

Подобранный коэффициент итерационного процесса: для первого слоя $\beta_k = 0,079/(k+1)$, для второго $\beta_k = 0,14/(k+1)$, для третьего $\beta_k = 0,0055/(k+1)$, где k – номер итерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынов Г.А. Тепло- и влагоперенос в промерзающих и оттаивающих грунтах. Основы геокриологии (мерзлотоведения). М., 1959 / Под ред. Н. А. Цытович. Гл. VI. С. 153-192.
2. Чудновский А.Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954. 444 с.
3. Адамов А.А. Процессы протаивания грунта // Доклады НАН РК. 2007. №1. С. 16-19.
4. Жумагулов Б.Т., Рысбайулы Б., Адамов А.А. Сходимость разностной схемы для обобщенной задачи Стефана конвективного распространения влаги // Вестник НАН РК. 2007. №5. С. 30-41.
5. Рысбайулы Б., Байманкулов А.Т., Маханбетова Г.И. Обратная задача кондуктивного распространения тепла в однородной среде // Вестник НАН РК. 2008. №1. С. 11-13.

6. Рысбайулы Б., Маханбетова Г.И. Разностная схема для обратной задачи кондуктивного распространения тепла в однородной среде // ДАН РК. 2008. №1. С. 15-18.

7. Нацокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. Высшая школа, 1985. 497 с.

8. Справочник машиностроителя. М.: Изд-во машиностроительной литературы. 1956. Т. 2.

Резюме

Үш қабатты топырақ кыртысының жылу өткізгіш-тігін табу есебі қарастырылады. Итерациялық тәсілді пайдалана отырып құрылған программамен есептеулер жүргізіліп, оның нәтижелері графиктер және таблица түрінде келтіріледі, оларға қысқаша талдау жасалады.

Summary

This work considers the problem of definition coefficient of heat conductivity of a three-layer ground. The program made on the basis of an iterative method, numerical calculations was carried out. Results of the calculations were issued in the form of the schedule and tables; the short analysis of results was given.

Поступила 5.12.08г.

Ф. Б. БАИМБЕТОВ, Т. С. РАМАЗАНОВ, С. К. КОДАНОВА, О. Ф. ПЕТРОВ*,
С. Н. АНТИПОВ*, К. Н. ДЖУМАГУЛОВА, М. К. ДОСБОЛАЕВ, А. Н. ЖУМАБЕКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Введение. Пылевая плазма представляет собой ионизированный газ, содержащий частицы конденсированного вещества, которые либо самопроизвольно образуются в плазме в результате различных процессов, либо вводятся в плазму извне. Иногда эту плазму называют коллоидной или плазмой с конденсированной дисперсной фазой (КДФ). Наличие макроскопических частиц может существенно влиять на свойства низкотемпературной плазмы. Нагретые до достаточно высокой температуры частицы, эмитируя электроны и заряжаясь положительно, могут значительно повысить концентрацию электронов в плазме. Аналогичный эффект может иметь место в условиях, где доминирующим процессом является фотоземиссия или вторичная электронная эмиссия. Холодные частицы, наоборот, поглощают электроны из плазмы, заряжаются отрицательно и уменьшают концентрацию сво-

бодных электронов. Заряд пылевых частиц может быть также иницирован радиоактивностью материала частиц, или внешним источником радиации. В лабораторных условиях пылевая плазма была впервые обнаружена Лэнгмюром еще в 1920-х годах. Однако ее активное исследование началось лишь в последние десятилетия в связи с целым рядом приложений, таких как электрофизика и электродинамика продуктов сгорания ракетных топлив, электрофизика рабочего тела магнетогидродинамических генераторов на твердом топливе, физика пылегазовых облаков в атмосфере [1–3]. Пыль и пылевая плазма широко распространены в космосе. Они обнаружены в планетных кольцах, хвостах комет, в межпланетных и межзвездных облаках [4]. Пылевая плазма обнаружена также вблизи искусственных спутников Земли и в пристеночной области термоядерных установок с магнитным удержанием.

