P. 2335-2339.
24. **Shukla P.K.** A survey of dusty plasma physics // *Phys. Plasmas.* – 2001. – V. 8, No. 5 – P. 1791-1803.
25. **Lampe M., Joyce G., Ganguli G., Gavrishchaka V.** Interactions between dust grains in a dusty plasma // *Phys. Plasmas.* – 2000. – V. 7, No 10. – P. 3851-3861.
26. **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.
27. **Bystrenko O., Zagorodny A.** Screening of Dust Grains in a Weakly Ionized Gas. Effects of Charging by Plasma Currents // *Phys. Rev. E.* – 2003. – V. 67, No 6. – P. 066403.
28. **Pal' A. F., Serov A. O., Starostin A. N., Filippov A. V., Fortov V. E.** Non-Self-Sustained Discharge in Nitrogen with a Condensed Dispersed Phase // *JETP.* – 2001. – V. 92, No 2. – P. 235-245.
29. **Pal' A. F., Starostin A. N., Filippov A. V.** Charging of Dust Grains in a Nuclear-Induced Plasma at High Pressures // *Plasma Phys. Rep.* – 2001. – V. 27, No 2. – P. 143-152.
30. **Pal' A. F., Sivokhin D. V., Starostin A. N., Filippov A. V., Fortov V. E.** Potential of a Dust Grain in a Nitrogen Plasma with Condensed Disperse Phase at Room and Cryogenic Temperatures // *Plasma Phys. Rep.* – 2002. – V. 28, No 1. – P. 28-39.

31. **Filippov A. V., Dyatko N. A., Pal' A. F., Starostin A. N.** Development of a Self-Consistent Model of Dust Grain Charging at Elevated Pressure Using the Method of Moments // *Plasma Phys. Rep.* – 2003. – V. 29, No 3. – P. 190-202.
32. **Hou Lu-Jing, Wang You-Nian, Mis'kovic Z. L.** Induced potential of a dust particle in a collisional radio-frequency sheath // *Phys. Rev. E.* – 2003. – V. 68, No 1. – P. 016410.
33. **Leonov A. G., Pal' A. F., Starostin A. N., Filippov A. V.** Dusty Photoresonant Plasma with Coulomb Collisions // *JETP.* – 2004. – V. 99, No 1. – P. 61-72.
34. **Vishnyakov V. I.** Nonequilibrium Charge Carriers in Thermal Plasma-Metal Contact // *Ukr. J. Phys.* – 2006. – V. 51, No 4. – P. 352-357.
35. **Чэн Ф.** Электрические зонды. – В кн.: Диагностика плазмы Под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. – С. 94.
36. **Шотт Л.** Электрические зонды. – В кн.: Методы исследования плазмы Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971. – С. 459.
37. **Antipov S. N., Samarian A. A., Petrov O. F., Nefedov A. P.** Behavior of a Dust Grain in the Double Layer of an Electric Probe in a Gas-Discharge Plasma // *Plasma Physics Reports.* – 2001. – V. 27. – P. 340-346.
38. **Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C., O'Neill J. O., Coultas D. K.** Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68, No 3. – P. 313-316.
39. **Алексеев Б. В., Котельников В. А.** Зондовая диагностика плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 205 с.
40. **Бенилов М. С.** Диагностика низкотемпературной плазмы Под ред. М. Ф. Жукова и А. А. Овсянникова. – Новосибирск: Наука, 1994. – С. 214.
41. **Tsytoich V. N., Bingham R., de Angelis U., Forlani A.** Collective plasma processes in the solar interior and the problem of the solar neutrinos deficit // *Phys. Usp.* – 1996 – V. 39 (2). – P. 103-128.
42. **de Angelis U., Forlani A., Masiello G.** Mean spherical model for strongly coupled dusty plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2000. – V. 7, No 8. – P. 3196-3203.
43. **Tsytoich V. N., de Angelis U.** Kinetic theory of dusty plasmas. III. Dust-dust collision integrals // *Phys. Plasmas.* – 2001. – V. 8, No 4. – P. 1141-1153.
