

*С. А. Гуцев, Н. Б. Косых*

## ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ\*

Санкт-Петербургский государственный университет, Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

Рассматривается механизм возникновения упорядоченных пылевых структур в плазме тлеющего разряда в смеси неон–азот. По вольт-амперной характеристике определяются плотность заряженных частиц и электронная температура. Указывается, что нарушение квазинейтральности плазмы является следствием диффузионного движения ионов на зонд. Разбирается вопрос о величине слоя объёмного заряда, окружающего зонд и частицы пыли. Обсуждаются источники ошибок при определении параметров плазмы с помощью электрических зондов Ленгмюра. Приведена также оценка линейных размеров слоев объёмного заряда на основании оптических когерентных методов визуализации пылевых образований. Ведётся дискуссия о распределении плотностей электронов и ионов, а также зависимости величины заряда пылевых частиц от их радиуса. Библиогр. 16 назв. Ил. 6. Табл. 1.

*Ключевые слова:* плазма низкого давления, пылевые частицы, упорядоченные структуры, зондовая диагностика, вольт-амперная характеристика, слой объёмного заряда.

*S. A. Gutsev, N. B. Kosykh*

## A FORMING OF ORDERED STRUCTURES OF DUSTY PLASMA IN NEGATIVE AFTERGLOW

St. Petersburg State University, 7–9, Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

In the work diagnostic measurements in plasma with a special prepared dust are presented. Main measurements are probe current-voltage characteristics of direct current discharge value 2.5 mA. Also, probes were used for measure value of electric field in discharge region. Experimental data show that electrons move in an orbital limited mode. Debye's radius was estimate as 0.0022 cm. It was found, that electrons' concentration was  $1.37 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  and ions' concentration must be the same in quasi-neutral regime. He-Ne laser was used for visualization of dusty structures in plasma. The lighted diameter was 0.2 cm. In the present work we applied a simple theory to estimate electron and ion temperatures and compared them with a neutral gas temperature. Refs 16. Figs 6. Tables 1.

*Keywords:* ordered structures, dusty plasma, negative afterglow, Debye's radius, current-voltage characteristics, gas discharge.

**Введение.** Изучение плазмы с микрочастицами началось ещё в начале XX в. с классических работ И. Ленгмюра [1]. Несколько позже пылевая плазма исследовалась в связи с разработкой МГД-генераторов, а далее как объект, разрушающий защитные покрытия летательных аппаратов, движущихся в атмосфере Земли и в космическом пространстве. Интерес к пылевой плазме проявляли астрофизики, поскольку её уникальные свойства позволяют объяснить и описать такие удивительные явления природы, как возникновение и движение планетарных колец, механизм сжатия космических пылевых туманностей и образование протозвездных систем [2].

В последнее время физики пришли к выводу, что заряженные пылинки являются причиной возникновения шаровых молний. Современное производство радиоэлектроники широко использует плазменное травление печатных плат и формирование микро-

\* Работа выполнена благодаря «Программе поддержки молодых учёных РФ».

процессорных кристаллов. Одной из основных проблем этой отрасли промышленности является высокий процент выбраковки заготовок из-за неуправляемого воздействия диэлектрической пыли в технологическом процессе травления. Было установлено, что пылевые частицы не только зарождаются в разряде, но и растут [2]. При этом возникают уникальные пылевые образования — упорядоченные структуры (УС). Интерес к ним обусловлен и технологическими потребностями производства, и теоретическими исследованиями, в частности как к объекту моделирования сложных статистических систем. В последнее время изучение пылевых структур носит самостоятельный характер и тесно переплетено с исследованиями явлений поверхностного натяжения и образования кристаллических тел. Это объясняет большое количество публикаций, посвящённых изучению пылевой плазмы. Здесь следует отметить обзор [2], в котором автор комментирует и даёт оценки экспериментов, а также теоретических исследований, проведённых в Германии, Англии, США, Тайване и Японии. Они сводятся к полуквантовому описанию параметров плазмы, непосредственно самих УС и методам их моделирования.

Между тем авторы как зарубежных работ, представленных в [2], так и отечественных [3, 4] в своем большинстве приводят лишь качественные результаты, поскольку в ходе экспериментов не определяют точно параметры плазмы. Это связано с большими техническими и экспериментальными трудностями. Действительно, для создания УС в плазме необходимо изготовить специальную установку позволяющую генерировать и диагностировать плазму, которая включает в себя неоднородности электрического поля. Обычно за счёт большей подвижности электронов диэлектрические пылинки приобретают отрицательный заряд; в результате гравитационная сила уравнивается неоднородным электрическим полем и пыль левитирует. Возникающие образования наблюдаются визуально, осуществляя подсветку лучом лазера, либо регистрируют на фото- или видеоплёнку.

Для локальной диагностики плазмы необходимо применять метод зондов Ленгмюра. В лабораторных условиях проще всего наблюдать пылевые структуры в слаботочном постоянном разряде, с ионизационными неустойчивостями — стратами. При этом зонд сильно возмущает плазму; более того, при подаче на зонд сканирующего потенциала страта совместно с УС сдвигается как единое целое, что делает невозможным зондовую диагностику плазмы в месте локализации самой структуры. Кроме того, если не выдвигать зонд из плазменного объёма с пылевыми частицами, то в скором времени он покрывается диэлектрической плёнкой, которую можно разрушить только механическим воздействием [4]. Это явление тем более удивительно, если вспомнить, что изолированный зонд, как и пылинки, приобретает отрицательный заряд.

Целью данной работы является исследование пылевой плазмы с помощью комплексной диагностики, сочетающей определение параметров плазмы методом зондов с оптическими измерениями пылевых структур. Рассматривается теория слоя объёмного заряда, окружающего пылинку, далее приводится описание квазикристаллической структуры образуемой частицами пыли.

**Экспериментальная установка и измерения.** Для исследования пылевой плазмы необходимо создать неоднородность электрического поля, которая является ловушкой для отрицательно заряженных частиц. Наиболее простым и удобным объектом, позволяющим генерировать статические неоднородности, является стационарный разряд смеси неона с молекулярными газами. Как известно, разряд в чистом неоне характеризуется «бегущими» стратами; при исследовании упорядоченных структур необходимо с помощью небольших добавок в неон воздуха получить неподвижные страты.

