

# УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР И ЗАДАЧИ ДИАГНОСТИКИ

Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев  
*Петрозаводский государственный университет*

## Введение

В 70-х и начале 80-х годов прошлого века появились работы [1, 2], в которых на основе классической статистической механики с использованием численных методов решения соответствующих уравнений методом Монте – Карло исследовались свойства однокомпонентной полностью ионизованной плазмы гелия при температуре около  $10^8$  К и плотности вещества  $10^{29}$  см<sup>-3</sup>. Считается, что такую плазму можно найти во внешних слоях нейтронных звезд и внутри белых карликов. Было показано, что свойства такой плазмы определяются безразмерной переменной

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{akT}. \quad (1)$$

Здесь  $T$  – температура плазмы,  $k$  – постоянная Больцмана,  $a$  – среднее расстояние между ионами:  $a = (4/3 \cdot \pi N)^{1/3}$ , где  $N$  – концентрация ионов,  $Z$  – заряд иона, выраженный в единицах заряда электрона. Параметр  $\Gamma$ , имеющий смысл отношения средней энергии взаимодействия зарядов, в русскоязычной литературе называют «параметром неидеальности», а в англоязычной – «кулоновским параметром» или «константой взаимодействия». В результате численных расчетов получено, что при больших значениях  $\Gamma$  ( $\Gamma > 160$ ) энергетически более выгодным становится упорядоченное расположение ионов в «узлах» кристаллической решетки, около которых совершаются лишь незначительные колебания. При снижении  $\Gamma$  до значений менее 135 начинается «плавление» этого кристалла и при значениях, меньших 1, всякая упорядоченность в расположении ионов исчезает.

Очевидно, не было никакой возможности проверить эту теорию, т. к. в лабораторной плазме  $\Gamma$  существенно меньше 1.

Помимо внутренности белых карликов физиков в конце прошлого века заинтересовал другой тип сложных плазменных объектов, в отличие от белых карликов встречающийся не только в космических просторах, но и в лабораторных и технологических установках – это пылевая плазма, т. е. плазма, в которой присутствуют или образуются макроскопические частицы.

В 1986 г. мало кто обратил внимание на работу [3], автор которой показал, что пылевые частицы приобретают в плазме отрицательные заряды, на несколько порядков превосходящие заряд иона, а температуру имеют близкую к комнатной и поэтому вполне могут формировать «кристалл», доступные для наблюдения в лабораторных условиях. Правда, параметр  $\Gamma$  должен быть несколько видоизменен с учетом того, что взаимодействие пылевых частиц друг с другом ослаблено экранирующим действием притягивающихся к отрицательной частице ионов. Было предложено выражение для  $\Gamma$ :

$$\Gamma_p = \frac{Z^2 e^2}{akT_g} \exp(-a/r_D), \quad (2)$$

здесь  $a$  – среднее расстояние между частицами,  $T_g$  – температура частиц, которая принимается равной температуре нейтрального газа,  $r_D$  – дебаевский радиус, в данной работе он принят равным ионному:

$$r_D^2 = \frac{kT_g}{4\pi e^2 n_i} \quad (3)$$

Условие наблюдения «кристалла» практически прежнее (1). Такое наблюдение позволило бы проверить теоретические построения работ [1, 2].

Настоящий бум работ по экспериментальному наблюдению упорядоченных структур в плазме и их теоретическому описанию начался после того, как в 1994 г. такая структура действительно была зарегистрирована в плазме высокочастотного разряда при низких давлениях [4].

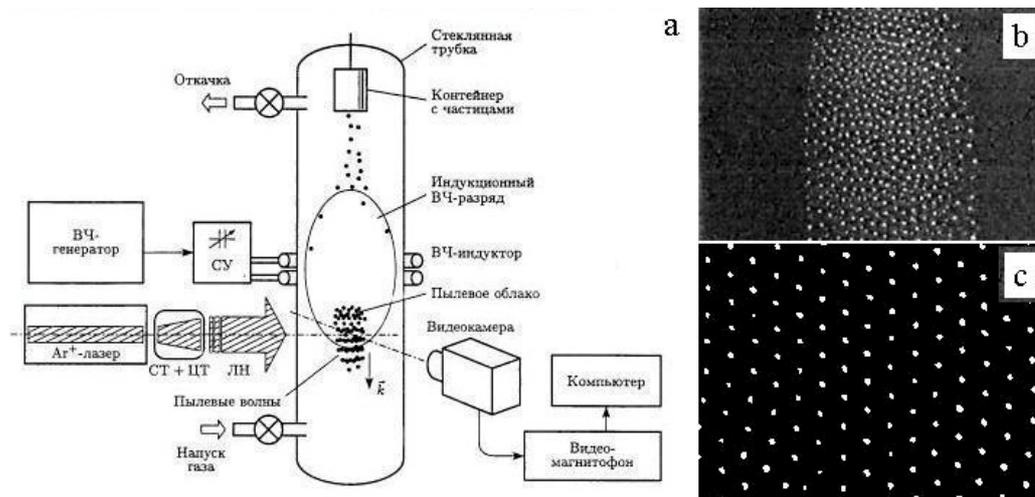


Рис. 1. а – типичная установка для исследования плазменно-пылевых структур[33], б – типичная пылевая структура (эксперимент ПетрГУ), с – часть горизонтального «среза структуры в ВЧ разряде лазерным ножом» [35]

Следует отметить, что в отличие от других экзотических объектов, рождающихся в плазме (фуллеренов, нанотрубок), упорядоченная пылевая структура пока не нашла серьезного практического применения. Зато она имеет большую ценность как объект фундаментальных исследований.

