

ЗАРЯД И СТРУКТУРЫ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. Н. Антипов^а, Э. И. Асиновский^а, А. В. Кириллин^а, С. А. Майоров^{б*},
В. В. Марковец^а, О. Ф. Петров^а, В. Е. Фортвов^а

^а Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия

^б Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 мая 2007 г.

Рассмотрена пылевая плазма в разряде постоянного тока при низких (криогенных) температурах газа. Представлены результаты экспериментов по формированию плазменно-пылевых структур монодисперсных частиц полистирола ($d = 5.44$ мкм) в тлеющем разряде постоянного тока при криогенных температурах в диапазоне 4.2–77 К. Методом молекулярной динамики проведены расчеты функции распределения ионов по скоростям и зарядки пылевых частиц при криогенных температурах. Основное внимание уделено корректному учету ион-атомных столкновений, что позволило понять основные механизмы наблюдаемого в эксперименте увеличения плотности пылевых частиц при понижении температуры газа в разряде.

PACS: 52.27.Lw, 52.80.-s, 34.70.+e

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма с макрочастицами, или пылевая плазма, в настоящее время является объектом многочисленных исследований [1]. В экспериментах наблюдаются различные плазменно-пылевые структуры, упорядоченность в которых связывают с кулоновским взаимодействием. Данная работа посвящена исследованию пылевой плазмы в газовом разряде постоянного тока, при охлаждении стенок газоразрядной трубки до криогенных температур. Как показывают эксперименты, охлаждение стенок газоразрядной трубки до криогенных температур приводит к радикальному изменению свойств плазмы тлеющего разряда.

Эксперименты с плазмой тлеющего разряда в гелии при температуре атомов меньше 100 К показали, что особенности такой плазмы с понижением температуры усиливаются [2]. При 77 К в области малых токов и приведенных электрических полей меняется вид зависимости тока от напряжения — наблюдается рост напряженности поля с увеличе-

нием тока. Этот участок характеристики, названный H - T -переходом, свойствен только криогенной плазме. Он характеризуется увеличением интенсивности молекулярных полос He_2^+ , изменением вида зондовых характеристик и характера неоднородности электрического поля по длине положительного столба — оно становится больше вблизи анода. Такая форма разряда изучалась в ряде работ [3, 4] и было установлено, что она связана с кинетическими процессами с участием метастабильных состояний гелия, однако в целом удовлетворительного объяснения наблюдаемое состояние криогенной плазмы не получило.

Понижение температуры атомов приводит к увеличению доли тройных соударений и вследствие этого возможно также изменение молекулярного состава — образование молекулярных ионов. К сожалению, кинетика молекулярных ионов в криогенном разряде недостаточно изучена и сложна для численного моделирования.

Длина свободного пробега ионов в экспериментах с пылевой плазмой обычно значительно превышает характерные размеры задачи (размер пылевой частицы, длину экранирования), поэтому использова-

*E-mail: mayorov_sa@mail.ru

ние модели бесстолкновительной плазмы является вполне оправданным при определении многих характеристик макрочастиц в плазме. Однако в работах последних лет [5–11] обращено внимание на то, что даже редкие столкновения ионов могут сильно менять характеристики экранирования и зарядки пылинок. Поскольку сечения ион-атомных столкновений увеличиваются с понижением энергии столкновения, с уменьшением температуры атомов повышается влияние ион-атомных столкновений на многие характеристики пылевой плазмы: сильно меняется распределение ионов по скоростям, растет ионный ток на пылевую частицу, происходит увеличение облака связанных ионов вокруг частицы. Кроме того, столкновения, обусловленные резонансной перезарядкой ионов на атомах собственного газа, могут также влиять на силу взаимодействия пылевой частицы с потоком (возникает эффективная реактивная сила, ускоряющая частицу против потока) [11]. Эти столкновения приводят также и к дополнительному расталкиванию пылинок (появляется эффективная рекомбинационная сила) [11]. Анализ влияния понижения температуры нейтральной компоненты на пылевую плазму естественно начать с изучения влияния на характеристики разряда — функцию распределения ионов, пространственное распределение поля и концентрации электронов, ионов и атомов.