В работе исследовалась неоновая плазма с добавками воздуха, парциальное давление которых составляло 0,2 и 0,01 торр соответственно. Для диагностики пылевой плазмы разрядная трубка радиусом 1,6 см и длиной 45 см была установлена вертикально. В её верхней части располагался стальной контейнер с диэлектрической пылью ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ); размеры частиц составляли от 10 до 80 мкм. При помощи магнита контейнер встряхивался, и пыль через сеточку (размер ячейки — 100 мкм) попадала в стратифицированный положительный столб, после чего в нижних частях страт оседало несколько сотен пылинок, что приводило к образованию упорядоченной структуры. Если поменять местами катод и анод, то головки страт поворачиваются на  $180^\circ$  (выпуклостями вверх) и в этом случае пыль беспрепятственно достигает дна трубки. Зондовые и оптические измерения проводились при разрядном токе 2,5 мА. Для измерения продольного поля и вольт-амперных характеристик (ВАХ) применялись подвижные цилиндрические зонды из молибдена длиной 0,7 и радиусом 0,004 см. Величина продольного поля между стратами составила 3,5 В/см, на самой страте значения поля находятся в диапазоне от 27 до 32 В/см. Для визуального наблюдения пылевых структур применялся He-Ne лазер; диаметр светового цилиндра составлял 0,2–0,5 см.

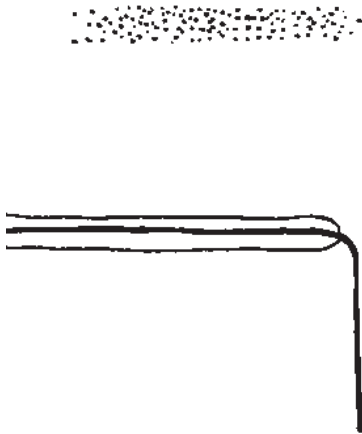


Рис. 1. Упорядоченная структура в страте: под головкой страты располагается цилиндрический зонд

На рис. 1 изображено отсканированное изображение фотографии пылевого образования, на нём также виден зонд, благодаря чему становится возможным определить масштаб УС и её размеры.

Среднее расстояние между частицами рассчитывалось по количеству пылинок, попавших в луч лазера. Элементарный объём, приходящийся на каждую частицу, определялся из условия  $\langle r \rangle \approx [3V/(4\pi)]^{1/3} = 0,05 \div 0,08$  см. Погрешность при подсчёте пылинок возникает из-за их колебаний в плазме. Это размывает изображение на фотографии и приводит к неточностям подсчёта, так как в изображениях трудно отличить световое пятно крупной пылинки от слияния нескольких частиц.

На рисунке наиболее яркая часть страты расположена непосредственно над остеклованной частью зонда. Поскольку зонд сильно возмущает форму страты и при изменении зондового потенциала сдвигает её целиком по пространству положительного столба, параметры плазмы определялись непосредственно за головкой страты, которая в положительном столбе имеет наибольшую яркость. При изменении потенциала зонда система страт сдвигается как единое целое.

На рис. 2 изображена зондовая ВАХ. Отметим особенность кривой — на ней нет ярко выраженного излома в области потенциала пространства. Такой вид характеристики соответствует высокой температуре электронов, а также условиям, когда положительные ионы попадают на зонд в режиме дрейфа. Для проверки этого предположения необходимо найти параметры плазмы и сделать кинетические оценки частиц.

**Результаты экспериментов и их обсуждение.** Температура электронов определялась по логарифмированию ВАХ [5, 6]:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{U_2 - U_1}{\ln \frac{I_1}{I_2}}, \quad (1)$$

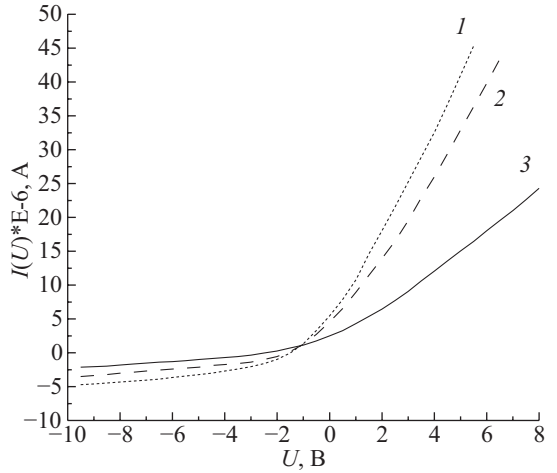


Рис. 2. Радиальное распределение ВАХ:

1 — зонд на оси трубки;  
2 —  $r = 0,5$  см; 3 —  $r = 1,2$  см

где  $e$  — заряд электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $I$  — зондовый ток;  $U$  — напряжение зонда;  $T_e$  — температура электронов,  $T_e = 1,95$  эВ. Длины пробега частиц оценивались по формуле

$$\lambda = \frac{1}{2N\sigma}, \quad (2)$$

где  $N$  — плотность нейтральных частиц;  $\sigma$  — сечение столкновения [6]. Свободный пробег для электронов составляет около 1 см, для ионов —  $\lambda \approx 0,03$  см. Согласно оценкам, электроны попадают на зонд в режиме орбитального движения. В этом случае для цилиндрической геометрии зонда при условии  $eU \gg kT$  ток на зонд связан с его потенциалом по формуле [5–7]

$$I(U) = \frac{enS}{\sqrt{\pi m}} \sqrt{kT + eU}. \quad (3)$$

Плотность частиц определялась по коэффициенту наклона  $I^2(U)$ . Так как для электронов выполняются условия орбитального движения  $\lambda \gg h \gg a$ , то оценивают величину ионного слоя по закону «3/2» [5–7]

$$h = \frac{2\sqrt{2}}{9} \left( \frac{eU}{kT_e} \right)^{3/4} \left( \frac{M_i}{m_e} \right)^{1/4} d. \quad (4)$$

Нас интересует толщина ионного слоя при потенциале изолированного зонда: если  $eU/(kT) \approx 2 \div 3$ ,  $(M_i/m_e)^{1/4} = 13,84$ ,  $d \approx 0,004 \div 0,005$  см, то, согласно (4), искомая величина составляет  $h = 0,04 \div 0,06$  см. Найдём потенциал зонда, при котором существенную роль начинают играть столкновения ионов в слое:

$$\frac{eU}{kT_e} \approx \left( \frac{\lambda}{\left( \frac{M_i}{m_e} \right)^{1/4} d} \right)^{4/3} = 0,44kT_e.$$

Таким образом, электроны двигаются на зонд без столкновений; ионы же изначально движутся в дрейфовом режиме, который является следствием происходящей в призондовом слое резонансной перезарядки [7]. В последнем случае при умеренных давлениях скорость ионов также пропорциональна  $U^{1/2}$  [7].