Плазменные кристаллы обладают целым рядом уникальных свойств, делающих их незаменимым инструментом как при исследовании свойств сильно неидеальной плазмы, так и при исследовании фундаментальных свойств кристаллов. К ним следует отнести простоту получения, наблюдения и контроля за параметрами, а также малые времена релаксации к равновесию и отклика на внешние возмущения. Кроме того, пылевые частицы обычно могут наблюдаться невооруженным глазом или с помощью простейшей оптической техники. Это позволяет проводить измерения на кинетическом уровне. В частности, возможно прямое определение функции распределения пылевых частиц по координатам и импульсам. Практически единственным среди всех диагностических приемов, позволяющих определять локальные характеристики плазмы, является зондовый метод диагностики. Проблема определения характеристик плазмы по измеренным ВАХ достаточно изучена для газоразрядной плазмы низкого давления. При этом различными методиками из ВАХ определяются концентрации электронов и ионов, электронная и ионная температуры. Наличие в пылевой плазме третьей заряженной компоненты – пылевых макрочастиц, приводит к появлению нового плазменного параметра – заряд пылевой частицы, который зависит от размера макрочастицы и локальных параметров окружающей плазмы.

Экспериментальная установка. Общий вид экспериментальной установки изображен на рис. 1. Эксперимент проводился в установке тлеющего

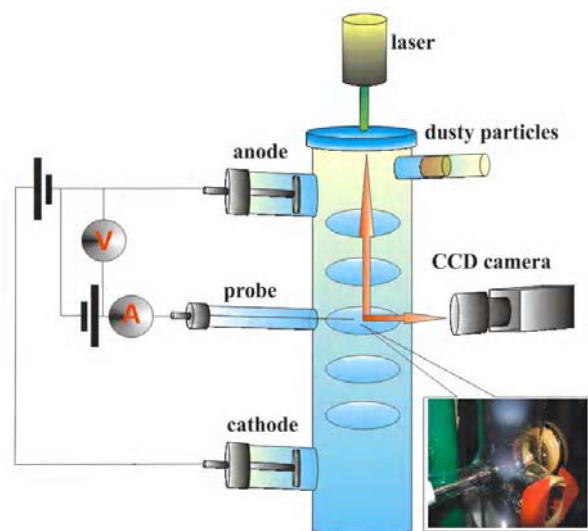


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

разряда постоянного тока. Тлеющий разряд создавался в аргоне при давлениях газа 0,08–0,2 Торр и разрядном токе 0,5–1,5 мА. Зонд представляет собой молибденную проволоку диаметром 300 мкм, выступающую из стеклянной трубочки. Структура экспериментального стенда состоит из следующих функциональных блоков и частей: автоматизированный вакуумный пост, высоковольтный источник питания, специальная газоразрядная трубка, система наблюдения и визуализации, зонд, контейнер с частицами [5].

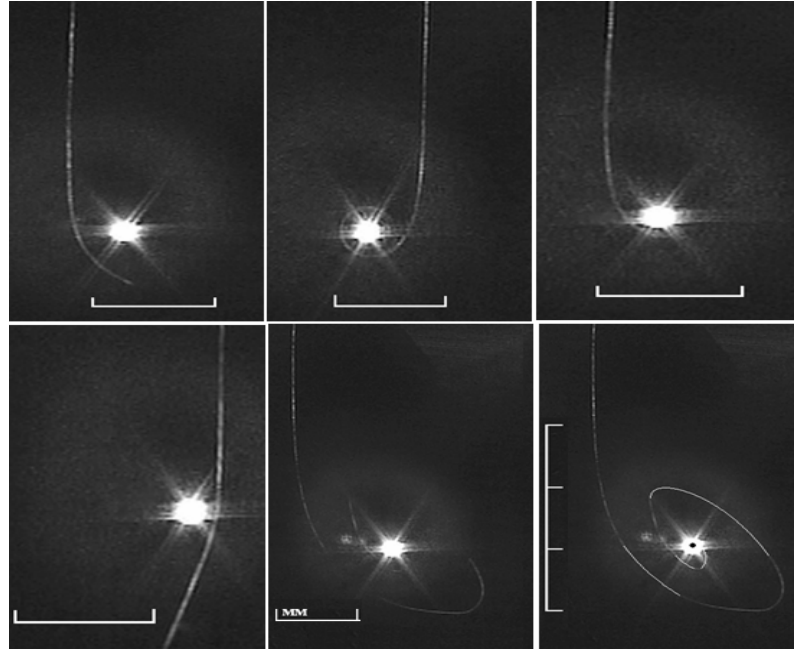
Наблюдение осуществляется с помощью ПЗС – видеокамеры с частотой 25 кадров в секунду. Для эффективности использованы аналоговые черно-белые видеокамеры. Так же для удобства работы на стенде имеется черно-белый монитор. На рис. 2 показаны видеоизображения пылевых частиц, совершающих круговые движения вокруг зонда, полученных в настоящей работе.