1. Это, прежде всего, возможность наблюдать на макроскопическом уровне фазовые переходы: плавление, испарение, кристаллизацию и принципиальная возможность теоретической проверки условий этих переходов.

2. Существование кристалла в плазме определяется взаимодействием частиц с компонентами плазмы. Поэтому их изучение – стимул для развития теории процессов в плазме, методов диагностики плазмы, теории развития физики взаимодействия элементарных частиц с поверхностью твердого тела.

### 1. Что понимать под упорядоченной структурой? Мера упорядоченности

В качестве характеристики их кристаллического «совершенства» упорядоченной структуры используется вид «парной корреляционной функции»  $g(r)$ , которая пропорциональна вероятности попадания расстояния между двумя любыми частицами в элемент  $dx dy dz$ , следовательно, это – вероятность попадания  $r$  в интервал от  $r$  до  $r + dr$ , деленная на  $4\pi r^2$ . Поскольку на практике мы всегда имеем дело с конечным числом частиц, то экспериментальным аналогом такой функции является гистограмма значений расстояний между всеми парами частиц в ансамбле, каждый столбик которой поделен на  $r^2$ .

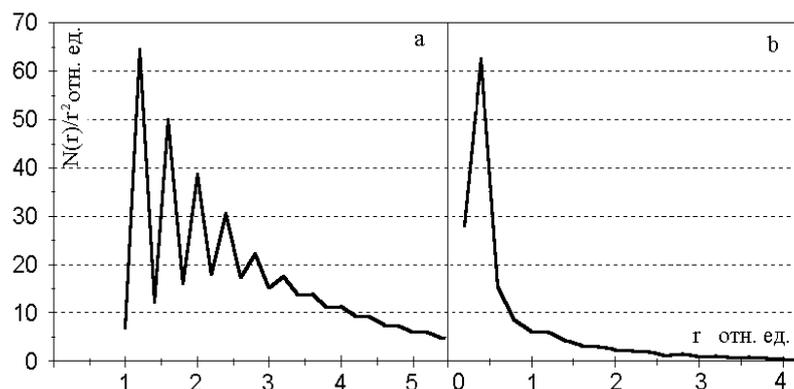


Рис. 2. а – парная корреляционная функция для структуры, представленной на рис. 1-с; б – то же для смоделированной структуры со случайным расположением частиц

На основании вида таких графиков, полученных в разных условиях, по аналогии с твердым телом стали говорить о «дальнем» и «ближнем» порядках структуры, характерных, соответственно, для «кристалла» и «жидкости» или «аморфного состояния», в частности, об условиях «плавления» кристалла. Однако следует отметить, что классификация состояний по виду гистограмм носит качественный характер, да и сами гистограммы – не очень точная характеристика: во-первых, пространственной структуры пылевых образований еще никто не регистрировал, т. к. методы томографии для этих объектов пока не реализованы; во-вторых, при регистрации картины, вырезаемой лазерным «ножом», нет гарантии, что частицы лежат действительно в одной плоскости. И, наконец, для твердых тел корреляционные функции получаются путем обработки рентгенограмм, сама структура недоступна простому глазу, а в случае плазменного кристалла мы непосредственно видим его изображение и можем субъективно судить об упорядоченности не хуже, чем рассматривая гистограмму.

Из общих соображений очевидно, что упорядоченная структура может возникнуть, только если влияние «регулярных» сил, таких как электростатические, сила тяжести существенно превосходит влияние неупорядоченных взаимодействий, вызывающих броуновское (тепловое) движение частиц. Действие «упорядоченных сил» вызывает направленное движение каждой частицы, которое прекратится, если все эти силы уравновесят друг друга. Только при определенных условиях эти равновесные положения для различных частиц будут находиться на одинаковых расстояниях. Поэтому правильнее говорить не об «упорядоченных», а об «устойчивых» плазменно-пылевых структурах. Такая устойчивость легко регистрируется субъективно при наблюдении структур. В эксперименте можно ввести и более строгие критерии, проверяемые регистрацией видеофильмов: например, «среднеквадратичное отклонение расстояния между соседними частицами за время эксперимента меньше заданной доли среднего расстояния» (аналогичный критерий применяется иногда и для твердых тел [14], но там это нельзя увидеть непосредственно). Если при этом предполагается, что частицы имеют одинаковые массы и находятся в одинаковых внешних (плазменных) условиях, то естественно, что устойчивые структуры будут и упорядоченными.

## 2. Общепринятые модели параметров пылевой плазмы и критерии упорядоченности

Пылевая плазма очень разнообразна: от пыли в термоядерных установках до космических пылевых облаков и планетных колец. Соответственно, различны ее свойства и теоретические модели. Поэтому в дальнейшем речь пойдет только о структурах в тлеющем или ВЧ разряде низкого давления, куда макрочастицы известного состава вбрасываются извне. Какие же «упорядоченные силы» уравнивают друг друга, когда образуется упорядоченная структура?

Прежде всего это – **электрические силы**.