Впервые эксперименты с охлаждением пылевой плазмы газового разряда до 77 К проведены в работе [12], где была показана возможность формирования в криогенной плазме значительно более плотных пылевых структур по сравнению со структурами в разряде при комнатной температуре. Авторами работы [12] было выдвинуто предположение о существенном уменьшении ионного дебаевского радиуса в криогенной плазме, что являлось на их взгляд основной причиной сближения пылевых частиц.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по формированию плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока при криогенных температурах в диапазоне 4.2–77 К. На основе исследования кинетики ионов в криогенном газовом разряде проведено теоретическое обоснование влияния охлаждения нейтральной компоненты плазмы газового разряда на увеличение плотности плазменно-пылевых структур. Методом молекулярной динамики были проведены расчеты заряда пылевых частиц в зависимости от температуры газа и плотности пылевой компоненты.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились с тлеющим разрядом постоянного тока в вертикально ориентированной стеклянной трубке, помещенной в криостат — цилиндрическую систему из двух стеклянных сосудов Дьюара. Внешний сосуд Дьюара использовался в качестве тепловой защиты и заполнялся жидким азотом. Во внутреннем сосуде под крышкой криостата располагалась стеклянная разрядная трубка диаметром 1.2 см с расстоянием между электродами 40 см. Верхним электродом был полый цилиндрический анод, через который пыль инжектировалась в разряд. Частицы содержались в контейнере с сетчатым дном и располагались над анодом. Разряд создавался в гелии при давлениях порядка 1 Торр (здесь и далее для обозначения плотности нейтральной компоненты приводятся величины давления при комнатной температуре) и токах разряда порядка 0.1 мА.

Подробная схема экспериментальных измерений приведена в работах [13, 14], где описаны результаты первых экспериментальных наблюдений при температурах 77 и 4.2 К. Дополнительным усовершенствованием, используемым в настоящей работе, являлась возможность непрерывного изменения и диагностики температурного режима. Продувка внутреннего объема сосуда Дьюара парами жидкого гелия позволяла менять температуру стенок разрядной трубки в диапазоне 4.2–77 К. Контроль температуры осуществлялся при помощи кремниевого датчика, установленного на внешней поверхности стенки разрядной трубки, вблизи области формирования плазменно-пылевых структур. Температурный датчик был теплоизолирован от внешней охлаждающей среды и измерял температуру стенки трубки с точностью не хуже 1–2 К.

Для формирования плазменно-пылевых структур использовались монодисперсные полистирольные сферы диаметром 5.44 ± 0.09 мкм. Для подсветки частиц в криостат через оптоволоконный кабель вводилось лазерное излучение твердотельного лазера с диодной накачкой с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Наблюдения проводились через окна сосудов Дьюара шириной 1 см с помощью ПЗС-видеокамеры с частотой съемки 25 кадров в секунду. Для генерации стабильных страт в широком диапазоне параметров разряд локально сжимался при помощи дополнительного стеклянного цилиндра, расположенного в нижней части разрядной трубки. В верхней своей части цилиндр сужался до капилляра с внут-