Из рис. 2 видно, что некоторые частицы, пролетая мимо зонда, притягиваются к нему и даже совершают центрально-круговое движение. Такое движение, на первый взгляд, кажется странным, поскольку зонд и макрочастицы в плазме, заряжаясь потоками плазменных частиц, преимущественно электронами, имеют отрицательный заряд. Анализ зондовых измерений в газоразрядной пылевой плазме невозможен без представления о поведении пылевых частиц в возмущенной области вблизи зонда. В связи с этим, в данной работе выполнены теоретические расчеты, изучены поведение уединенной пылевой частицы и важные особенности данного явления.

В теоретических исследованиях исходные параметры были те же, что и при эксперименте, такие как: радиус зонда $R_p = 150$ мкм, потенциал пространства $U_p = -6,3B$, прицельный параметр p в диапазоне 150–500 мкм. Основные параметры, такие как температура электронов T_e , плотность плазмы n_0 и потенциал зонда определены методом зондовой диагностики [8]. Прицельный параметр берется из видеокadra, который равен расстоянию от центра до прямой, по которой начинается свое движение рассматриваемая частица.

Пылевую частицу считаем малой ($R_d \ll D \ll \lambda$, где R_d – радиус частицы, D – дебаевский радиус), а зонд большим, удовлетворяющим условию $R_p \gg D$, где R_p – радиус зонда. Потенциал зонда относительно плазмы полагаем отрицательным,

Рис. 2. Траектория движения пылевой частицы в возмущенной области вблизи электрического зонда



что является характерным режимом зондовых измерений в газоразрядной плазме [6-7].

Основные уравнения. Для полного описания движения пылевой частицы в возмущенной призондовой области необходимо совместное решение уравнения движения пылевой частицы; уравнения, определяющего кинетику зарядки частицы и уравнения для распределения потенциала в возмущенной зоне – уравнения плазмы-слоя.

Пылевая частица в нашем случае движется под действием только электростатической силы. Так как движение ее вдоль оси является несущественным, то задача сводится к двумерной в горизонтальной плоскости. Введя полярные координаты r и θ в плоскости траектории и приняв за начало координат центр зонда, уравнения такого движения можно записать в следующей форме

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{eZ_d}{M_d} \frac{dU(r)}{dr} + \frac{2K_0 p^2}{M_d r^3},$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{p}{r^2} \left(\frac{2K_0}{M_d} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

$U(r)$ – потенциал поля зонда в точке r ; K_0 – начальная кинетическая энергия пылевой частицы; M_d – ее масса; p – прицельный параметр. Заряд Z_d есть здесь величина переменная, поэтому он, как и потенциал $U(r)$, определяет закон изменения силы.

Движение пылевой частицы будем рассматривать во всей возмущенной области, включающей область объемного заряда или двойного слоя, в котором происходит резкое изменение потенциала, и квазинейтральную часть, т.е. область плазмы. Мы решим полное уравнение плазмы-слоя, дающее непрерывное изменение потенциала во всей области его решения.