Почти всегда считается, что частицы в плазме приобретают отрицательный заряд. Это обосновывается тем, что более быстрые электроны «оседают» на частицах и создают потенциал, задерживающий часть потока электронов. Ионы же попадают на частицу беспрепятственно, если оказываются в сфере ее притяжения. В результате суммарные потоки электронов и ионов на частицу сравниваются, что и обеспечивает стабильность заряда. Отрицательный знак заряда подтверждается и тем фактом, что в разряде постоянного тока в вертикальной трубке облако частиц зависает над катодом, т. к. электрическая сила в этом случае уравнивает силу тяжести. Однако авторы работы [5] утверждают, что им удалось в тлеющем разряде в воздухе при давлениях от 0.2 до 2 мм. рт. ст. и токах от 1 до 10 мА «подвесить» частицы из боросиликатного стекла диаметром 10–30 мкм над анодом, что свидетельствует о положительном заряде частиц. Положительный заряд объясняется отчасти вторичной электронной эмиссией, но, главным образом, интенсивной фотоэмиссией с поверхности частицы под действием резонансной линии азота 149.4 нм.

Как бы то ни было, предполагается, что все частицы в облаке приобретают заряд одного знака и поэтому кулоновское взаимодействие ведет к их отталкиванию. В то же время на все частицы действует электрическое поле плазмы  $E$ . С учетом экранирования частиц ионами эта сила равна [6]

$$F_e = Z e E \left[ 1 + \frac{(R/r_D)^2}{3(1 + R/r_D)} \right]. \quad (4)$$

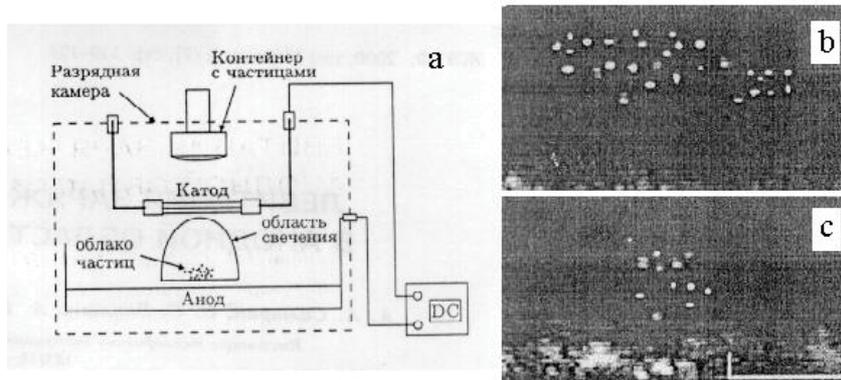


Рис 3. а – схема разрядной камеры, б, с – вид пылевых структур (масштабная линия – 5 мм.) [5]

В современных работах используется более сложное, чем (3) выражение для константы экранирования  $r_D$ , которую по-прежнему называют «радиус Дебая» [7],  $R$  – радиус частицы:

$$r_D = \left[ 4\pi e^2 \left( \frac{n_e}{kT_e} + \frac{n_i}{kT_i} \right) \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $n_e, T_e, n_i, T_i$  – электронные и ионные концентрации и температуры.

Продольное электрическое поле уравнивается **силой тяжести**, если облако частиц висит в разряде.

Причиной взаимного притяжения частиц иногда считают силу ионного увлечения. Она обусловлена передачей импульса от плазменных частиц пылевому. В силу большей массы ионов эффект, связанный с ними, преобладает. Экспериментальное доказательство существования такой силы и ее роста с увеличением степени ионизации приведено в работе [8], где в тлеющем разряде в воздухе при давлениях 0.01–0.1 мм рт. ст. зафиксировано притяжение тонких диэлектрических и металлических пленок, растущее с увеличением разрядного тока. Действительно, такая сила может вызвать движение облака частиц как целого, что наблюдалось, в частности, при помещении пылевой плазмы в продольное магнитное поле [9]. Она может приводить к сжатию облака под действием сходящегося к его центру потока ионов [10], но она не может притягивать друг к другу частицы внутри облака, т. к. каждая частица окружена такими же соседями, на которые идет ионный поток и эти потоки направлены во все возможные стороны.

При моделировании поведения частиц в плазме иногда учитывают более тонкие эффекты, а именно:

– **силу торможения нейтралами**. На движущуюся частицу действует сила сопротивления со стороны окружающей среды. В случае слабоионизованной плазмы основной вклад в силу сопротивления дает нейтральная компонента. Поскольку скорость пылевых частиц, как правило, значительно меньше тепловой скорости нейтралов, сила сопротивления оказывается пропорциональной скорости частиц [6];

– **термофоретическую силу**. Если в нейтральном газе имеется градиент температуры, то на пылевую частицу будет действовать сила, направленная в обратном градиенту направления (то есть в сторону меньших температур) [6].

Предполагаются и более тонкие механизмы взаимодействия частиц, например, захват ионов вблизи частицы из-за эффекта перезарядки «одевает» ее ионным облаком и такие почти нейтральные образования взаимодействуют как атомы силами ван-дер-Ваальса. [20] Показано, что поляризация этих образований в электрическом поле и формирование диполей, эффект фокусировки ионных потоков между частицами, а также зависимость заряда частиц от их места в разряде приводят к возникновению силы притяжения между вертикальными слоями частиц (когда разрядная трубка расположена вертикально) [11].

Видно, что ни один из вышеперечисленных механизмов взаимодействия частиц не может обеспечить притяжения частиц, способного скомпенсировать отталкивания одноименных зарядов с тем, чтобы они сформировали устойчивую структуру. Однако оказывается, ни эксперимент, ни теория в таком механизме и не нуждаются.

