

# Пылевые частицы в плазме с кулоновскими столкновениями

А. Г. Леонов, А. Ф. Паль<sup>+</sup>, А. Н. Старостин<sup>+</sup> А. В. Филиппов<sup>+1)</sup>

Московский физико-технический институт  
141700, Московская обл., Долгопрудный, Россия

<sup>+</sup>ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»  
142190 Московская обл., Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2003 г.

Проведены исследования зарядки пылевых частиц в плотной плазме с концентрацией электронов и ионов до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , когда транспортное сечение электронов определяется кулоновскими столкновениями. Установлено, что заряд уединенной пылевой частицы с ростом концентрации электронов растет, в то время как ее потенциал практически постоянен в исследованном диапазоне концентраций электронов  $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что потенциал самосогласованного электрического поля на средних и больших расстояниях от пылевой частицы хорошо аппроксимируется дебаевским, но радиус экранирования оказывается значительно выше даже электронного дебаевского радиуса. Установлена область параметров плотной фоторезонансной плазмы натрия, в которой возможна кристаллизация ансамбля пылевых частиц.

PACS: 52.25.Zb

**Введение.** Сегодня изучение свойств пылевой плазмы вызывает повышенный интерес, что обусловлено рядом ее уникальных свойств. В такой плазме при определенных условиях происходит образование упорядоченной структуры – кулоновского кристалла, исследование которого представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В настоящее время исследования пылевой плазмы проводятся в слабоионизированной низкотемпературной плазме, плотность электронов  $n_e$  в которой не превышает величины  $10^9 \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Согласно современным представлениям, заряд уединенной пылевой частицы практически не зависит от  $n_e$ . Однако по мере увеличения плотности плазмы подвижность электронов все больше будет определяться кулоновскими столкновениями с ионами и в аналитической теории зарядки в гидродинамическом режиме [1, 2] появится падающая логарифмическая зависимость величины заряда пылевой частицы от концентрации плазмы. Следует также отметить, что дебаевский радиус при малых плотностях электронов и ионов велик, что позволяет при разумных параметрах эксперимента удовлетворить условию кристаллизации пылевой компоненты в слабоионизированной плазме (см., например, [3]). При более высоких плотностях заряженных частиц плазмы дебаевский радиус падает, что приводит к ослаблению взаимодействия пылевых частиц и, казалось бы, говорит о невозможности формирования упорядоченных структур в этом слу-

чае. Но как в экспериментах, так и в численных расчетах отмечено, что радиус экранирования заряда пылевой частицы, характеризующий пространственную зависимость ее потенциала, в реальных условиях низкотемпературной плазмы может существенно отличаться от классического (см. обсуждение этого вопроса в [3]), причем с ростом плотности электронов и ионов радиус экранирования начинает превышать даже электронный дебаевский радиус. Это является следствием неприменимости линеаризованной теории Дебая–Гюккеля для открытых систем, примером которой является пылевая плазма. Пылевые частицы непрерывно поглощают электроны и ионы, поэтому такая плазма может существовать только при непрерывном подводе энергии для генерации новых носителей заряда взамен поглощаемых. С ростом концентрации электронов растет степень возмущения плазмы пылевой частицей, поэтому с ростом  $n_e$  растут и отклонения от теории Дебая–Гюккеля. В этой связи в данной работе проведены представляющие фундаментальный интерес исследования процесса нестационарной зарядки пылевых частиц и возможности их кулоновской кристаллизации в плотной плазме при  $n_e \sim 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и относительно малой температуре электронов  $T_e \sim 0.2 \div 0.5 \text{ эВ}$ , что является характерным, например, для фоторезонансной плазмы [4].