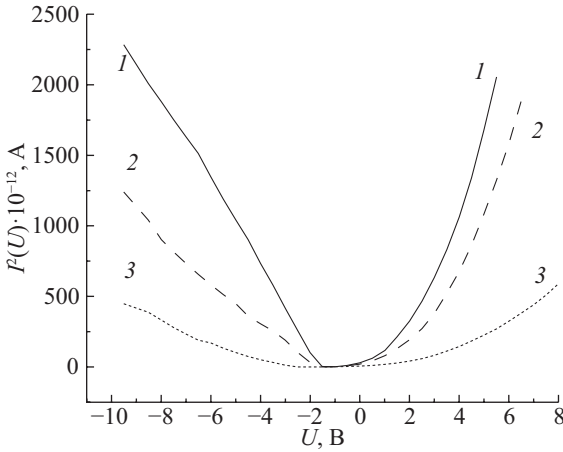


Рис. 3. Радиальная зависимость  $I^2(U)$ :

1 — зонд на оси трубки; 2 —  $r = 0,5$  см; 3 —  $r = 1,2$  см; в отрицательной области  $n_p = 4,7 \times 10^9$  см $^{-3}$ ; в положительной области  $n_p = 5,7 \cdot 10^8$  см $^{-3}$

На рис. 3 представлена зависимость  $I^2(U)$  в описываемых экспериментальных условиях (для тока ионов масштаб увеличен в 100 раз). Аппроксимировать прямой можно только ионную часть  $I^2(U)$ , лежащей на оси. Отсутствие линейных зависимостей  $I_e^2(U)$  на отрезке  $[0; 7]$  объясняется тем, что здесь  $eU/(kT_e) \sim 1$ , в то время как для надёжного определения плотности частиц необходимо условие  $eU/(kT_e) \gg 1$ , при котором  $I^2(U) \sim U$ . Схожая проблема с функциональной зависимостью  $I^2(U)$  возникает при диагностике плазмы в послесвечении [8–10], поэтому для определения электронной концентрации были использованы два независимых метода: по наклону  $I^2(U)$  и в точке потенциала пространства, где электроны переходят от отталкивающего к притягивающему режиму движения на зонд.

На оси трубки искомая величина составляет  $n_e = 4,3 \div 5,7 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ . Применяя ту же методику для определения концентрации ионов, получаем  $n_p = 4,7 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ . Исходя из условия квазинейтральности плазмы, должно быть  $n_e = n_p$ . Следовательно, такая разность является следствием неверного подхода к обработке зондовых кривых: по оценкам, ионы дрейфуют в поле зонда, а мы искомый параметр находим в предположении бесстолкновительного движения. Подобные эффекты рассматривались в [7–10], где были предложены методы коррекции: так как ионный слой в  $(M_p/m_e)^{1/4}$  раз больше электронного, то собирающей площадью зонда следует считать поверхность слоя объёмного заряда [10]. Как будет показано ниже, уточнённая величина слоя объёмного заряда составляет 0,04–0,06 см и после коррекции реальная плотность  $n_p = n_p(a/h) = 4,7 \cdot 10^9(0,004/0,04) = 4,7 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ , иными словами, площадь зонда в (3) должна быть заменена на площадь призондового слоя. При этом все ионы, пересекающие границу слоя, попадают на зонд вследствие столкновений, что и приводит к завышенному значению  $n_p$ . Вместе с тем дрейфовое движение ионов на зонд искажает и форму ВАХ; этот вопрос был разобран в [7, 9].

На рис. 4 представлены радиальные зависимости электронной и ионной концентрации, а также функция Бесселя нулевого порядка. С обработкой кривых положительных ионов приходилось применять коррекцию, учитывающую движение в диффузионном режиме.

После коррекции плотности ионов их радиальное распределение практически совпадает с профилем электронов, которое, в свою очередь, близко к функции Бесселя. Следовательно, рекомбинация частиц на поверхности пылинок не оказывает большого

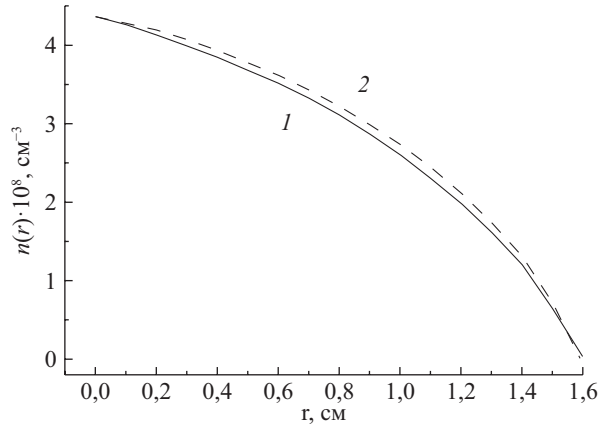


Рис. 4. Радиальные зависимости:  
 1 —  $n_e(r)$ ; 2 —  $J_0(r)$ ; профиль  
 положительных ионов практи-  
 чески повторяет  $n_e(r)$

влияния на распределение концентрации в положительном столбе. Напомним, что профиль  $J_0(r)$  является решением уравнения баланса заряженных частиц, когда в разряде устанавливается баланс между ионизацией в положительном столбе и рекомбинацией заряженных частиц на стенках трубки. Значительное отклонение профилей  $n(r)$  от  $J_0(r)$  говорит о существовании других плазмохимических процессов, оказывающих на разряд доминирующее влияние. К примеру, наличие в исследуемых условиях отрицательных ионов (кислорода) привело бы к другому виду радиального распределения  $n_e(r)$ ,  $n_p(r)$ . В стационарном разряде, когда  $T_e \gg T_n$ , отрицательные ионы накапливаются в приосевой области [10, 11]. Их относительная плотность может достигать  $n_n/n_e \approx 5 \div 100$ , а так как радиальное электрическое поле удерживает их у оси трубки, это приводит к уменьшению радиального поля на оси и более крутому его спаду при приближении к стенкам трубки [12]. Радиальное распределение  $n_p(r)$  в приосевой области также пологое, зато на периферии круто спадает к стенкам трубки [10, 12]. Оценим величину ионного слоя для наших условий [10]:

$$\frac{h}{d} = \frac{2\sqrt[4]{1 + \alpha\gamma}(1/\gamma + \eta_{\text{eff}})^{3/4}}{\sqrt{3}(1 + \alpha)^{3/4}} = 1,155 \frac{\sqrt[4]{1 + \alpha\gamma}(1/\gamma + \eta_{\text{eff}})^{3/4}}{(1 + \alpha)^{3/4}}. \quad (5)$$