В эксперименте структура всегда висит в электростатической ловушке, образованной либо естественным распределением продольного и радиального поля в тлеющем разряде, либо радиальным полем и приэлектродным слоем пространственного заряда в высокочастотном разряде [12], либо специальной конфигурацией электродов [13].

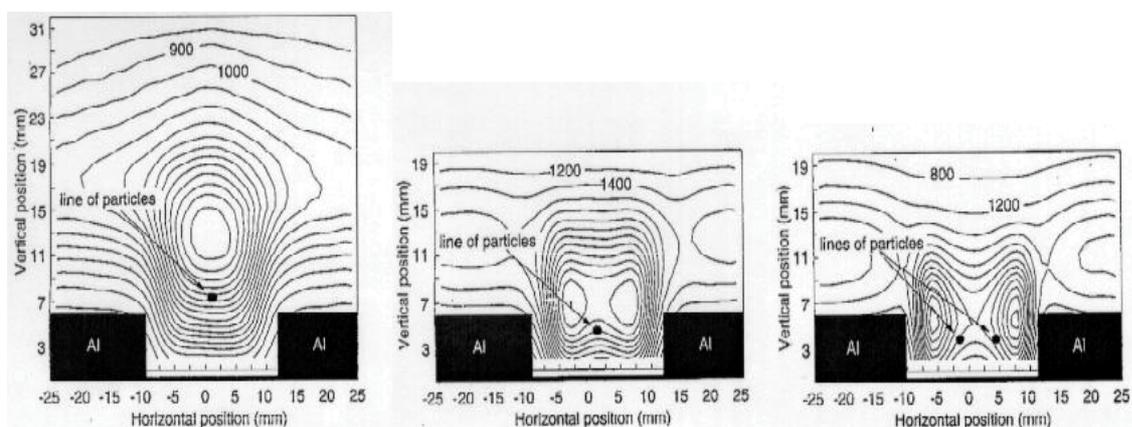


Рис. 4. Изолинии интенсивности излучения линий аргона, отражающие, по мнению авторов работы [13], «карту» напряженности электрического поля при различных условиях ВЧ разряда в аргоне над электродом со специально прорезанной канавкой, создающей ловушку для частиц

Теории же, как старые [1, 2], так и более современные, работающие уже не с ионами, а с частицами в плазме с известными параметрами [14, 15], имеют дело с заданной концентрацией частиц в ячейке моделирования, причем граничные условия считаются периодическими, так что на самом деле эта ячейка повторяется бесконечное число раз и отталкивающимся частицам просто некуда деваться, их отталкивают частицы из соседних ячеек. Цель моделирования состоит в уточнении вида критерия (2) и его значения, соответствующего фазовому переходу. Результаты получены путем математического моделирования процесса методом «молекулярной динамики», суть которого состоит в следующем. В заданном ограниченном объеме случайным образом «разбрасывается» заданное число частиц. Все силы, действующие на частицы, предполагаются известными. Под действием этих сил за небольшой промежуток времени частицы перемещаются, значения равнодействующей всех сил изменяются, рассчитывается перемещение частиц в следующий промежуток времени и т. д. до тех пор, пока не будет достигнуто положение, при котором смещение всех частиц будет мало по сравнению со средним расстоянием между ними. Если же такое состояние не достигается, то считается, что при данных условиях упорядоченная структура не образуется.

Условия же задаются значениями характеристик пылевой фазы:  $n_p$  (или  $a$ ),  $Z$  и  $T_g$  и свойствами плазмы, которые определяют дебаевский радиус  $r_D$  (5).

В модели учитываются в качестве «регулярных» сил только взаимодействие частиц друг с другом с потенциалом [16]

$$U(r) = Z^2 e^2 \exp(-r/r_D) / r, \quad (6)$$

(здесь  $r$  – расстояние между частицами) и сила торможения нейтралами, хотя она, согласно [14], большой роли не играет. Броуновское движение описывается как «белый шум» с интенсивностью, определяемой  $T_g$ .

В результате получены критические  $\Gamma_C$  значения параметра (2), такие, что при  $\Gamma > \Gamma_C$  наблюдается кристаллизация. При этом оказалось, что  $\Gamma_C$  есть функция  $\eta = a/r_D$ . В работе [15] приводятся графики зависимости  $\Gamma_C$  от  $\eta$ , полученные в результате расчетов различными авторами (эти кривые довольно близки друг к другу) и подобран аналитический вид этой функции:

$$\Gamma_C = 54/\eta^{1.38}. \quad (7)$$

Не останавливаясь пока на корректности этой модели, рассмотрим способы ее экспериментального подтверждения (или опровержения). За критерий «кристаллизации» примем критерий устойчивости картины пылевого образования и рассмотрим методы определения величин, входящих в (2) для конкретных условий устойчивой структуры или начала «плавления».

### 3. Методы определения параметров плазмы и пылевой структуры, входящих в критерий «упорядоченности»

#### 3.1. Среднее расстояние между частицами

Легче всего определить величину  $a$ , зная толщину «ножа» и масштаб регистрации картины видеокамерой (рис. 1-а). Подсчитываем число видимых частиц в регистрируемом объеме и находим среднее расстояние между ними. Таким образом, например, на стенде ИТЭС РАН было получена зависимость среднего расстояния между частицами  $Al_2O_3$  размером 3–5 мкм в разряде в неоне от тока и давления в диапазоне давлений 0.27–1.2 мм рт. ст. и токов 0.4–4 мА.