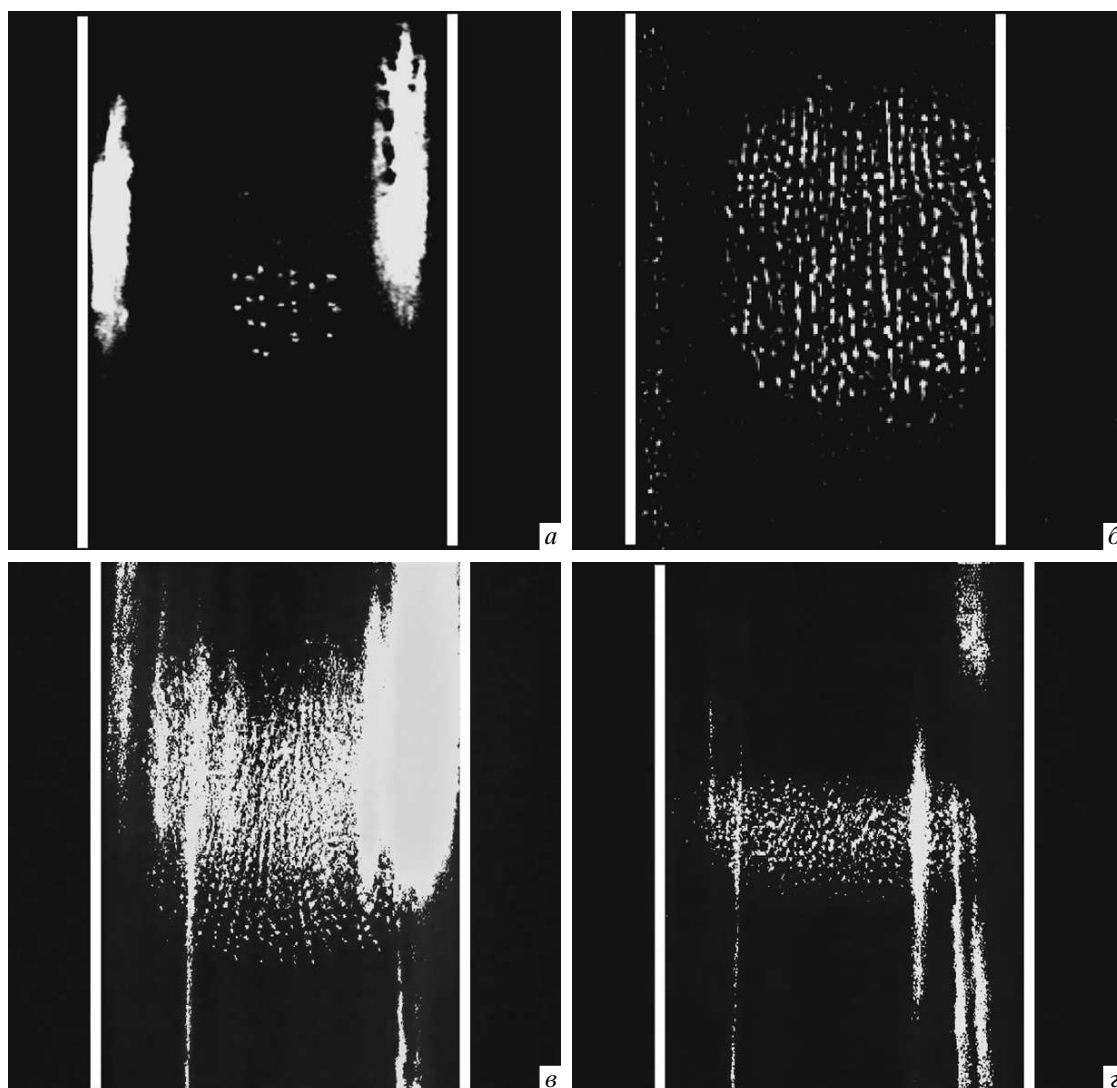


Рис. 1. Плазменно-пылевые структуры при криогенных температурах (вид сбоку). Прямыми вертикальными линиями обозначены границы области наблюдения (ширина области приблизительно 4–6 мм); пятна и вертикальные полосы — паразитные блики лазерного излучения от стенок разрядной трубки; *а*) комнатная температура, $i = 0.8$ мА, $p = 2$ Торр; *б*) 77 К, $i = 0.5$ мА, $p = 2$ Торр; *в*) 50 К, $i = 0.5$ мА, $p = 5$ Торр; *г*) 25 К, $i = 0.2$ мА, $p = 5$ Торр

ренным диаметром 0.1 см. Результаты экспериментов показали, что, как в разряде при комнатной температуре, так и в криогенном разряде, над капилляром образуются неподвижные страты, в которых происходит формирование плазменно-пылевых структур. Наблюдения проводились в первой страте над сужением разряда.

В экспериментах при комнатной температуре наблюдалось формирование характерных для тлеющего разряда постоянного тока анизотропных кристаллических пылевых структур с выделенным направлением вдоль оси разряда (см. [15]). Пылевые час-

тицы в этом случае упорядочиваются в вертикальном направлении в нитеподобные образования (пылевые цепочки), состоящие из 2–10 частиц. Количество цепочек может меняться от нескольких единиц до нескольких десятков, а общее число частиц обычно не превышает 10^2 . На рис. 1*а* представлена подобная кристаллическая структура, полученная при токе разряда $i = 0.5$ мА и давлении газа $p = 2$ Торр. Межчастичное расстояние l_p для этих параметров разряда составило 500–750 мкм [13, 14].

При переходе к криогенным температурам вид пылевой структуры и динамика пылевых

частиц в ней изменяются. При температуре 77 К (рис. 1б) наблюдалось формирование крупных плазменно-пылевых структур (порядка 10^3 частиц), состоящих из цепочек большой длины (15–20 пылевых частиц). Межчастичное расстояние в цепочках составляло 200–250 мкм [13, 14], что демонстрирует увеличение плотности пылевой структуры при 77 К по сравнению с комнатной температурой не менее чем на порядок при тех же значениях плотности нейтрального газа и разрядного тока.

При дальнейшем непрерывном охлаждении разряда продолжалось уменьшение межчастичных расстояний в пылевой структуре, изменялась форма структуры и динамика пылевых частиц в ней. При температурах 30–50 К (рис. 1в) межчастичные расстояния уменьшались до 120–160 мкм, структура заполняла собой весь объем головы страты и представляла собой сложное образование, сочетающее в себе кристаллический порядок и конвективные движения. Цепочечное упорядочение пылевых частиц сохранилось лишь в нижней части структуры, при этом изменилась ориентация цепочек — чем дальше цепочка располагалась от оси разряда, тем больше был ее наклон к вертикальной оси (оси разряда). Уменьшение межчастичных расстояний при охлаждении разряда наблюдалось до тех пор, пока не появлялись нестабильности горения разряда, при развитии которых не удавалось удержать пылевые частицы при том же разрядном токе — они выпадали на дно разрядной трубки. При температурах, меньших 30 К, наблюдения за частицами велись после уменьшения разрядного тока до 0.2 мА, когда горение разряда стабилизировалось. Формирующиеся при этом структуры имели порядок, близкий к жидкостному. На рис. 1г показана пылевая структура с вихревым движением, аналогичная пылевым вихрям, формирующимся при комнатной температуре [16, 17], которая наблюдалась при 25 К. Увеличение плотности плазменно-пылевых структур регистрировалось вплоть до конденсации гелия в сосуде Дьюара, когда охлаждающий парообразный гелий переходит в жидкое состояние (4.2 К) и при этом в значительной степени ухудшаются условия наблюдения за пылевыми частицами (измерение межчастичных расстояний сильно затруднено). Расстояния между пылевыми частицами при 4.2 К не превышали 30 мкм [13, 14].