Дебаевский радиус определим по плотности и температуре положительных ионов. Таким образом, при  $d = 0,005$  см;  $T_e/T_i = 58$  ( $T_i = 0,027$  эВ);  $eU/(kT) \approx 2,3$ ;  $n_n/n_e = 1$ , толщина слоя составляет 0,018 см. Наличие отрицательных ионов сокращает толщину ионного слоя до 4–7 дебаевских радиусов, что не согласуется с поведением радиальных концентраций и результатами оптических измерений.

На рис. 5 приведён характерный вид радиальных профилей  $n_p(r)$ ,  $n_n(r)$ ,  $n_e(r)$  в плазме с отрицательными ионами [10]. Как видно, концентрация электронов существенно ниже её значения для положительных ионов, а профиль последних сильно отличается от распределения Бесселя. Следует отметить, что если в плазме присутствуют отрицательные ионы, то они могут заметно влиять на расположение пылевой структуры: из-за малой величины слоя микрочастицы, сталкиваясь, слипаются и выпадают из страты [13]. В этом случае на периферии трубки пылевая структура сохраняется, а в центре — нет. Кроме того, профиль и относительная величина  $n_e(r)$ ,  $n_p(r)$ , представленных на рис. 4, сильно отличается от аналогичных распределений на рис. 5. Следовательно, влияние отрицательных ионов на исследуемый разряд крайне мало.

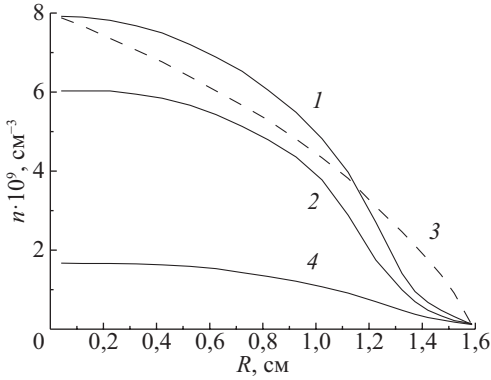


Рис. 5. Радиальное распределение в послесвечении кислородной плазмы [10]:

импульсный разряд длительностью 50 мкс, скважность 1 : 10; ток в импульсе 80 мА; давление газа 0,07 торр, задержка — 80 мкс; 1 — профиль положительных ионов; 2 — распределение отрицательных ионов; 3 —  $J_0(r)$ ; 4 — профиль электронов ( $n_e(r)$  совпадает с  $J_0(r)$ ); в данных условиях  $n_n/n_e \approx 3$

Таким образом, получены основные параметры, характеризующие исследуемую плазму. При этом из-за конструкции трубки и зондов измерить ВАХ по длине страты не удалось. Такие измерения предполагают синхронизацию зондовых измерений с колебаниями стратифицированного столба, что само по себе является сложной проблемой.

Для качественного рассуждения о плазменных процессах приведём рис. 6, заимствованный из [14], где изображены зависимость величины потенциала, значения продольного поля, концентрации частиц, средней энергии, а также относительной светимости по длине страты. Как видно, положительный столб является крайне неоднородным, а упомянутые параметры периодически меняются в соответствии с фазами страт. Для данного исследования наибольший интерес представляет зависимость плотности, средней энергии электронов и светимости страты. Поскольку и величина  $pR$ , и значение разрядного тока в данной работе существенно меньше, то результаты, полученные при оптических исследованиях и обработке ВАХ, представляются достаточно разумными. Согласно рисунку, концентрация заряженных частиц будет периодически меняться в зависимости от фазы страты, при этом относительные изменения составляют 2–6 раз.

В нашем случае максимальный размер пылинок равен диаметру зонда, последний сравним с дебаевским радиусом. Различие наблюдается в геометрии слоя: зонд — цилиндрический, пылинка — близка к сфере. Однако, как показано в [15], ВАХ сферического и цилиндрического зонда в ион-ионной плазме обладают практически одинаковой зависимостью  $I^2(U)$ , что также следует связывать с условиями аномального дрейфа, при котором скорость частиц  $v \sim U^{1/2}$  [7]. Поэтому для тока на пылинку, в отличие от авторов [2–4], будем считать выполненным условие

$$\frac{1}{4} en_e \langle v_e \rangle \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) = \frac{1}{\pi} en_p \langle v_p \rangle S \sqrt{1 + \frac{eU}{kT_i}}, \quad (6)$$

из чего находим  $eU/(kT)$ , до значения которого заряжается пылинка. Действительно, после элементарных преобразований имеем

$$\left(\frac{eU}{kT_e}\right) \sqrt{1 + \frac{e|U|}{kT_i}} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \sqrt[4]{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (7)$$

откуда  $eU/(kT_e) = 2,38$ .