Оказалось, что с точностью не хуже 10 % при определенном давлении среднее расстояние между частицами  $a$  обнаруживает линейную зависимость от тока ( $I$ ):  $a = c + bI$ , коэффициенты  $c$  и  $b$  существенно зависят от давления:

#### 3.2. Температура частиц

Общим и независимым методом определения кинетической температуры частиц является только метод корреляционной спектроскопии [22].

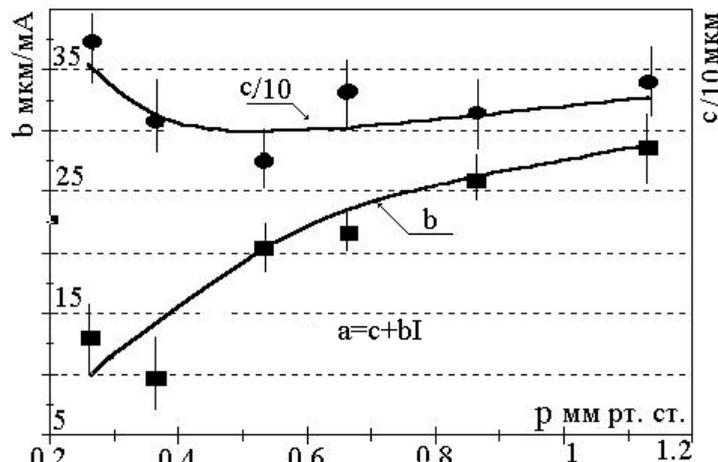


Рис. 5. Зависимость среднего расстояния между частицами от тока и давления в разряде в неоне

Корреляционная спектроскопия применяется, в основном, для оценки ширин линий рассеяния на макрочастицах и в биологии на больших молекулах, т. к. в этом случае спектр рассеянного излучения, сформированный эффектом Доплера, несет информацию о скоростях диффузионного движения частиц; при известных коэффициентах диффузии это дает информацию о размерах частиц.

Каждая монохроматическая компонента  $\omega_0$  падающего на частицы излучения после рассеяния на движущейся частице изменяет частоту на  $\Delta\omega$ , и рассеянная волна  $f = A \exp(i\omega_0 t + i\Delta\omega t)$  может быть представлена в виде независимых сомножителей  $f = f_0 \cdot f_1$ , где  $f_0$  – падающая волна,  $f_1$  – изменение поля, вносимое рассеивающим центром. В этом случае функция корреляции интенсивностей принимает вид:

$$\Gamma^{(4)}(\tau) = M\{f_0^*(t)f_0(t)f_0^*(t+\tau)f_0(t+\tau)f_1^*(t)f_1(t)f_1^*(t+\tau)f_1(t+\tau)\}. \quad (8)$$

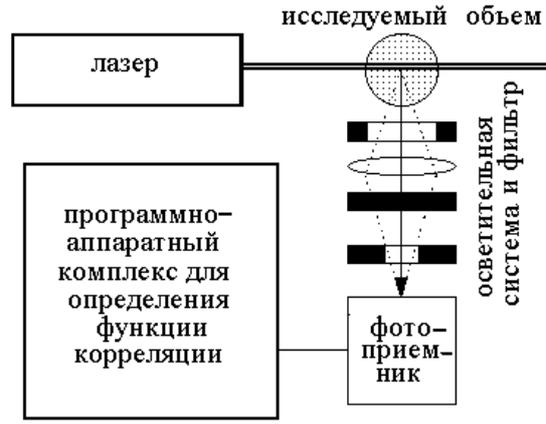


Рис. 6. Схема метода корреляционной спектроскопии

Независимость сомножителей с индексами 0 и 1 позволяет усреднить их независимо:

$$\Gamma^{(4)}(\tau) = \Gamma_0^{(4)} \cdot \Gamma_1^{(4)} = \text{const}(1 + |\gamma_0(\tau)|^2)(1 + |\gamma_1(\tau)|^2). \quad (9)$$

Если инерционность приемника много больше времени когерентности для исходной волны, то первая скобка практически равна 1 (мы работаем при временах  $\tau$ , при которых  $\gamma_0(\tau) = 0$ ) и измерения  $\Gamma^{(4)}(\tau)$  дают информацию о ширине линии рассеяния, т. к.  $\gamma_1(\tau)$  – фурье-образ спектра рассеяния. Если этот спектр доплеровский с шириной

$$\Delta\omega_D = (2\omega/c)(2kT_g \cdot \ln 2/M)^{1/2}, \text{ то}$$

$$\gamma_1(\tau) = C \exp(-q\tau^2), \quad q = (\omega/c)^2(kT_g/M)/2, \quad (10)$$

где  $c$  – скорость света,  $M$  – масса частицы,  $T_g$  – ее температура.

Для обсуждаемых условий  $q$  составляет доли  $c^{-1}$ , поэтому надо проследивать функцию корреляции на протяжении нескольких секунд. Такие результаты нам пока не известны. Как правило, температуру частиц принимают равной температуре плазмы.

### 3.3. Заряд частиц ( $Z$ )

Предлагается определять заряд по параметрам акустических волн, распространяющихся в пылевой структуре [17]. Когда длина волны много больше радиуса Дебая, фазовая скорость волны  $V$

$$V = \frac{Z}{n_i^{1/2}} \sqrt{\frac{n_p k T_i}{M}}. \quad (11)$$

Для вычисления требуется знать ионные концентрацию и температуру. Последняя полагается равной атомной (комнатной), а первую берут из работы [18]. Результаты мало отличаются от расчетов (см. ниже).