Зондовые измерения обычно проводят в условиях квазистационарных полей, при которых можно пренебречь токами смещения, а электрическое поле можно считать потенциальным. В этом случае распределение электрического поля вблизи зонда определяется уравнением Пуассона, которое в нашем случае имеет вид ($\epsilon=1$):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = -4\pi e [n_i(r) - n_e(r)]. \quad (2)$$

Пренебрегая поглощением зондом, для концентрации электронов примем больцмановское распределение

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{eU(r)}{kT_e}\right). \quad (3)$$

В отличие от электронов, распределение ионов, из-за поглощающего действия зонда, существенно неравновесно, вследствие чего для концентрации ионов больцмановское распределение становится неприменимым. Для вычисления

распределения плотности ионов воспользуемся подходом, предполагающим существование поглощающей поверхности, отличной от поверхности зонда [6, 7]. Мы будем пользоваться терминологией, введенной в [6], по которой радиус поглощения и само движение ионов называются лимитационными. Как показано в [6], для ионов в поле отрицательного зонда при условиях $T_e \gg T_i$ и $R_p \gg D$ осуществляется именно лимитационное движение, причем радиус лимитационной поверхности лежит за пределами слоя объемного заряда.

Для цилиндрического зонда существенное значение имеет только проекция скорости ионов на плоскость, перпендикулярную к оси зонда, которую обозначим v_n . В случае лимитационного движения для упрощения вычислений пользуются приближением моноэнергетических ионов, суть которого заключается в том, что реальное распределение по скоростям ионов в плазме заменяется моноэнергетическим [6-8]

$$f_i(v_{0n}) = \frac{m_i}{2\pi} \delta \left[\frac{m_i v_{0n}^2}{2} - E_{0n} \right], \quad (4)$$

где v_{0n} – начальные скорости ионов в невозмущенной плазме, $\delta(x)$ – дельта-функция, E_{0n} – величина, с точностью до множителя порядка единицы, равная температуре ионов в плазме (точное вычисление дает $E_{0n} = \pi k T_i / 4$, но в дальнейшем между E_{0n} и $k T_i$ мы не будем делать различия). Такая замена реального распределения моноэнергетическим оправдывается тем, что ионы вблизи зонда попадают в ускоряющее поле, в котором при $T_e \gg T_i$ приобретают скорости, намного превышающие первоначальные, и в связи с этим конкретный вид функции распределения не оказывает заметного влияния на величину ионного тока. Таким образом, скорости всех ионов в плазме полагаем одинаковыми по модулю и хаотически распределенными по направлению. Тогда, r_n в нашем случае есть лимитационный радиус, определенный для энергии ионов, равной E_{0n} .

Исходя из рассмотренных выше соображений, распределение концентрации ионов будет определяться следующими выражениями [6]:

$$n_i = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{r_n}{r} \left[\frac{E_{0n} + eU(r_n)}{E_{0n} + eU(r)} \right]^{1/2} \right\}$$

при $r > r_n$,

$$n_i = \frac{n_0}{\pi} \arcsin \frac{r_n}{r} \left[\frac{E_{0n} + eU(r_n)}{E_{0n} + eU(r)} \right]^{1/2}$$

при $r < r_n$. (5)

Здесь и далее потенциал $U(r)$ берем по модулю.

Заряд пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда определяется токами электронов и ионов на ее поверхность:

$$e \frac{dZ_d}{dr} = I_e + I_i. \quad (6)$$

где I_e и I_i – токи электронов и ионов на частицу на расстоянии r от зонда.

В рамках приближения орбитального движения (OML) [3, 6, 7, 9] уравнения для тока электронов имеют вид [10]:

$$I_e = -\pi R_d^2 e n_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{eU_d}{kT_e} \right) \text{ для } U_d < 0,$$

$$I_e = -\pi R_d^2 e n_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{eU_d}{kT_e} \right) \text{ для } U_d > 0. \quad (7)$$

Здесь n_e – локальная концентрация электронов (3), U_d – плавающий потенциал пылевой частицы, определяемый относительно потенциала окружающего пространства $U(r)$. Связь между U_d и Z_d для сферической пылевой частицы при условии $R_d \ll D$ дается соотношением $Z_d e \approx U_d R_d$.