Для определения величины ионного слоя воспользуемся (6), тогда с учётом сферической геометрии пылинок [7] и параметров разряда величина слоя  $h = 0,083$  см. Если

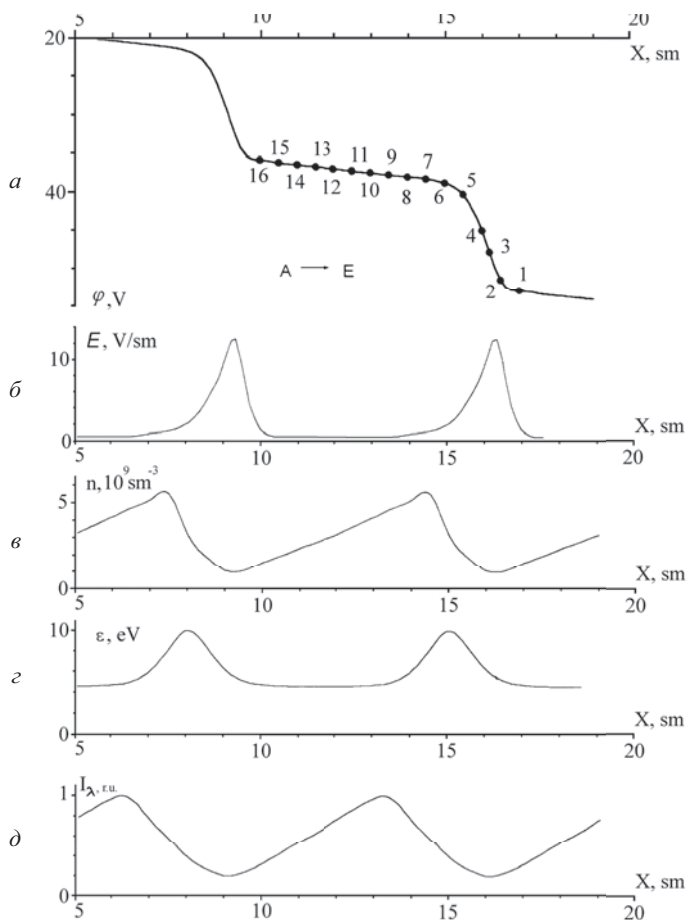


Рис. 6. Пространственные профили: *a* — потенциала, *б* — электрического поля, *в* — концентрации заряженных частиц, *г* — температуры электронов, *д* — относительной проводимости для S-страты при  $pR = 1,4$  торр·см и разрядном токе  $i = 20$  мА [14]

учитывать, что УС и зонд находятся в различных фазах  $n_e(r)$ , то результаты обработки зондовых ВАХ хорошо коррелирует с оптическими наблюдениями.

**Обсуждение результатов.** После обработки экспериментальных данных хотелось бы получить ответы на три вопроса:

- 1) каков заряд пылинки;
- 2) почему наблюдается зависимость толщины слоя от радиуса пылевой частицы;
- 3) как интерпретировать пылевую структуру и когда она превращается в плазменный кристалл.

Казалось бы, авторы [2–4] приводят обоснованные и довольно убедительные значения параметров пылевой плазмы. Попробуем и мы рассмотреть эти обоснования с точки зрения накопленного материала по теории величины слоев объемного заряда. В плазме ситуация усложняется из-за самосогласованного характера явлений. К примеру, потенциал вызывает поток частиц на зонд или заряженное тело, из-за чего возникает слой объемного заряда, а также разделение зарядов (поляризация) в самом слое. Для этого рассматривают эффекты экранирования и связанное с ними отклонение функции



распределения частиц по энергиям от ФР Максвелла. Обычно для этого вводят два параметра: степень коллективного взаимодействия

$$P = \frac{Zn_d}{n_i},$$

где  $Z$  — число элементарных зарядов на поверхности пылинки;  $n_d$  — плотность пылевых частиц;  $n_i$  — концентрация положительных ионов; и неидеальности плазмы

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2 \exp(-h/a)}{hkT} = \frac{(Ze)^2}{hkT}, \quad (8)$$

где  $a$  — диаметр пылевой частицы;  $h$  — расстояние между частицами. Величина (8) рассматривается как термодинамический параметр, а его значение, по мнению авторов, в зависимости от разрядных условий может лежать в пределах  $0 < \Gamma < 1000$ . Однако большинство авторов никак не используют этот параметр в расчётах и не предлагают никакой модели, связывающей эффект экранирования заряда в слое объёмного заряда с (8). Обычно говорят о «влиянии коллективных эффектов» или об их отсутствии. Между тем метод определения заряда пылевой частицы весьма туманен. Наиболее просто оценить заряд пылевой частицы исходя из модели сферического конденсатора. Согласно [5, 16], любое заряженное тело в плазме можно рассматривать как конденсатор, одна обкладка которого является поверхностью тела, а вторая — границей слоя объёмного заряда. Тогда плавающий потенциал пылинок находят по (6), (7), а величину слоя оценивают по (4). Для сферической пылинки выполняется равенство

$$C = \frac{\varepsilon ha}{h-a}, \quad Q = CU, \quad (9)$$

из которых находим заряд. При изменении диаметра пылинок от 10 до 40 мкм он меняется от  $1,46 \cdot 10^6$  до  $4,3 \cdot 10^6$  элементарных зарядов. Таким образом, уменьшение радиуса пылевой частицы приводит к сокращению попадающего на него заряда.

Но этими оценками зависимость заряда, величины слоя и радиуса микрочастицы не ограничиваются. При сканировании лазерным лучом по длине страты было замечено, что пылинки меньшего размера находятся выше основной пылевой структуры, а расстояние между ними в 1,2–1,5 раза больше, чем соответствующая величина частиц, находящихся в головке страты. Этот парадокс объясняется тем, что более лёгкие частицы удерживаются в электрическом поле в верхних областях страты, где толщина слоя  $h$  возрастает за счёт увеличения дебаевского радиуса, поскольку плотность электронов в этой фазе страты в 2–4 раза меньше, чем в нижних фазах страт. Теоретически возможно, что для частиц с малым радиусом рекомбинация в слое играет ключевую роль. Поскольку пылинки можно рассматривать как сферические тела, то из закона сохранения потока плотность заряженных частиц будет пропорциональна  $(h/a)^2$ . В этом случае в слое может эффективно проходить электрон-ионная рекомбинация, так как её частота квадратично зависит от концентрации электронов. Тогда величина слоя будет определяться двумя противоположными факторами: лёгкая частица находится в верхней части страты, где дебаевский радиус больше, но сама пылевая частица заряжается до меньших значений потенциалов, что приводит к уменьшению  $h(eU/(kT_e))$ , поскольку часть электронов с энергией потенциала пространства тормозится в слое и эффективно там рекомбинирует. Суммарное воздействие этих процессов приводит к малым изменениям величины слоя при широком изменении параметров разряда.