Когда длина волны сравнима с расстоянием между частицами, фазовая скорость стремится к 0 (но в этом случае волны трудно зарегистрировать), частота – к фиксированной величине – «плазменно-пылевой частоте» [14]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi Z^2 e^2 n_p}{M}}. \quad (12)$$

По существу, эта частота близка к той, с которой совершала бы собственные колебания частица с зарядом  $Ze$ , находясь на равных расстояниях от окружающих ее таких же частиц, если бы ее вывести из положения равновесия, при котором силы отталкивания от «правого» и «левого» соседей уравновешивали бы друг друга, в предположении, что эти силы чисто кулоновские.

Если же учесть, что потенциал взаимодействия частиц не кулоновский, а описывается формулой (6), то при смещении частицы на малую величину  $x$  от положения равновесия, ее движение опишется уравнением:

$$M\ddot{x} = -\theta x, \text{ где } \theta = \frac{4Z^2 e^2}{a^3} (1 + \eta + \eta^2 / 2) \exp(-\eta). \quad (13)$$

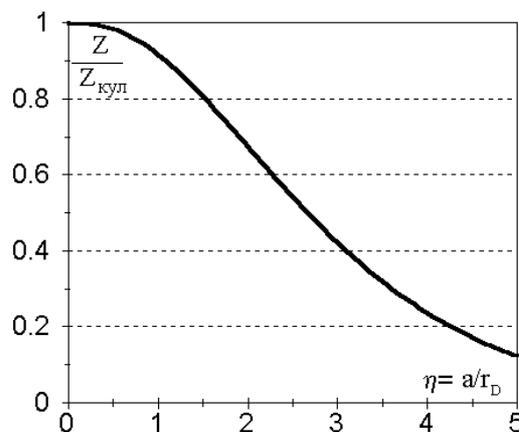
Соответственно, собственная частота колебаний частиц будет отличаться от «кулоновской» множителем  $G = (1 + \eta + \eta^2 / 2)^{1/2} \exp(-\eta/2)$ . Эту частоту можно определить, наблюдая поведение частицы, смещенной от положения равновесия на незначительное расстояние сфокусированным лазерным импульсом.

Ожидаемые значения собственных частот при типичных значениях параметров плазмы и макрочастиц составляют единицы или десятки герц, т. е. вполне измеримы, но т. к. частота пропорциональна  $\theta$ , то точность определения заряда по этой частоте определяется точностью знания  $\eta$  (рис. 7).

Рис. 7. Отношение истинного заряда частицы  $Z$  к определенному из собственной частоты по формуле (12) ( $Z_{\text{кул}}$ ) в зависимости от отношения среднего расстояния между частицами к дебаевскому радиусу

Другой метод определения заряда предложен в работе [19].

Частица известного размера и материала выбивается лазером из упорядоченной



структуры и траектория ее возвращения фиксируется видеокамерой с частотой кадров  $25 \text{ с}^{-1}$ . Считается, что она движется под действием радиального поля плазмы и «трения» о газ. Эти силы рассчитываются теоретически и заряд частицы находится из значения максимальной скорости частицы. При расчете радиального поля используется стандартная теория положительного столба, позволяющая рассчитать среднюю энергию электронов, их концентрацию и ее радиальный ход в однородном столбе. Структура же существует в страте, однако авторы считают, что ошибка из-за этого не превосходит 40 %. Между прочим, в данной работе упоминается и значительно более простой метод оценки заряда: если частица «висит» в разряде, то, очевидно, ее вес уравновешивается электростатической силой, т. е.  $EZe = Mg$ , где  $E$  – напряженность продольного поля в плазме (очевидно, оценить ее из той же теории не труднее, чем напряженность радиального поля). Однако ни в первом, ни во втором случае не учитывается экранировка частицы ионным облаком, т. е. потенциал частицы по существу предполагается кулоновским (правда, в работе (6) показано,

что такое пренебрежение допустимо, если среднее расстояние между частицами существенно меньше радиуса Дебая). Справедливость такой модели может быть проверена сравнением величины заряда, определенного по колебаниям частицы с учетом экранировки и по наблюдению равновесия в поле силы тяжести.

Изящный метод определения заряда пылевых частиц по штарковскому уширению спектральных линий атома водорода был предложен в докладе [28]. Метод основан на интегрировании картины штарковского расщепления по распределению поля вокруг частиц и сопоставлению полученного профиля с экспериментальным. Оценки возможностей метода при наличии шумов эксперимента пока не сделаны. Кроме того, метод применим, только, если в разряде присутствует водород.

Авторы работы [7] справедливо утверждают, что в настоящее время методы измерения заряда частиц отсутствуют, если иметь в виду методы, не требующие знания параметров плазмы. Поэтому уделяется большое внимание теоретическим оценкам заряда.

Теоретическая оценка заряда частицы делается из условия равновесия ионных и электронных потоков на нее [16] и приводит к значению:

$$Z = \frac{RkT_e\alpha}{e}, \quad (14)$$

где  $\alpha$  удовлетворяет уравнению:  $\exp(-\alpha) = (1+P) \frac{(T_i/T_e + \alpha)}{\sqrt{\frac{T_i M}{T_e m}}}$ , здесь  $T_i$ ,  $M$ ,  $T_e$ ,  $m$  – температура и масса ионов и электронов соответственно,  $P$  – отношение суммарного заряда частиц в единице объема к концентрации свободных электронов  $n_e$ :  $P = \frac{n_p Z}{n_e}$ .