**Результаты моделирования зарядки пылевых частиц.** Численные исследования проведены на основе нелокальной модели зарядки в гидродинамическом приближении, описанной в [5]. В рас-

<sup>1)</sup>e-mail: fav@triniti.ru

четах использовались эффективные граничные условия, применимость которых подробно обсуждалась в [3, 5]. Результаты моделирования зарядки уединенной пылевой частицы радиусом  $r_0 = 10$  мкм в плазме аргона при комнатной температуре и концентрации атомов  $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  приведены на рис.1. В расчетах принималось, что основным ионом в плазме является  $\text{Ar}_2^+$ , коэффициент диссоциа-

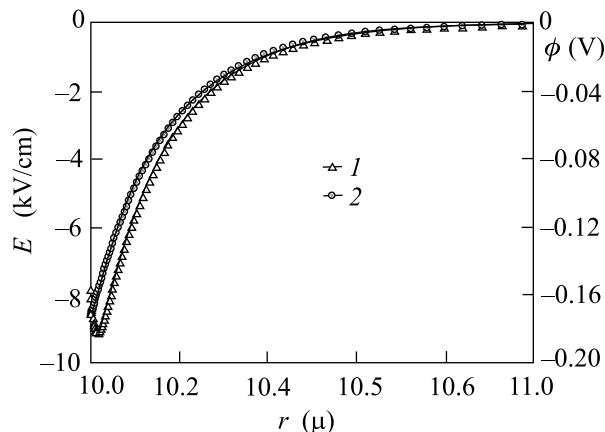


Рис.1. Радиальное распределение электрического поля (кривая 1) и потенциала (2) уединенной пылевой частицы в плазме аргона при  $T_e = 0.4$  эВ,  $r_0 = 10$  мкм,  $n_{e\infty} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_d = 10^8 \text{ см}^{-3}$

тивной рекомбинации которого определяется зависимостью  $\beta_{ei} = 0.85 \cdot 10^{-6} (300/T_e)^{0.67} \text{ см}^3/\text{с}$  [6] (здесь температура электронов в кельвинах, как принято в теории элементарных процессов), подвижность молекулярного иона  $k_i$  задана равной  $2.1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [7]. Быстрая диссоциативная рекомбинация молекулярного иона играет весьма существенную роль в кинетике зарядки пылевых частиц [5]. Полагалось, что температура электронов  $T_e = 0.4$  эВ, а концентрация электронов вдали от частицы  $n_{e\infty} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Как видно из рис.1, радиальная зависимость электрического поля проходит через минимум. Причем радиальное поведение потенциала оказывается достаточно регулярным и монотонным. Немонотонность поля в окрестности пылевой частицы является весьма неожиданной, поэтому остановимся на этом эффекте.

Длина пробега ионов  $\text{Ar}_2^+$  при нормальных условиях  $l_i \approx 0.05$  мкм, а область нарушения квазинейтральности плазмы  $d \sim 1$  мкм, поэтому гидродинамическое описание процессов переноса ионной компоненты корректно. Длина пробега электронов при  $n_e = n_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  равна  $l_{ei} \approx 1.5$  мкм по отношению к столкновениям с нейтралами и ионами, а полная длина пробега с учетом всех столкновений  $l_e \approx 1.1$  мкм. Видно, что  $d$  и  $l_e$  сравнимы друг

с другом, поэтому гидродинамический подход для электронной компоненты становится некорректным. (Следует отметить, что длина пробега  $l_e$  и расстояние от точки минимума до пылевой частицы на рис.1 имеют разный масштаб величин.) В этом случае, вообще говоря, нужен кинетический подход для определения функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Но в плотной плазме электрон-электронные столкновения приводят к максвеллизации ФРЭЭ, а в кнудсеновском слое, где практически отсутствуют столкновения электронов друг с другом и с другими частицами, электрическое поле не нарушает максвелловского характера ФРЭЭ. Поэтому поведение электронной компоненты полностью описывается первыми моментами (не выше второго порядка) ФРЭЭ, то есть уравнениями баланса числа и энергии электронов. Это также приводит, ввиду малости ионного тока и практически полной скомпенсированности дрейфового и диффузионного потоков электронов, к бoльцмановскому распределению электронов в самосогласованном электрическом поле пылевой частицы. Действительно, результаты численного моделирования показывают, что распределение электронов с большой точностью описывается распределением Больцмана (см. рис.2). В этом случае можно показать, что эффективные граничные условия приводят