Найдем величину ионного тока на пылевую частицу, пренебрегая искажением поля зонда, и считая, что изменение потенциала слоя в пределах поля частицы незначительно, т.е. параметры слоя n_e, n_i, f_e, f_i в ее окрестности постоянны. Так же как и при выводе распределения концентрации ионов считаем, что в невозмущенной плазме ионы имеют одинаковые энергии $E_0 \approx kT_i$ (MIM). В возмущенной области учет влияния поглощающей поверхности приводит к тому, что в точке r не будут наблюдаться частицы, траектории которых экранируются зондом. Поток ионов на пылевую частицу равен потоку через площадку πp_{max}^2 , где p_{max} – максимальный прицельный параметр, при котором ион попадает на пылевую частицу. В рамках OML собирающей поверхностью является поверхность частицы, тогда

$$p_{max}^2 = R_d^2 \left(1 - \frac{2Z_d e^2}{R_d m_i v_i^2} \right), \quad (8)$$

$$v_i = \left\{ \frac{2}{m_i} [E_0 + eU(r)] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

и для тока ионов имеем

$$I_i = \pi p_{max}^2 e n_i v_i, \quad (10)$$

где n_i определяется формулами (5).

Численное решение и обсуждение результатов. Сформулируем граничные и начальные условия для нашей задачи. Первое граничное условие определяется потенциалом поверхности зонда

$$U(R_p) = U_p. \quad (11)$$

Далее, на лимитационном расстоянии имеем

$$U(r_n) = U_n,$$

$$\frac{dU}{dr}(r_n) = -\frac{2}{er_n} (E_{0n} + eU_n). \quad (12)$$

Теперь уравнение плазмы-слоя (2) можно решить методом “пристрелки” – ищем такое значение U_n , при котором решение уравнения для $r < r_n$ удовлетворяет условию (11). Найденное U_n дает нам тогда граничные условия (12) в явном виде, что позволяет без особого труда решить уравнение плазмы-слоя и для $r > r_n$. Начальными условиями являются значения полярного радиуса, радиальной скорости и полярного угла пылевой частицы в момент времени $t=0$:

$$r(t=0) = r_0;$$

$$u_r(t=0) = - \left[\frac{2K_0}{M_d} \left(1 - \frac{p^2}{r_0^2} \right) \right]^{1/2};$$

$$\theta(t=0) = \arcsin \frac{p}{r_0}. \quad (13)$$

Полученная система уравнений (1)-(3), (5)-(10) вместе с граничными и начальными условиями (11)-(13) позволяет численно описать движение пылевой частицы в возмущенной зоне вблизи зонда. Для упрощения решения данная система была приведена к безразмерной форме, в которой в качестве масштаба длины были взяты лимитационный радиус r_n и радиус Дебая

$D = (kT_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$; в качестве масштаба энергии – температура электронов kT_e ; в качестве масштаба потенциала – kT_e/e . Введенные при этом безразмерные переменные имеют вид

$$x = \frac{r}{r_n}, \quad \gamma = \frac{T_i}{T_e},$$

$$\gamma_d = \frac{K_0}{kT_e}, \quad \varphi = \frac{eU(r)}{kT_e}. \quad (14)$$

Отметим, что, хотя при численном расчете, как наиболее удобная, использовалась нормировка на лимитационный радиус r_n , в конечном счете, при построении графиков, все длины нормировались на радиус Дебая D .

Численный расчет производился для пылевой частицы радиуса $R_d = 1,5$ мкм и массой $M_d = 1,7 \cdot 10^{-10}$ г, и аргоновой плазмы $m_i = 6,63 \cdot 10^{-23}$ г при энергии электронов 5 эВ , и комнатной температуре ионов $\gamma = T_i/T_e = 0,0069$.