В работах [7, 20] сделана попытка уточнить расчетные значения заряда с учетом столкновений ионов с атомами и их перезарядки вблизи поверхности частица. Расчет выполнен методами молекулярной динамики и в качестве результата в [7] приводятся значения отношения заряда к потенциалу поверхности частицы в функции отношения размера частицы к радиусу Дебая. Приведенные тут же формулы для потенциала позволяют вычислить заряд. Требуется знать электронную и ионную температуры и концентрации, а также подвижность ионов. Полученные результаты не сильно отличаются от оценок по (14), но, главное, как и в случае измерения заряда вышеописанными экспериментальными методами применение расчетных формул предполагает знание параметров плазмы.

### 3.4. Размер частиц

Еще одна трудность проверки вышеописанных моделей заключается в том, что редкий экспериментатор имеет в своем распоряжении частицы определенного размера, а именно с ним модель связывает заряд частиц. Как правило, используются полидисперсные порошки, и возникает дополнительная проблема определения размера частиц, образующих структуру.

Все описанные в литературе методы определения размера частиц в плазме связаны с применением теории Ми рассеяния на сфере с известным коэффициентом преломления [21]. В принципе, по угловому распределению интенсивности рассеяния света, поляризованного в плоскости падения, и перпендикулярно ей размер частиц с известным показателем преломления может быть определен. Пока нам не известны работы, в которых метод был бы применен к частицам, образующим упорядоченную структуру. Возможно, их малая концентрация приводит к очень малой интенсивности рассеяния.

Одним из вариантов применения теории Ми является «метод апертурной прозрачности» [23]. Система диафрагм позволяет измерять свет, рассеянный частицами в диапазоне углов от  $0$  до  $\theta$ , определяемым размером конкретной диафрагмы. Это существенно увеличи-

вает количество собираемого приемником излучения по сравнению с отслеживанием угловой зависимости рассеяния. Полученные зависимости интенсивности рассеянного света от апертуры сравниваются с расчетными по теории Ми для частиц определенного размера. Однако очевидно, что метод дает лишь усредненный размер частиц; в крайнем случае, путем тщательной статистической обработки кривых можно получить распределение частиц по размерам, но невозможно определить, в какой части разряда висят частицы какого размера.

Не видно причин принципиальной невозможности наблюдать висящие в разряде частицы непосредственно в микроскоп. Однако это пока не удастся сделать.

### 3.5. Диагностика плазмы

Таким образом, задача проверки моделей плазменно-пылевых структур сводится, главным образом, к задаче диагностики плазмы, причем в первую очередь следует рассматривать методы, применимые в присутствии пылевой компоненты. Мы игнорируем теоретические методы расчета параметров плазмы по известным теориям, т. к. и теоретические оценки [24], и эксперименты [25] показывают, что частицы могут оказывать заметное влияние на параметры плазмы.

Для определения электронной концентрации в принципе возможно применение СВЧ диагностики. Известно, что излучение частоты, меньшей, чем  $\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$  (CGSE),

не проникает в плазму. Таким образом, измерив с помощью соответствующих источников и приемников эту «частоту отсечки», найдем концентрацию электронов. По оценкам для тлеющего разряда это частота порядка  $10^8-10^9$  с<sup>-1</sup>, т. е. доступна измерению, однако длины волн при этом намного превзойдут размеры экспериментальных установок. Аналогичных методов определения средней энергии электронов (т. е.  $T_e$ ) вообще не существует.

Для определения локальных полей в плазме в последнее время предложены тонкий метод лазерной спектроскопии [26]. Метод основан на измерении штарковского расщепления высоколежащих атомных уровней. С помощью перестраиваемого лазера увеличивается заселенность конкретного штарковского подуровня одного из высоковозбужденных состояний. Факт увеличения заселенности фиксируется с помощью оптогальванического эффекта – увеличения разрядного тока из-за увеличения числа ионизаций с этого уровня.

Полное расщепление ридберговских уровней (расстояние между крайними компонентами) в постоянном электрическом поле пропорционально квадрату главного квантового числа, поэтому метод тем чувствительней, чем выше уровень. С другой стороны, расстояние между соседними уровнями  $\Delta E_n$  должно быть больше штарковского расщепления. Оценки показывают, что для измерения полей порядка 1 В/см в неоне можно использовать уровни  $n \sim 30$ . Для накачки их с метастабильных уровней неона требуется генерация на длине волны около 250 нм с точностью перестройки  $\sim 10^{-3}$  нм. Суровые, но достижимые на современном уровне условия. Пока известных нам результатов нет.

В то же время методы диагностики плазмы тлеющего разряда в отсутствии дисперсной фазы разработаны достаточно хорошо и многократно проверены на соответствии теории. Электронная концентрация, вид функции распределения электронов по скоростям и аксиальные и радиальные напряженности полей достаточно надежно определяются зондовыми методами [27].

Присутствие частиц изменяет все эти параметры, но оно не может изменить атомных констант: вероятностей спонтанных переходов и функций возбуждения уровней. Поэтому для определения параметров плазмы и их изменений при наличии частиц представляется перспективным использовать спектроскопические методы. Первые результаты такого рода были получены на установке ИТЭС РАН аспирантом ПетрГУ и результаты их обработки и обсуждения представлены в работах [25, 30].