В (9) нет возможности определить диэлектрическую проницаемость плазмы  $\epsilon$ , величина которой лежит в диапазоне  $0 < \epsilon < 1$ . Следовательно, необходим другой метод, который связал бы заряд частицы с параметрами плазмы. Для определения эффекта экранирования применим статистический подход, представленный в [8]. Кратко опишем его основные идеи. В основе гипотезы было предположение, которое предлагало воспользоваться принципом суперпозиции электрических полей в слое объёмного заряда: надо от отдельных зарядов перейти к системе диполей, расположение и ориентация которых определяется локальным электрическим полем. Распределение диполей в поле пылинки или зонда

$$f(w) = C \exp\left(\epsilon \frac{eU}{kT}\right).$$

Параметр  $\epsilon$  в данной формуле описывает экранирование плазменными зарядами поля частицы. Второе предположение состояло в функциональной зависимости  $\epsilon = \epsilon(U)$ , т. е. сам параметр зависит от приложенного напряжения. Третья идея заключалась в том, что величина  $\epsilon = \epsilon(U)$  связана со столкновениями заряженных частиц: ионов и электронов. Четвёртое предположение выдвигало функциональную связь между  $\epsilon$  и «наведёнными» диполями:

$$\epsilon = 1 - \frac{\langle p \rangle^2 n}{kT}. \quad (10)$$

Очевидно, что эта формула очень похожа на выражение (8). Среднее значение диполя определим стандартным образом:

$$\langle p \rangle = \frac{\int_0^1 \cos \theta d \cos \theta \int_a^h p \exp\left(-\frac{\langle pE \rangle}{kT}\right) p^2 dp}{\int_0^1 d \cos \theta \int_a^h \exp\left(-\frac{\langle pE \rangle}{kT}\right) p^2 dp} = pL \left(\frac{eU}{kT}\right) = ehL.$$

Для упрощения интегрирования заменяем нижний предел: от « $a$ » до « $0$ », т. е. средний дипольный момент

$$\langle p \rangle = e \langle h \rangle.$$

Нелинейность взаимодействия в слое

$$\delta = \frac{\langle p \rangle^2 n(0)}{kT_i} = \frac{\langle h \rangle^2}{4\pi d^2} \left(\frac{m_e}{m_e + M_i}\right)^\beta.$$

Величина  $1 > \beta > 1/2$ ; изменение этого параметра означает переход от орбитальной теории ( $\beta = 1$ ) к столкновительному движению ( $\beta = 1/2$ ). Если в рассматриваемых разрядных условиях по (7)  $eU/(kT) = 2,378$ , то с учётом экранирования  $\epsilon(U)eU/(kT) = 2,285$ . В этом случае для толщины слоя с учётом сферической геометрии следует модифицировать (4) следующим образом [6]:

$$h = 0,63 \left(\frac{\epsilon(U)eU_0}{kT_e}\right)^{3/4} \left(\frac{M_i}{m_e}\right)^{1/4} d.$$

Как видно, уравнение является не только неоднородным, но и нелинейным. Для его решения применим метод последовательных приближений, итог которым подводит следующая таблица:

$eU_0/(kT_e)$	$\epsilon$	$\epsilon eU_0/(kT_e)$	$h$
2,378	0,964	2,285	0,079

Из приведённых в таблице данных следует, что толщина слоя по теории приемлемо согласуется с результатами оптических измерений. Здесь необходимо отметить ряд источников ошибок: грубая оценка количества пылинок и соответственно расстояния между ними; периодическое изменение параметров плазмы по длине страты; неточность теоретических формул при переходе от ленгмюровского движения к диффузионному. Тем не менее, результат с точностью 30–50% можно считать уже «полуколичественным», в отличие от цитируемых выше авторов [2–4], которые предлагают лишь качественные оценки.

Проведём верхнюю оценку степени рекомбинации электронов и ионов на поверхности пылинки и на стенках разрядной трубки, которую сделаем так же, как и в [3, 4]. Действительно, частота амбиполярного ухода электронов на стенки трубки

$$v_a = \frac{D_a}{\Lambda^2}, \quad D_a \approx D_i \frac{T_e}{T_i} \approx 3n_a \sigma \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M_i}} \frac{T_e}{T_i},$$

где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $\sigma$  — сечение столкновений;  $\Lambda = R/\pi$ . Для частоты рекомбинации на поверхности пылинок имеем

$$v_d = \pi a^2 n_d \sigma \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right),$$

где  $a = 40$  мкм — радиус пылинок;  $n_d \approx 1900$  — их концентрация. С одной стороны, в рассматриваемых условиях  $v_d/v_a = 10,7$ , т. е. на поверхности пылевых частиц, находящихся в страте, происходит большее число рекомбинаций, чем на стенке трубки. С другой стороны, при зондовых измерениях фиксировалось значение поля положительного столба как до попадания пыли, так и после. Сколь-нибудь заметных различий значений этого параметра не наблюдалось, из чего можно сделать вывод о незначительном влиянии пылинок на происходящую в плазме рекомбинацию. Поскольку объём, занимаемый пылевыми структурами, на несколько порядков меньше положительного столба, то увеличения поля из-за рекомбинации электронов на пылинках в разряде не происходит.

Далее определим количество электронов, находящихся в слое микрочастиц пыли. Для этого необходимо найти распределение ионов в слое объёмного заряда. Используя принцип непрерывности тока на сферическую пылинку, найдём функцию распределения ионов в слое:

$$n(r) = n(0) \left(\frac{h}{r}\right)^2, \quad (11)$$

где  $n(0)$  — плотность частиц в невозмущённой плазме;  $h$  — толщина слоя пылинки;  $r$  — текущий радиус от границы невозмущённой плазмы до поверхности пылинки с радиусом  $a$ . В нашей модели мы полагаем, что различие концентраций ионов и электронов можно учесть введением множителя  $\exp(-\epsilon eU/(kT_e))$ . Поскольку нет точной зависимости  $U(r)$ , то для оценочного значения воспользуемся выражением ( $a = 0,004$  см)

$$\begin{aligned} Ze = 4\pi \exp(-\eta) \int_a^h n(r) r^2 dr &= 4\pi \exp(-\eta) \int_a^h n(0) \left(\frac{h}{r}\right)^2 r^2 dr = \\ &= 4\pi \exp(-\eta) n(0) h^2 (h - a) = 1,7 \cdot 10^5, \quad (12) \end{aligned}$$

откуда немедленно следует, что  $Ze$  и величина заряда по (11) есть не что иное, как количество всех электронов в слое объёмного заряда. Тогда возникают вопросы:

- какова величина заряда самой пылинки;
- какова природа сил, удерживающих пылевую структуру как единое целое;
- почему размеры частиц слабо влияют на приобретаемый ими заряд и возникающий благодаря ему слой.