Несмотря на большие погрешности измерений, связанные с трудностями наблюдения пылевых структур через окна криостата, а также на различие в плотностях нейтральной компоненты при разных температурах газа (5 Торр при 4.2–50 К и 2 Торр

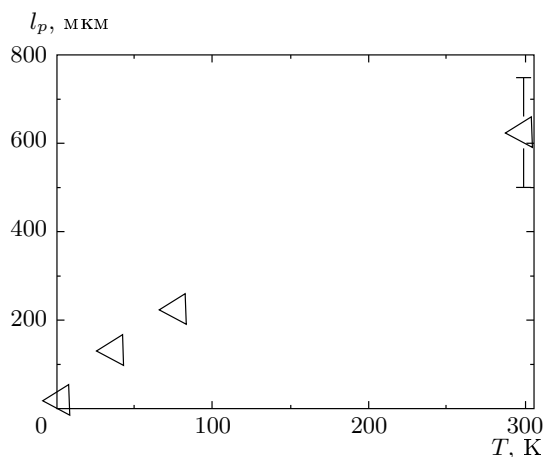


Рис. 2. Зависимость межчастичного расстояния l_p в плазменно-пылевых структурах от температуры нейтральных атомов. Нанесенные точки соответствуют величинам межчастичного расстояния в пылевых цепочках: при комнатной температуре, при охлаждении стенок разрядной трубки жидким азотом (77 К), при охлаждении стенок трубки парами жидкого гелия до температур 25–50 К, при охлаждении стенок трубки жидким гелием (4.2 К)

при 77 К, 300 К), полученные экспериментальные результаты дают качественное представление о характере изменения плотности плазменно-пылевых структур при охлаждении разряда до низких (криогенных) температур. Приведенные на рис. 2 точки демонстрируют сильную зависимость $l_p(T)$ нелинейного характера. При анализе механизмов этого явления необходимо подробное, с учетом ион-атомных столкновений, рассмотрение деформации функции распределения ионов по скоростям при низких температурах атомов газа.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДА ПЫЛИНОК ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА И ПЛОТНОСТИ ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ

3.1. Зависимость характеристик ионного потока от температуры газа

Понижение температуры газа может приводить к тому, что функция распределения ионов по скоростям при низких температурах атомов газа может сильно отличаться от равновесного распределения. Поэтому задача определения функции распределения ионов является одной из наиболее важных при анализе экспериментальных данных о свойствах пылевых структур [11].

Для оценки влияния столкновений ионов на характеристики потока ионов в разряде постоянного тока в гелии при криогенных температурах были выполнены расчеты методом Монте-Карло. Из них следует, что в условиях проведенных экспериментов эффективная температура ионов с уменьшением температуры газа меняется слабо, что является следствием разогрева ионов в сильном электрическом поле разряда. Это означает, что охлаждение нейтральной компоненты газового разряда не приводит к сильному охлаждению ионов и значительному уменьшению ионного радиуса Дебая вследствие этого. Таким образом, уменьшение межчастичного расстояния, наблюдаемое в экспериментах (см. рис. 1), не может быть объяснено уменьшением температуры ионов.

При разряде в гелии при низких температурах может происходить конверсия иона He^+ в молекулярные ионы He_2^+ и He_3^+ [2]. Были проведены расчеты характеристик потока молекулярных ионов в условиях этих экспериментов. Согласно результатам расчетов, эффективная температура молекулярных ионов He_3^+ значительно превышает температуру газа, следовательно, молекулярные ионы He_3^+ будут с большой вероятностью распадаться при столкновениях с атомами. Поэтому в самом разряде при наличии сильного поля (порядка 10 В/см) молекулярных ионов не будет.

Важным следствием разогрева ионов в электрическом поле является изменение длины экранирования заряда макрочастицы в пылевом кристалле. Радиус Дебая должен определяться с использованием не температуры атомов, а эффективной ионной температуры $T_{eff} = (2/3)\langle\varepsilon\rangle$, которая складывается из теплового и направленного движения ионов. Для приведенных параметров плазмы эффективная температура значительно превышает температуру атомов, следовательно, фактором разогрева ионов в электрическом поле нельзя пренебрегать при определении заряда пылевой частицы, характерной длины экранирования ее заряда и при вычислении сил взаимодействия пылевых частиц между собой и с ионным потоком. Детальный анализ функций распределения показывает, что, несмотря на большую разницу между температурами T_{\parallel} и T_{\perp} (см. [11]), распределение по модулю скорости очень хорошо описывается максвелловской функцией

$$\left(\frac{m}{2\pi T_{eff}}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_{eff}}\right).$$

Значительное отличие наблюдается только для больших скоростей, но, поскольку общее число ионов

в этой части функции распределения мало, для определения грубых, макроскопических характеристик плазмы при моделировании можно использовать значения T_{eff} .