В этом случае значение переменной γ_d дает нам энергию пылевой частицы в электрон-вольтах, а значение переменной φ – потенциал пространства в вольтах (по модулю). Так же для дальнейших вычислений мы полагали $R_p/D = 2,5$ и $R_d/D = 0,025$. При заданных выше значениях R_d и kT_e , последнее соотношение, к тому же, определяет дебаевский радиус и плотность плазмы: $D = 0,6006$ см и $n_0 = 8 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Результат вычисления распределения потенциала электрического поля вблизи зонда приведен на рис. 3. На рис. 4 показано распределение концентраций n_e и n_i .

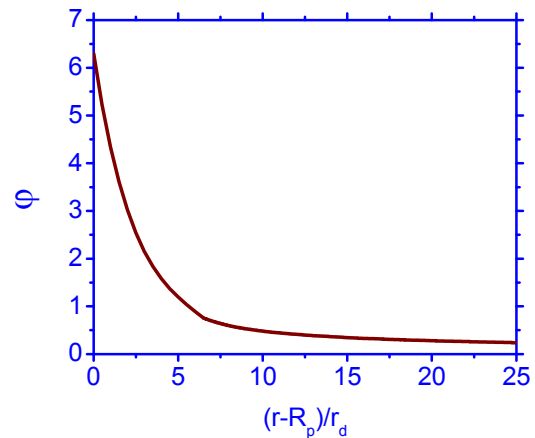


Рис. 3. Распределение потенциала вблизи цилиндрического зонда

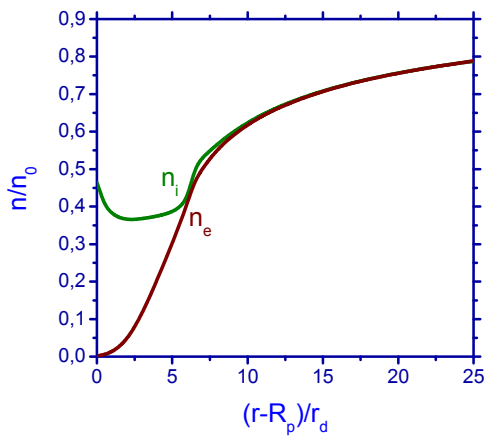


Рис. 4. Распределение концентраций электронов и ионов вблизи цилиндрического зонда

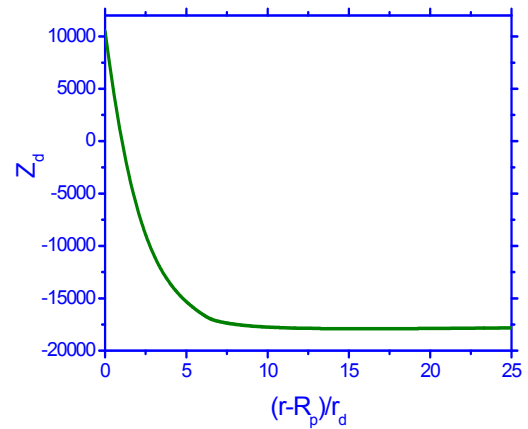


Рис. 5. Зависимость заряда пылевой частицы от расстояния до зонда

Рис. 5 показывает как изменяется заряд пылевой частицы при ее движении в призондовой области. Видно наличие минимума у графика заряда в области, где $Z_d < 0$, т.е. пылевая частица, начиная движение в квазинейтральной области,

уменьшает свой заряд (увеличивает по модулю). При приближении частицы к так называемой области ионного слоя, где концентрация электронов пренебрежимо мала и ток электронов резко уменьшается, заряд частицы начинает увели-