Представленная выше теория предполагает значительное влияние поляризации зарядов, при этом квазинейтральность нарушается непосредственно вблизи самой пылинки. По всей видимости, это нарушение происходит на расстоянии дебаевского радиуса. Но надо отчётливо понимать разницу: в (11) дебаевский радиус определяется параметрами невозмущённой плазмы, а сама формула описывает толщину слоя дебаевского радиуса невозмущённой плазмы, не вдаваясь в его структуру. В реальности дебаевский радиус является функцией координат, что приводит к его уменьшению с ростом концентрации заряженных частиц:

$$d = \left( \frac{kT}{4\pi e^2} \frac{1}{n(r)} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Таким образом, при изменении текущего радиуса в слое пылинки,  $h < r < a$ , плотность заряженных частиц меняется,  $n_0 < n(r) < n_0(h/a)^2$ , а сам дебаевский радиус уменьшается в  $a/h$  раз. Концентрация ионов в слое растёт как  $(h/r)^2$ , поэтому имеем сложную систему нелинейных уравнений: размеры частицы определяют её заряд, он влияет на потенциал, который формирует слой; структура последнего такова, что плотность меняется согласно (11), при этом уменьшается дебаевский радиус и изменяется степень экранирования пылинки, из-за чего меняется заряд и т. д. Вследствие этого для оценки реального заряда можно использовать (12), заменив верхний предел интегрирования на  $(a + d)$ , где  $d$  определяют с учётом (13); величина заряда теперь также зависит от радиуса пылинки, однако лежит в узком интервале  $90 < eZ < 120$ , что представляется разумным результатом и согласуется с результатами исследований ИВМ-группы [2].

В силу последних соображений можно предположить, что упорядоченная структура существует за счёт кулоновского взаимодействия между отрицательно заряженными пылинками и участками плазмы, содержащих избыточный положительный заряд. По нашему мнению, это взаимодействие и «собирает» пылевые частицы в упорядоченную структуру, причём даже в обычной плазме за счёт обменных сил структура ведет себя как более плотная, конденсированная среда. При определённых условиях она может обладать свойствами, сильно напоминающими свойства кристаллической решётки. Прежде всего это уменьшение температуры ионов, при котором эффекты экранирования, описываемые в (10), будут играть возрастающую роль. Однако следует отметить, что описание «пылевых кристаллов» — это перспектива будущего, возможно весьма отдалённого.

Рассмотрим практические аспекты публикаций по нашей теме. По данным ИВМ-группы, при травлении микропроцессорных плат пылинки коагулируют и, достигнув определённой величины, под действием силы тяжести выпадают из разряда. При этом частицы прочно удерживаются вблизи поверхности плат так, что даже прокачкой газа невозможно их удалить из плазменного объёма. По всей видимости, процесс возникновения пылинок аналогичен росту коллоидных частиц в электролите [13]. Действительно, при малых радиусах частиц они не слипаются из-за электрического отталкивания. Если слой объёмного заряда, окружающий частицу, становится достаточно тонким, а частица — массивной, то появляется шанс столкнуться, и частицы слипнутся. Здесь полная аналогия с процессами, происходящими в растворе электролита. В него

добавляют некоторое количество соли (увеличивают концентрацию ионов в растворе, т. е. делают тоньше слой), после чего начинается выпадение осадка (высаливание) [13]. По аналогии можно предположить, что благодаря увеличению плотности ионов в плазме и уменьшению концентрации нейтральной компоненты вероятность коагуляции микропылинок становится достаточно большой. Таким образом, для уменьшения скорости роста пылинок следует увеличивать давление газа (уменьшаются процессы диффузии) и уменьшать складываемую в разряд мощность (увеличиваются дебаевский радиус и толщина слоя объёмного заряда). Последнее предполагает возможность использования импульсно-периодического разряда совместно с прокачкой газа, при которых пылинки, потеряв заряд, будут покидать плазменный объём.

**Заключение.** В представленной работе проведена комплексная диагностика пылевой плазмы. Выполнены оптическая регистрация и измерения зондовых кривых. Обработаны экспериментальные материалы. Были определены параметры плазмы; построен радиальный профиль заряженных частиц в положительном столбе разряда. На основе полученных данных построена самосогласованная модель пылевых структур. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими расчётами. Рассмотрен вопрос об электростатическом взаимодействии между частицами пыли с учётом слоя объёмного заряда. Показано, в условиях  $a \ll h$  упорядоченная пылевая структура представляет собой систему пылинок, находящуюся в потенциальной яме страты; расстояние между пылинками задаётся законом «3/2», при этом слой — больше электронного в  $(M_p/m)^{1/4}$  раз, а дебаевский радиус определяется параметрами ионов. Определена величина нелинейности плазмы  $\delta$ . Даются рекомендации по усовершенствованию технологии травления.

\* \* \*

Авторы выражают благодарность сотрудникам НИИФ СПбГУ О. П. Бочковой и А. А. Кудрявцеву, благодаря которым стало возможным получение зондовых характеристик, и И. А. Мовчану, любезно предоставившему фотографии УС.

## Литература

1. *Langmuir I., Fould C. G., Dittmer A. F.* A new type of electric discharge: the streamer discharge // *Science*. 1924. Vol. 60. P. 392–394.
2. *Цытович В. Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // *Усп. физ. наук*. 1997. Т. 167, № 1. С. 52–99.
3. *Нефёдов А. П., Петров О. Ф., Фортков В. Е.* Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием микрочастиц // *Усп. физ. наук*. 1977. Т. 167, № 11. С. 1215–1226.
4. *Липаев А. М., Молотков В. И., Нефёдов А. П.* и др. Упорядоченные структуры в неидеальной пылевой плазме тлеющего разряда // *Журн. эксп. теор. физики*. 1997. Т. 112, вып. 6. С. 2030–2044.
5. *Чен Ф.* Электрические зонды // *Диагностика плазмы* / под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М., 1967. С. 94–164.
6. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М., 1992.
7. *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. М.: ГИТТЛ, 1952.
8. *Гуцев С. А.* Некоторые особенности зондовых измерений в распадающейся плазме гелия и кислорода // *Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 4: Физика, химия*. 2013. Вып. 3. С. 16–26.
9. *Гуцев С. А., Косых Н. Б., Кудрявцев А. А.* Учёт столкновений заряженных частиц при обработке зондовых кривых // *Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 4: Физика, химия*. 2013. Вып. 4. С. 154–155.
10. *Гуцев С. А.* К теории призондового слоя в электроотрицательных газах // *Инж.-физич. журн*. 2000. Т. 73, № 2. С. 321–327.
11. *Thompson J. B.* Electron energy distribution in plasma Oxygen and Nitrogen // *Proc. Roy. Soc. (A)*. 1961. Vol. 262. P. 503–518.
12. *Цендин Л. Д.* Диффузия заряженных частиц в плазме электроотрицательных газов // *Журн. техн. физики*. 1985. № 12. С. 2318–2322.
13. *Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Электричество и магнетизм. М., 1977. С. 146–149.