Уменьшение температуры нейтральной компоненты оказывает существенное влияние также и на заряд пылевых частиц и параметры его экранирования в плазме разряда.

3.2. Зарядка пылевой частицы

Рассмотрим неподвижную отрицательно заряженную сферу радиуса a , имеющую заряд $Q = -eZ < 0$. Будем считать, что радиус сферы, длина экранирования и средняя длина свободного пробега иона до перезарядки удовлетворяют условиям

$$a \ll \lambda_D \ll \lambda_{st}, \quad (1)$$

а температуры электронов, ионов и атомов — условиям

$$T_e \gg T_i \approx T_a. \quad (2)$$

Пылевая частица обычно заряжается таким образом, чтобы ее заряд создавал значительный кулоновский барьер для электронов, при котором средние по времени потоки ионов и электронов на поверхность частицы равны друг другу. В бесстолкновительном приближении часть ионов достигает поверхности пылевой частицы, налетая из бесконечности с положительной полной энергией. Для них хорошо применимо приближение ограниченных орбит ОМЛ (orbital motion limited) [1]. Поток ионов на пылевую частицу в модели ОМЛ совпадает со значением потока, получаемого по модели Ленгмюра и Мотта – Смита,

$$J_{iOML}(a) = \pi a^2 n_{i0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi M}} \left(1 - \frac{e\varphi(a)}{T_i}\right). \quad (3)$$

Поток электронов на частицу определяется из распределения Больцмана:

$$J_e(a) = \pi a^2 n_{e0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} e^{e\varphi(a)/T_e}. \quad (4)$$

При выполнении условий (1), (2) поверхностный потенциал пылевой частицы $\varphi(a) \approx -eZ/a$ и тогда из равенства потоков (3) и (4) следует, что при $n_{i0} = n_{e0}$ поверхностный потенциал в основном определяется температурой электронов и имеет характерное значение

$$e|\varphi(a)| \approx (2-4)T_e. \quad (5)$$

3.3. Столкновительный поток ионов на пылевую частицу

Часть ионов достигает поверхности пылевой частицы из-за того, что они изменили свою траекторию после одного или нескольких столкновений с атомами. Хотя столкновения с атомами обычно маловероятны, этот канал зарядки частиц (за счет столкновений) часто оказывается определяющим [5–10]. Характеристики экранирования при выполнении условий (1), (2) в существенной мере зависят от столкновительной релаксации даже в случае бесконечно малой частоты столкновений.

Рассмотрим рекомбинационный поток $J_{i\text{rec}}$ ионов на пылевую частицу, который определяется частотой таких столкновений в некотором объеме V_0 вблизи частицы, после которых ион оказывается захваченным ее потенциальным полем. Захваченный ион в ходе дальнейших столкновений с большей вероятностью будет терять полную энергию и достигнет поверхности пылевой частицы. Поэтому с хорошей точностью можно положить, что $J_{i\text{rec}}$ определяется числом захваченных ионов в единицу времени. Полагая, что объем V_0 ограничен сферой радиуса $r_0 \gg a$, потенциал внутри которой меняется по закону Кулона $\varphi(r) = -eZ/r$, оценим величину радиуса r_0 из условия равенства потенциальной энергии в поле пылевой частицы и температуры атомов:

$$r_0 = a \frac{e|\varphi(a)|}{T_a}. \tag{6}$$

В малом объеме ΔV (вблизи точки с расстоянием r до центра пылевой частицы) за промежуток времени Δt произойдет $\Delta N_{st}(r) = n_i v \Delta V \Delta t / \lambda_{st}$ столкновений, где n_i — плотность свободных ионов, v — их скорость. Полагая, что $n_i(r) \approx n_{i0}$, $v(r) \approx v_0$, где $v_0 = \sqrt{8T_a/\pi M}$ — тепловая скорость атомов, получаем

$$J_{i\text{rec}} = \int_a^{r_0} \frac{n_i v}{\lambda_{st}} 4\pi r^2 dr \approx \frac{4\pi r_0^3 n_{i0} v_0}{3\lambda_{st}}. \tag{7}$$

Наибольший вклад в интеграл (7) дают столкновения на больших расстояниях от пылевой частицы, поэтому оценка (7) весьма груба из-за неточности определения радиуса захвата (6). Следует иметь в виду, что такие факторы как эффекты экранирования, наличие внешнего поля, ионная фокусировка — могут значительно усложнить задачу определения объема V_0 . Например, сильная экранировка может привести к тому, что $r_0 \approx \lambda_D$.