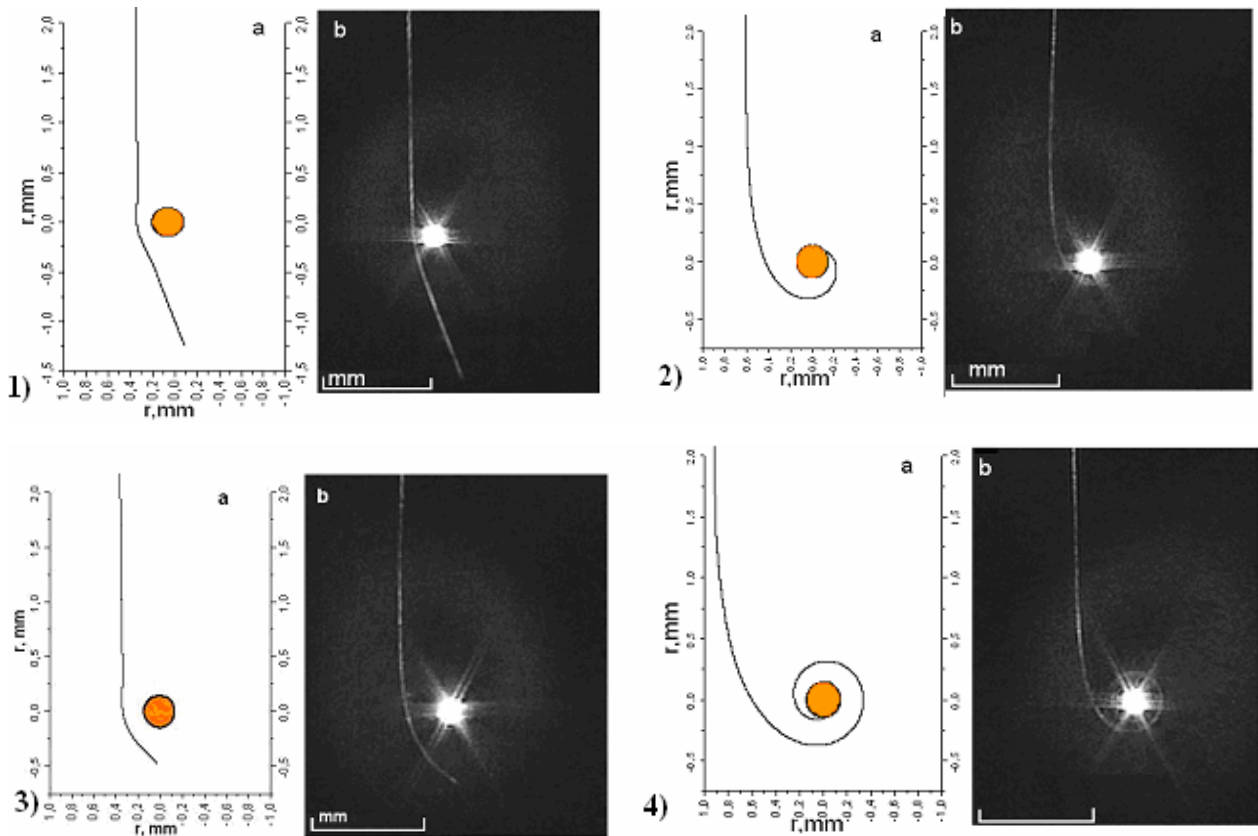


Рис. 6. Траектории движения пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда при различных прицельных параметрах и начальных кинетических энергиях $\gamma_d = K_{\phi} k T_e$. Сравнение теоретических вычислений (а) с экспериментальными траекториями (b).
 1) $p/R_p = 1.7$; $\Gamma_d = 32500$; 2) $p/R_p = 3$; $\Gamma_d = 25000$; 3) $p/R_p = 3$; $\Gamma_d = 29000$ 4) $p/R_p = 4.5$; $\Gamma_d = 33430$

чиваться (уменьшаться по модулю). Отметим, что в дальнейшем при достижении частицей определенного расстояния, назовем его расстоянием “перезарядки”, она меняет свой заряд с отрицательного на положительный. “Перезарядка” происходит в области, где ток ионов преобладает над током электронов.

Таким образом, можно утверждать, что на зондовые измерения в пылевой газоразрядной плазме непосредственного влияния пылевых частиц не происходит, так как нет вклада тока пылевых частиц в суммарный ток на зонд.