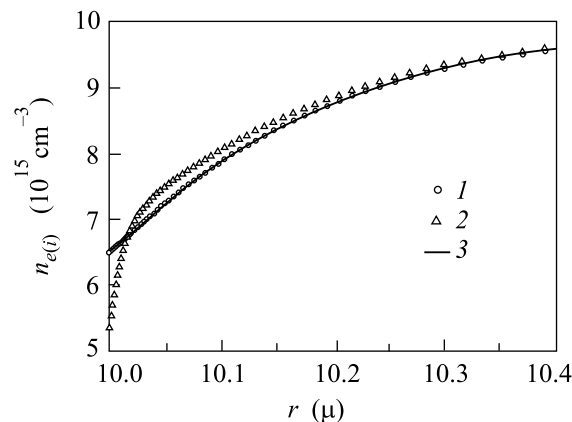


Рис.2. Радиальное распределение концентрации электронов (кривая 1) и ионов (2) в непосредственной близости от уединенной пылевой частицы в аргене при  $T_e = 0.4$  эВ,  $r_0 = 10$  мкм,  $n_{e\infty} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_d = 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Кривая 3 – распределение Больцмана для электронов

к потоку электронов на пылевую частицу, который в бесстолкновительном пределе будет совпадать с потоком, даваемым приближением ограниченных орбит [8], справедливым при  $l_e \gg d$ . Поэтому мы можем заключить, что нелокальная модель зарядки с эффек-

тивными граничными условиями правильно описывает поведение электронной компоненты в рассматриваемых в настоящей работе условиях, а область ее применимости полностью определяется ионной компонентой.

На рис.2 приведены распределения электронов и ионов в непосредственной близости от пылевой частицы, из которых видна причина немонотонности электрического поля. Видно, что концентрация электронов около пылевой частицы уменьшается до значения (определяемого потенциалом электрического поля, концентрацией и температурой электронов вдали), значительно превышающего концентрацию ионов (в гидродинамическом пределе  $l_i/r_0 \rightarrow 0$  концентрация ионов на поверхности пылевой частицы будет стремиться к нулю). Поэтому в окрестности пылевой частицы возникает область отрицательного пространственного заряда, который и приводит к немонотонности электрического поля. Конечно, нельзя утверждать, что плотность ионов в кнудсеновском слое при использовании эффективных граничных условий определяется правильно. Для более точного описания переноса ионов в этом слое необходим учет инерции ионов. Но это приведет к росту скорости ионов и, вследствие постоянства потока, к еще более резкому падению концентрации ионов в кнудсеновском слое, что обострит обнаруженный эффект.

Как уже упоминалось ранее, в известных теориях зарядки [1, 2, 8] заряд уединенной пылевой частицы не зависит от концентрации электронов вдали  $n_{e\infty}$ . Для плотной плазмы с рассматриваемыми в настоящей работе параметрами применимость этих теорий находится под вопросом, поэтому исследование влияния  $n_{e\infty}$  на величину заряда представляет фундаментальный интерес. На рис.3 приведены заряд и потенциал пылевых частиц в плазме аргона с кулоновскими столкновениями при разных концентрациях электронов вдали. Видно, что заряд, в отличие от случая слабоионизованной плазмы, достаточно сильно зависит от концентрации электронов. Но потенциал пылевой частицы, как видно из рис.3, практически не меняется при изменении  $n_{e\infty}$  на два порядка.

С целью определения характера экранирования заряда пылевой частицы была проведена аппроксимация расчетного потенциала дебаевским:

$$\phi(r) = \frac{eq_a}{r} \exp(-r/R_{D,a}), \quad (1)$$

где  $r$  – расстояние от центра пылевой частицы до рассматриваемой точки;  $q_a, R_{D,a}$  – параметры аппроксимации – заряд и радиус экранирования. Результаты аппроксимации показали, что расчетный потенциал достаточно хорошо описывается зависимостью (1).