Характеристики уединенной пылевой частицы в отсутствие внешнего электрического поля при различных температурах газа

№ расчета	1	2	3	4
T_a , К	293	293	77	4.2
$\lambda_{st} = \lambda_{st}(T_a)$, мкм	∞	43	15	15
$\lambda_{Di} = \lambda_D(T_a)$, мкм	37	37	21	4
$-Q/e$	6558	3071	2752	2009
$\Delta Q/e$	75	64	54	70

Примечание. Приведены следующие результаты расчетов методом частиц: длина свободного пробега ионов λ_{st} , ионный радиус Дебая $\lambda_{Di} = (T_a/4\pi e^2 n_i)^{1/2}$, средний по времени заряд частицы и его среднеквадратичное отклонение от среднего.

3.4. Результаты расчетов зарядки пылевой частицы при различных температурах атомов

Продемонстрируем влияние температуры атомов на заряд пылевых частиц на примере результатов расчетов зарядки в гелиевой плазме при комнатных и криогенных температурах (жидкого азота и гелия). Во всех приведенных ниже расчетах, выполненных методом частиц в ячейке (PIC), температура электронов полагалась равной 3 эВ, плотности ионов — $n_i = 10^9 \text{ см}^{-3}$, радиус пылевой частицы — 2.72 мкм. Для простоты также рассмотрим случай неподвижной плазмы, при котором внешнего поля и ионного дрейфа нет.

Вначале рассмотрим случай комнатной температуры буферного газа. Для этого случая была решена задача зарядки пылевой частицы в неподвижной двухтемпературной плазме гелия, состоящей из однократно заряженных ионов с $z = 1$ и температурой ионов $T_i = 0.025$ эВ, при давлении газа 1 Торр (плотность атомов газа $n_a \approx 3.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Будем учитывать ион-атомные столкновения только одного типа — столкновения иона с резонансной перезарядкой на собственном атоме. Сечение резонансной перезарядки иона гелия на неподвижном атоме слабо зависит от энергии иона и может быть аппроксимировано следующей функцией:

$$\sigma_{res}(\varepsilon) = \sigma_{res}(\varepsilon_0) [1 + a_0 \ln(\varepsilon_0/\varepsilon)]^2, \tag{8}$$

где константы аппроксимации равны $\varepsilon_0 = 1$ эВ, $a_0 \approx 0.0557$, $\sigma_{res}(\varepsilon_0) = \sigma_0 \approx 2.79 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$ [18].

Результаты расчетов среднего заряда и величины флуктуаций представлены в таблице. Расчет № 1 выполнен без учета ион-атомных столкновений, в расчете № 2 приведен заряд, посчитанный с учетом ион-атомных столкновений с резонансной перезарядкой. Сравнение результатов этих двух расчетов показывает, что даже в разряде при комнатной температуре столкновения ионов оказываются важны для процесса формирования заряда пылевой частицы. Соответственно, велико и влияние облака связанных ионов, которые вносят дополнительное экранирование отрицательного заряда частицы (более подробное рассмотрение влияния столкновений и связанных ионов на характеристики экранирования см. в [9, 10]).

Результаты моделирования зарядки пылевой частицы в криогенном разряде при температуре жидкого азота и гелия и плотности нейтральных атомов $n_a \approx 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (5 Торр при нормальных условиях), что соответствует условиям проведенных экспериментов, также приведены в таблице — расчеты №№ 3, 4.

На рис. 3 представлены результаты расчетов зарядки пылевой частицы методом частиц в ячейке для трех температур газа с учетом ион-атомных столкновений — расчеты №№ 2, 3, 4. Приведенные результаты демонстрируют существенное влияние температуры газа на заряд и экранирование частицы, следует отметить также, что с понижением температуры газа и значительным (примерно в полтора раза) уменьшением заряда наблюдается даже некоторое увеличение абсолютной величины флуктуаций заряда. Это противоречит обычно наблюдаемой зависимости величины флуктуаций от заряда [10], и это обстоятельство может быть связано с увеличением роли облака связанных ионов в формировании ионного потока на пылевую частицу.

Таким образом, уменьшение заряда пылевых частиц вследствие ион-атомных столкновений может являться важным механизмом в формировании плотных плазменно-пылевых структур при криогенных температурах. Помимо этого, вследствие увеличения плотности структур в криогенных разрядах, при рассмотрении механизмов сближения частиц необходимо учитывать взаимовлияние пылевых частиц. При криогенных температурах газа и сильном внешнем поле столкновительный поток ионов на финитные орбиты вокруг пылевых частиц резко возрастает и заряд облака захваченных ионов может достигать величины порядка 30–40 % от заряда на пылевой частице. При этом происходит усиление экранирования отрицательного заряда пылевой час-