Теоретические и экспериментальные результаты показаны на рис. 6 при различных прицельных параметрах p и начальных кинетических энергиях $\gamma_d = K_0/kT_e$. Траектории 3-4 показывают возможность притяжения зондом частицы, обладающей достаточно большой начальной энергией.

Частица с энергией K_0 и Z_d способна преодолеть: $U[B] \sim K_0[\text{эВ}]/Z_d$, что для $Z_d \sim -10^4$ дает $U \sim -10^{-4} B$, т.е. совершенно незначительная разность потенциалов. Аналогично, для того чтобы достичь зонда, потенциал которого равен $\sim 10B$, частице необходима энергия $K_0[\text{эВ}] \sim \sim Z_d U[B] \sim 10^5 \text{эВ}$. Таким образом, можно утверждать, что на зондовые измерения в пылевой газоразрядной плазме непосредственного влияния пылевых частиц не происходит, так как нет вклада тока пылевых частиц в суммарный ток на зонд.

Заключение. В работе комплексно исследованы различные траектории движения пылевой частицы вблизи цилиндрического зонда. Получена система уравнений, позволяющая описать движение пылевой частицы в возмущенной области вблизи зонда. В результате численного решения найдено распределение потенциала вблизи зонда и определены зависимости заряда пылевой частицы от расстояния до зонда при различных потенциалах последнего, а для различных начальных кинетических энергий пылевой частицы построены траектории ее движения в возмущенной области. Для пылевых частиц, имеющих отрицательный заряд порядка 10^3 зарядов электрона, характерно сильное отталкивание от зонда электрическим полем, поэтому непосредственного влияния пылевых частиц с небольшой кинетической энергией на зондовый ток не происходит. Анализ траекторий показал, что для частиц с большими энергиями возможна “пере-

зарядка”, т.е. изменение знака заряда при достижении некоторого расстояния от зонда.

В работе не рассматривалось влияние сил ионного увлечения и торможения нейтралами, хотя в отдельных случаях они могут играть существенную роль. Для дальнейшего усовершенствования имеющейся модели необходим корректный анализ влияния сил ионного увлечения и торможения нейтралами на движение пылевых частиц при различных параметрах системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неведов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Усп. физ. наук **167**, 1215 (1997).
2. Fortov V.E., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F. // Physics of Plasmas **6**, 1759 (1999).
3. Цытович В.Н. // Усп. физ. наук **167**, 57 (1997).
4. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
5. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., Dosbolaev M.K. // Phys. Plasmas **15**, 053704 (2008).
6. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
7. Чан А., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978.
8. Каган Ю.М., Перель В.И. // Усп. физ. наук **81**, 409 (1963).
9. Allen J.E. // Physica Scripta. **45**, 497 (1992).
10. Nitter T. // Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 93 (1996).
11. Thomas H., Morfill G.E. // Nature **379**, 806 (1996).
12. Melzer A., Homann A., Piel A. // Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996).
13. Pieper J.B., Goree J. // Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
14. Melandso F., Goree J. // Phys. Rev. E **52**, 5312 (1995).

Резюме

Солнын разрядты плазмада теріс зарядталған цилиндрлік зондтың қос қабатындағы окшауланған тозанды бөлшектің қозғалыс тенеуі алынып, сандық түрде шешілді. Нәтижесінде әртүрлі бастапқы энергиялардағы тозанды бөлшектің қозғалыс траекториялары тұрғызылды. Ол үшін зонд айналасындағы әлеуетінің таралуы табылды және тозанды бөлшектің зарядының зондқа дейінгі арақашықтықтан тәуелділігі анықталды.

Резюме

In the present work the behavior of dust particles near Langmuir cylindrical probe in glow discharge plasma was numerically investigated. Trajectories of dust particles for different initial kinetic energies and impact parameters were calculated. The potential distribution near probe was founded, the dependences of dusty particle's charge from some distance to probe were determined.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы;
Объединенный институт высоких температур, г. Москва

Поступила 12.01.09г.