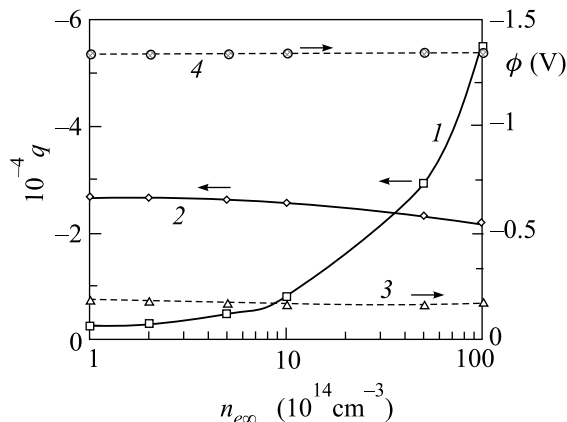


Рис.3. Заряд и потенциал уединенной пылевой частицы в плазме аргона с учетом кулоновских столкновений в зависимости от концентрации электронов вдали при  $T_e = 0.4$  эВ,  $r_0 = 10$  мкм. 1 – расчетный заряд; 2 – аналитическая теория зарядки [1, 2], 3 – расчетный потенциал; 4 – потенциал в ПОО [8]

Сравнение полученных в результате аппроксимации радиусов экранирования с дебаевским радиусом плазмы и электронной компоненты дано на рис.4. Видно, что  $R_{D,a}$  заметно превышает даже  $R_{D,e}$  – классический дебаевский электронный радиус, определенный из соотношения

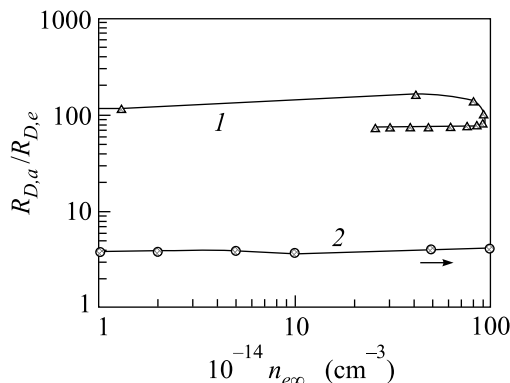


Рис.4. Приведенный к классическому электронному эффективный дебаевский радиус экранирования уединенной пылевой частицы в плазме аргона (кривая 1) и в фоторезонансной плазме натрия (2) в зависимости от концентрации электронов вдали при  $T_e = 0.4$  эВ,  $r_0 = 10$  мкм. Ход кривой (2) отражает временную эволюцию температуры и концентрации электронов (проходящих через максимум) в фоторезонансной плазме натрия

кий дебаевский электронный радиус, определенный из соотношения

$$R_{D,e} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi e^2 n_{e\infty}}}. \quad (2)$$

Эти данные позволяют оценить возможности образования кулоновского кристалла пылевых частиц для рассматриваемых в настоящей работе параметров плотной плазмы. Как видно из рис.4, в аргоне пылевая частица возмущает плазму лишь на небольших расстояниях, поэтому энергия взаимодействия пылевых частиц станет сравнимой с их тепловой энергией только при высоких концентрациях пыли, превышающих  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . Учитывая это обстоятельство, в аргоне трудно ожидать кристаллизации пылевой плазмы.

В настоящей работе также было проведено исследование возможности кристаллизации пылевой плазмы в фоторезонансной плазме (ФРП) натрия, создаваемой импульсным лазерным излучением (см., например, [4]). В такой плазме при плотностях электронов порядка  $n_e \sim 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$  основным ионом является одноатомный  $\text{Na}^+$ , главным каналом гибели которого является трехтельная рекомбинация (с электроном в качестве третьего тела) [9]:  $\beta_3 = 8.75 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} \text{ см}^6/\text{с}$  ( $T_e$  в эВ). Подвижность ионов натрия определялась формулой Ланжевена [7]:  $k_i = 36/\sqrt{\alpha\mu} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , где  $\alpha$  – поляризуемость атомов аргона,  $\mu$  – приведенная масса иона и нейтральных частиц в атомных единицах. Малая скорость трехтельной рекомбинации (по сравнению со скоростью диссоциативной рекомбинации в аргоне) приводит к значительному увеличению радиуса экранирования, поскольку размер области возмущения плазмы пылевой частицей зависит от объемной скорости гибели заряженных частиц плазмы [5]). Как показали расчеты (см. рис.4), в плотной натриевой плазме радиус экранирования может на два порядка превышать электронный дебаевский радиус, определенный по классической теории Дебая–Гюккеля. Большая величина радиуса экранирования приводит к тому, что в рассматриваемой ФРП натрия условие кристаллизации может быть выполнено, в отличие от аргона, при вполне разумных концентрациях пылевых частиц  $n_d < 10^7 \text{ см}^{-3}$ , как видно из рис.5, на котором приведена временная зависимость критической концентрации пылевых частиц  $n_{cr}(t)$ , выше которой выполнено условие кристаллизации пылевой фоторезонансной плазмы.