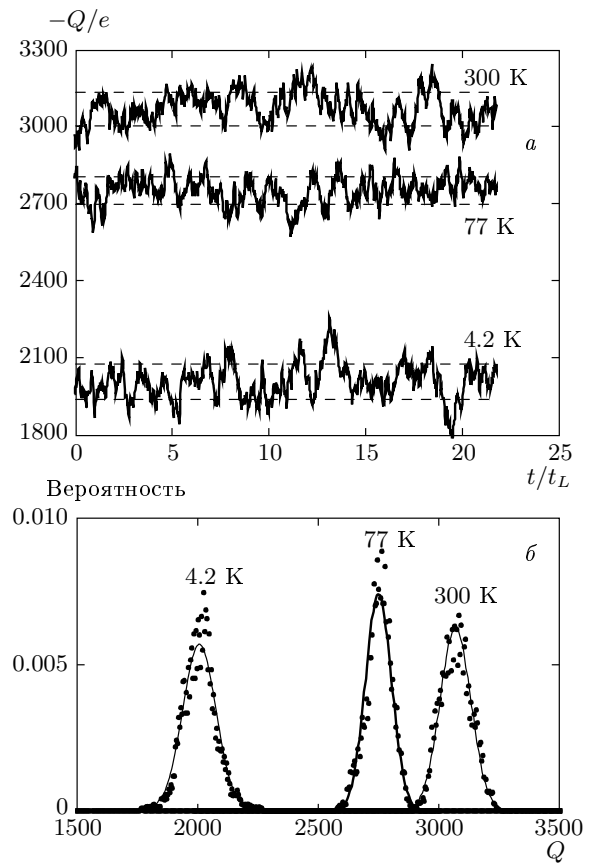


Рис. 3. а) Пример зависимостей от времени зарядов пылевых частиц для расчетов №№ 2, 3, 4 из таблицы. б) Распределения вероятности заряда пылевых частиц для этих же расчетов. Точки — результат моделирования, горизонтальные штриховые линии на рис. а показывают дисперсию от среднего значения, сплошные кривые на рис. б — распределение Гаусса со средним значением и дисперсией, определенной по результатам моделирования

тицы и вследствие этого уменьшение межчастичного расстояния.

3.5. Зависимость заряда от концентрации пылевых частиц в структуре

Рассмотрение конечного числа ионов N_i в моделируемом объеме (в данном случае — в сфере) можно связать со случаем, когда в плазме имеется не одна, а достаточно большое число пылевых частиц $N_d \gg 1$. В этом случае можно ввести определение концентрации пылевых частиц как $n_d = N_d/r_G^3$, где расстояние до ближайшей частицы в кубической решетке $r_G = 2r_N$. Радиус шарового слоя r_N , в кото-

ром находятся частица радиуса a и заданное число ионов N_i , определяется из соотношения

$$N_i = \frac{4\pi}{3}(r_G^3 - a^3)n_i.$$

Показателем взаимовлияния пылевых частиц на их заряд является параметр Хавнеса (Havnes parameter)

$$P = n_d|Q|/en_e, \tag{9}$$

который равен отношению суммы зарядов на пылевых частицах к суммарному заряду электронов плазмы.

Для изучения взаимовлияния пылевых частиц на их заряд в криогенном разряде проведены расчеты зарядки пылевой частицы методом частиц в ячейке при различном числе ионов в расчетной ячейке. Качественно это соответствует различной плотности пылевых частиц (различному расстоянию до ближайшей частицы в кубической решетке, здесь $r_G = 2(a^3 + 3N_i/4\pi n_i)^{1/3}$ — диаметр шарового слоя, в котором находятся пылевая частица и заданное число ионов). На рис. 4 приведены результаты расчетов, которые имитируют взаимовлияние зарядки пылевых частиц в пылевом облаке при криогенных температурах. Из сравнения графиков на рис. 4а и 4б следует, что при параметре Хавнеса порядка единицы происходит резкое уменьшение заряда пылевых частиц в структуре.

Таким образом, процесс сближения пылевых частиц сопровождается уменьшением их заряда, что облегчает формирование плотных пылевых структур при криогенных температурах. Следует также отметить, что в вычислительной модели граничные условия для электронов поддерживают их энергетическое распределение по закону Максвелла с заданной температурой. В условиях, когда большая часть электронов высаживается на пылевые частицы, функция распределения может отличаться от максвелловской — будут пропадать электроны, способные преодолеть кулоновский барьер.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, подытожим вкратце основные результаты работы. Экспериментальное исследование процесса формирования плазменно-пылевых структур в разряде в диапазоне температур 4.2–300 К обнаружило сильную зависимость межчастичного расстояния от температуры стенки разрядной трубки.