14. Пономарёв Н. С. Нелокальная кинетика электронов в стратифицированном разряде низкого давления в неоне: дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб., 1996.
15. Гуцев С. А., Христинич В. В. К вопросу о применимости зондовой теории Ленгмюра при изменениях в ион-ионной плазме // Инж.-физич. журн. 1997. Т. 71, № 6. С. 1081–1084.
16. Бойд Р. Зонды Ленгмюра на космическом корабле // Методы исследования плазмы / под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена. М., С. 508.

## References

1. Langmuir I., Found C.G., Dittmer A.F. A new type of electric discharge: the streamer discharge. *Science*, 1924, vol. 60, pp.392–394.
2. Tsyтович V.N. Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака [Plasma and dust crystals, drops and clouds]. *Usp. fiz. nauk [Advances in Physical Sciences]*, 1997, vol. 167, no 1, pp.52–99. (In Russian)
3. Nefedov A.P., Petrov O.F., Fortov V.E. Kristallicheskie struktury v plazme s sil'nym vzaimodeistviem mikrochastits [Kristallicheskie struktury v plazme s sil'nym vzaimodeistviem mikrochastits]. *Usp. fiz. nauk [Advances in Physical Sciences]*, 1977, vol. 167, no 11, pp.1215–1226. (In Russian)
4. Lipaev A.M., Molotkov V.I., Nefedov A.P. et al. Uporiadochennye struktury v neideal'noi pyl'evoi plazme tleiushchego razriada [The ordered structures in nonideal dust plasma of the smoldering category]. *Zhurn. eksp. teor. fiziki [Journal of Experimental and Theoretical Physics]*, 1997, vol. 112, iss. 6, pp.2030–2044. (In Russian)
5. Chen F. Elektricheskie zondy [Electric probes] in Khaddlston R., Leonard S., eds *Diagnostika plazmy [Plasma diagnostics]*. Moscow, 1967, pp.94–164. (In Russian)
6. Raizer Iu.P. *Fizika gazovogo razriada [Physics of the gas discharge]*. Moscow, 1992. (In Russian)
7. Granovskii V.L. *Elektricheskii tok v gaze [Electric current in gas]*. Moscow, GITTL, 1952. (In Russian)
8. Gutsev S.A. Nekotorye osobennosti zondovykh izmerenii v raspadaishcheisia plazme geliia i kislороda [On the probe measurements in Helium and Oxygen plasma afterglow]. [*Vestnik of Saint-Petersburg University. Series 4. Physics & Chemistry*], 2013, iss. 3, pp.16–26. (In Russian)
9. Gutsev S.A., Kosykh N.B., Kudriavtsev A.A. Uchet stolknovenii zariazhennykh chastits pri obrabotke zondovykh krivyykh [Accounting for the collision of charged particles in the processing of probe curves]. [*Vestnik of Saint-Petersburg University. Series 4. Physics & Chemistry*], 2013, iss. 4, pp.154–155. (In Russian)
10. Gutsev S.A. K teorii prizondovogo sloia v elektrootritsatel'nykh gazakh [To the theory of a prizondovoy layer in electronegative gases]. *Inzh.-fizich. zhurn. [Journal of Engineering Physics and Thermophysics]*, 2000, vol. 73, no 2, pp.321–327. (In Russian)
11. Thompson J.B. Electron energy distribution in plasma Oxygen and Nitrogen. *Proc. Roy. Soc. (A)*, 1961, vol. 262, pp.503–518.
12. Tsendin L.D. Diffuziia zariazhennykh chastits v plazme elektrootritsatel'nykh gazov [Diffusion of charged particles in plasma of electronegative gases]. *Zhurn. tekhn. fiziki [Technical Physics]*, 1985, no 12, pp.2318–2322. (In Russian)
13. Feiman R., Leiton R., Sends M. *Elektrichestvo i magnetizm [Electricity and magnetism]*. Moscow, 1977, pp.146–149. (In Russian)
14. Ponomarev N.S. *Nelokal'naiа kinetika elektronov v stratifitsirovannom razriade nizkogo davleniia v neone*. Diss. kand. fiz.-mat. nauk [Not local kinetics of electrons in the stratified category of low pressure in neon. PhD phys. and math. sci.]. St. Petersburg, 1996. (In Russian)
15. Gutsev S.A., Khristinich V.V. K voprosu o primenimosti zondovoi teorii Lengmiura pri izmereniiakh v ion-ionnoi plazme [To a question of applicability of the probe theory of Lengmyur at measurements in an ion-ion plasma]. *Inzh.-fizich. zhurn. [Journal of Engineering Physics and Thermophysics]*, 1997, vol. 71, no 6, pp.1081–1084. (In Russian)
16. Boid R. Zondy Lengmiura na kosmicheskom korable [Lengmyur's probes by the spaceship] in Lokhte-Khol'tgreven V.M., ed. *Metody issledovaniia plazmy [Plasma research methods]*, Moscow, pp.508. (In Russian)

Статья поступила в редакцию 2 мая 2015 г.

## Контактная информация

Гуцев Сергей Анатольевич — кандидат физико-математических наук; e-mail: gsa\_ges@mail.ru  
Косых Николай Борисович — кандидат физико-математических наук; e-mail: ipnk5419@mail.ru

Gutsev Sergey Anatolievich — Candidate of Physics and Mathematics; e-mail: gsa\_ges@mail.ru  
Kosykh Nikolay Borisovich — Candidate of Physics and Mathematics; e-mail: ipnk5419@mail.ru