Следует отметить, что влияние лазерного излучения с длительностью импульса порядка 10 нс и пиковой мощностью до  $10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$  на разогрев пылевой компоненты плазмы оказывается несущественным в том случае, когда частицы изготовлены из прозрачного материала (например, порошка окиси алюминия), соответственно, оказывается малым и воздействие термодиффузионной силы на левитацию пыле-

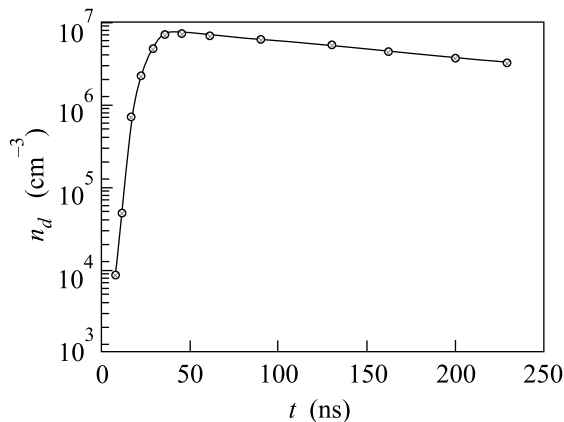


Рис.5. Зависимость от времени критической концентрации пылевых частиц радиусом 10 мкм в фоторезонансной плазме натрия

вых частиц. На левитацию в принципе может влиять сила светового давления лазерного излучения, однако кинетическая энергия, приобретаемая пылевой частицей под действием лазерного импульса при указанных его параметрах не превышает энергии теплового движения частицы. Оценки показывают, что разогревом частиц за счет ионного потока при рассмотренных параметрах плазмы также можно пренебречь. Несущественным является для диэлектрических частиц и влияние на их зарядку процессов фотоэмиссии под действием лазерного излучения видимого диапазона.

**Заключение.** Проведенные в настоящей работе исследования показали, что, как и ожидалось, при переходе от слабоионизованной к достаточно плотной плазме и увеличении концентрации электронов вплоть до величины  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  заряд пылевой частицы начинает существенно зависеть от плотности плазмы, что связано с включением кулоновских столкновений. Такие столкновения с ростом плотности электронов начинают определяющим образом влиять на скорости дрейфа и диффузии. Результаты численного моделирования также продемонстрировали, что расчетный потенциал уединенной пылевой частицы в плотной плазме падает с удалением от нее существенно медленнее, чем это предсказывает классическая теория Дебая–Гюккеля, причем аппроксимация расчетных данных дает значение радиуса экранирования, до двух порядков превышающего классический электронный дебаевский радиус. Установлена возможность кристаллизации пылевой компоненты в фоторезонансной плазме натрия.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 00-15-96539-л и # 02-02-16758-а.

- 
1. Б. М. Смирнов, УФН **170**, 495 (2000).
  2. В. Ю. Баранов, И. А. Белов, А. В. Демьянов и др., "Изотопы", под ред. В. Ю. Баранова, М.: ИздАТ, 2000, с. 626.
  3. А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин и др., Физика плазмы **28**, 32 (2002).
  4. А. Г. Леонов, А. Н. Старостин, Д. И. Чехов, ЖЭТФ **111**, 1274 (1997).
  5. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Физика плазмы **29**, 214 (2003).
  6. В. А. Иванов, УФН **162**, 35 (1992).
  7. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, М.: Атомиздат, 1974.
  8. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
  9. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.