Анализ с учетом ион-атомных столкновений кинетических процессов взаимодействия пылевых

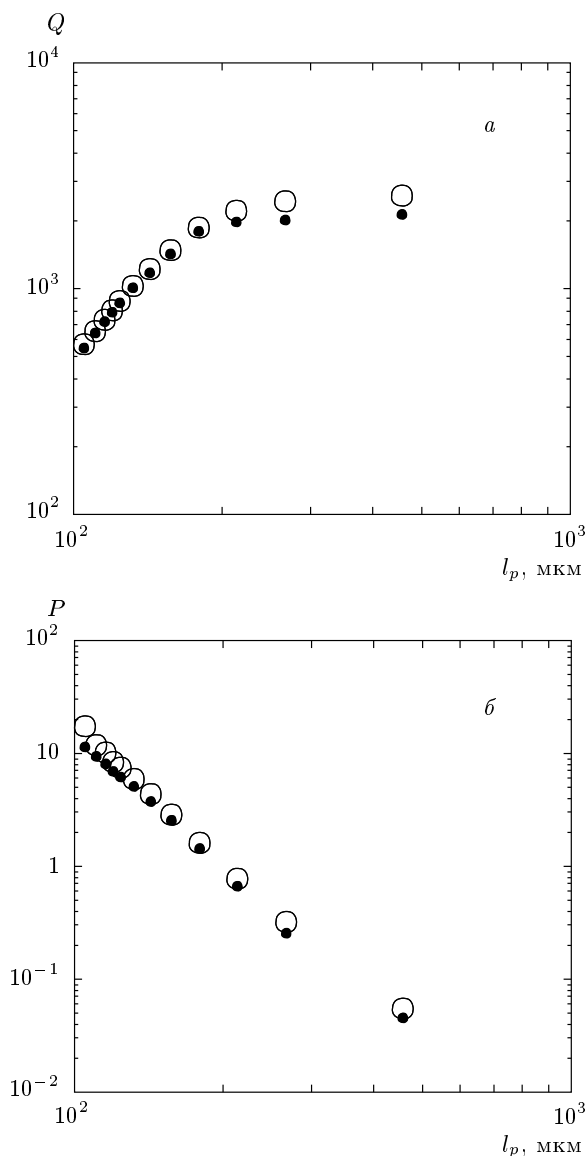


Рис. 4. Результаты расчетов среднего заряда пылевых частиц (а) и параметр Хавнеса (б) в зависимости от межчастичного расстояния в плазменно-пылевой структуре. Плотность атомов соответствует давлениям 2 Торр (300 К) для расчетов при $T = 77$ К (○) и 5 Торр (300 К) — при 4.2 К (●)

частиц с плазменной компонентой при криогенных температурах позволил выделить основные механизмы, приводящие к увеличению плотности плазменно-пылевых структур: понижение температуры стенок газоразрядной трубки вызывает понижение температуры нейтральных атомов и, как следствие, возрастает роль столкновительных эффектов, приводящих к уменьшению заряда пылевых частиц и увеличению облака связанных ионов.

Вопреки ожиданиям, понижение эффективной температуры ионов оказывается недостаточным для существенного уменьшения ионного радиуса Дебая. Разогрев ионов в электрическом поле разряда повышает их эффективную температуру, которая становится в итоге значительно больше температуры нейтральной компоненты.

Авторы благодарят РФФИ (гранты №№ 05-02-16796-а, 06-02-17520-а, 06-08-01554-а) и Нидерландское научное общество NWO (проект 047.016.020) за финансовую поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, УФН **174**, 495 (2004).
2. Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, А. А. Раковец, *Криогенные разряды*, Наука, Москва (1988).
3. E. I. Asinovskii and V. V. Markovets, Phys. Lett. A **319**, 510 (2003).
4. С. П. Актершев, А. В. Кириллин, А. А. Раковец, ТВТ **19**, вып. 3, 475 (1981).
5. J. Goree, Phys. Rev. Lett. **69**, 277 (1992).
6. В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт, В. М. Беданов и др., ЖЭТФ **115**, 877 (1999).
7. A. Melzer, V. A. Schweigert, and A. Piel, Phys. Rev. Lett. **83**, 73194 (1999).
8. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **118**, 554 (2000).
9. M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganduli, and G. Jouce, Phys. Rev. Lett. **86**, 5278 (2001).
10. С. А. Майоров, С. В. Владимиров, Н. Ф. Крамер, Физика плазмы **28**, 1025 (2002).
11. С. А. Майоров, Физика плазмы **32**, 802 (2006).
12. В. Е. Фортов, Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин и др., ДАН **382**, 50 (2002).
13. S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, V. E. Fortov et al., in *Proc. XXVII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (2005), <http://www.icpig2005.nl/cd/D:/pdf/12-316.pdf>.
14. S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, V. E. Fortov et al., AIP Conf. Proc., *New Vistas in Dusty Plasmas*, ed. by L. Boufendi, M. Mikikian, and P. K. Shukla, Mellville, New York (2005), Vol. 799, p. 125.
15. V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky et al., Phys. Lett. A **229**, 317 (1997).
16. О. С. Ваулина, А. А. Самарян, О. Ф. Петров и др., Физика плазмы **30**, 652 (2004).
17. M. M. Vasiliev, S. N. Antipov, and O. F. Petrov, J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 4539 (2006).
18. С. А. Майоров, Кратк. сообщ. по физике ФИАН, № 10, 3 (2006).