44. **Samsonov D., Ivlev A. V., Morfill G. E., Goree J.** Long-range attractive and repulsive forces in a two-dimensional complex (dusty) plasma // *Phys. Rev. E.* – 2001. – V. 63, No 2. – P. 025401(R)
45. **Konopka U., Samsonov D., Ivlev A. V., Goree J., Steinberg V., Morfill G. E.** Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields // *Phys. Rev. E.* – 2000. – V. 61, No 2. – P. 1890-1898.
46. **Vladimirov S. V., Maierov S. A., Cramer N. F.** Dynamics of the charging and motion of a macroparticle in a plasma flow // *Phys. Rev. E.* – 2001. – V. 63, No 4. – P. 045401.
47. **Akdim M. R., Goedheer W. J.** Modeling of voids in colloidal plasmas // *Phys. Rev. E.* – 2001. – V. 65, No 1. – P. 015401(R).
48. **Tsytoich V. N., Vladimirov S. V., Morfill G. E., Goree J.** Theory of collision-dominated dust voids in plasmas // *Phys. Rev. E.* – 2001. – V. 63, No 5. – P. 056609.
49. **Ostrikov K. N., Kumar S., Sugai H.** Charging and trapping of macroparticles in near-electrode regions of fluorocarbon plasmas with negative ions // *Phys. Plasmas.* – 2001. – V. 8, No 7. – P. 3490-3497.
50. **Khrapak S., Ratinskaia S., Zobnin A.** Measurement of dust grain charge in a weakly ionized plasma of a DC discharge // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 151, No 2. – P. 151-156.
51. **Mamun A. A., Shukla P. K.** Streaming instabilities in a collisional dusty plasma // *Phys. Plasmas.* – 2000. – V. 7, No 11. – P. 4412-4417.

52. **Ostrikov K. N., Kumar S., Sugai H.** Charging and trapping of macroparticles in near-electrode regions of fluorocarbon plasmas with negative ions // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No 7. – P. 3490-3497.
53. **Wang X., Bhattacharjee A., Gou S. K., Goree J.** Ionization instabilities and resonant acoustic modes // *Phys. Plasmas*. – 2001. – V. 8, No 11. – P. 5018-5024.
54. **Morfill G., Tsytovich V. N.** Modeling of complex plasmas under micro-gravity conditions // *Phys. Plasmas*. – 2002. – V. 9, No 1. – P. 4-16.
55. **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.
56. **Вишняков В. И.** Агломерация частиц в термической плазме // *Физика аэродисп. систем*. – Одесса: Астропринт, 2003. – В. 40. – С. 263-273.
57. **Vishnyakov V. I., Dragan G. S.** Thermodynamic Reasons of Agglomeration of Dust Particles in the Thermal Dusty Plasma // *Cond. Matter Phys.* – 2003. – V. 6, No 4. – P. 687-692.
58. **Yakubov I. T., Khrapak A. G.** Thermophysical and Electrophysical Properties of Low-Temperature Plasma with Condensed Disperse Phase // *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.* – 1989. – v. 2. – P. 269-337.
59. **Mohideen U., Rahman H. U., Smith M. A., Rosenberg M., Mendis D. A.** Inter-grain Coupling in Dusty-Plasma Coulomb Crystals // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81, No 2. – P. 349-352.
60. **Goree J., Morfill G. E., Tsytovich V. N., Vladimirov S. V.** Theory of dust voids in plasma // *Phys. Rev. E*. – 1999. – V. 59, No 6. – P. 7055-7067.
61. **Thomas E., Avinash K., Merlino R. L.** Probe induced voids in a dusty plasma // *Phys. Plasmas*. – 2004. – V. 11, No 5. – P. 1770-1774.
62. **Klindworth M., Piel A., Melzer A., Konopka U., Rothermel H. Tarantik K., Morfil G. E.** Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93, No 19. – P. 195002.