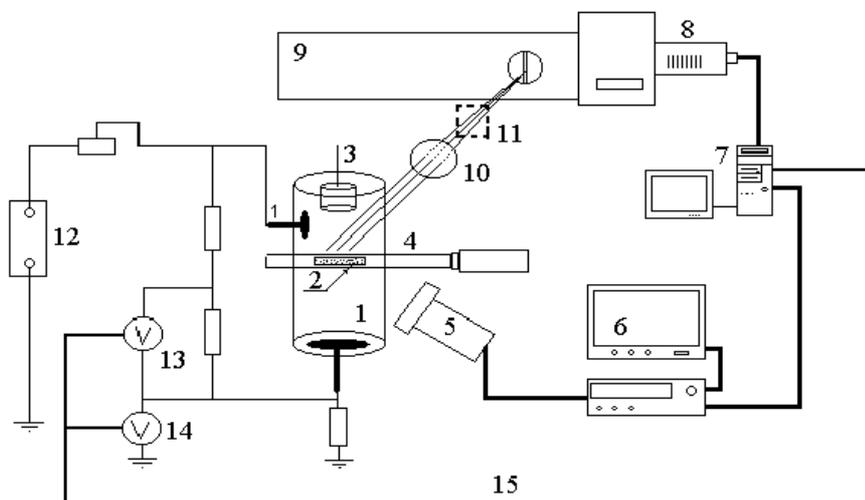


Рис. 8. Схема экспериментального стенда

1- разрядная трубка, 2- область кристалла, 3-контейнер с частицами, 4-лазерный "нож"  
 5-видеокамера, 6 - видеомэгнифон, 7- управляющая ЭВМ, 8- фотоприемная матрица  
 CCD EEV10-30 (1024\*256 pixels) с системой управления, 9 - спектрометр ДФС-452,  
 10- осветительная система, 11- поворотная призма, 12- источник питания, 13-прибор  
 для измерения напряжения, 14- прибор для измерения тока, 15- информационный канал

На установке, представленной на рис. 8, одновременно отслеживались электрические параметры разряда и регистрировалось изменение интенсивности линий неона до и после вбрасывания частиц и изменение радиального распределения интенсивности при вбросе. Эффект от вбрасывания частиц оценивался величиной  $Q = (F_p - F_f)/F_f$ , где  $F_p$  – отсчет матрицы на данной линии при наличии частиц,  $F_f$  – то же при отсутствии частиц. Наблюдаемый эффект во всем исследованном диапазоне условий очень мал и может быть выявлен только набором большой статистики и тщательной статистической обработкой данных. В частности, в результате такого анализа удалось установить:

- случайная составляющая погрешности  $Q$ , оцененная по 5 экспериментам в одинаковых условиях разряда и по 5 близким линиям, составляет 0.02 (95 % доверительный интервал), причем разброс между различными опытами, в которых разрядная трубка откачивается и вновь заполняется газом, значительно превосходит разброс между линиями. Это, очевидно, следует приписать невозможности точного воспроизведения условий при повторном заполнении трубки;

- корреляционный анализ не выявил зависимости величины  $Q$  от квантовых характеристик перехода, высоты нижнего и верхнего уровня для исследованной группы линий, которые все соответствуют переходам системы  $2p^33s - 2p^53s$  атома Ne кроме обнаруженной в спектре линии  $H_\alpha$  656.2 нм, для которой  $Q$  значимо превосходит эту величину для соседних линий неона; однако это может быть связано просто с выходом в разряд следов водорода, адсорбированного на частицах;

– корреляционный анализ выявил значимую зависимость величины  $Q$  от разрядного тока.  $Q$  меняется от 0.19 при токе 1.2 мА до  $-0.02$  при токе 2.4 мА.; коэффициент корреляции равен  $-0.79$ , что, несмотря на значительный экспериментальный разброс, позволяет говорить о наличии зависимости с вероятностью 95 %. (График этой зависимости представлен на рис. 9). Влияние частиц на электрические параметры разряда существенно меньше, чем на оптические. Статистическая обработка данных, относящихся к одному разрядному току  $1.70 \pm 0.03$  мА и давлению 0.4 мм рт. ст. показала, что проводимость разряда изменяется в этих условиях не более, чем на 1 %, что вполне объяснимо, т. к. область существования плазменного кристалла занимает примерно 1/30–1/40 от межэлектродного расстояния. Оценка концентрации частиц была сделана прямым подсчетом числа частиц, зарегистрированных в «лазерном ноже» известной толщины и площади сечения.

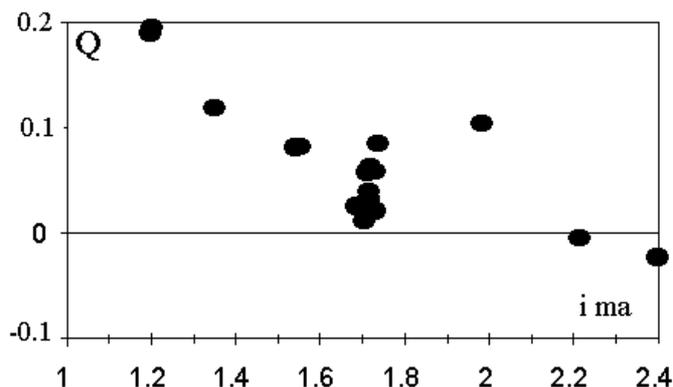


Рис. 9. Зависимость относительного изменения яркости линий при вбросе частиц от разрядного тока

Эта концентрация оказалась  $N_p = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , радиус частицы  $r$  в дальнейших оценках принят равным 3 мкм. Наблюдаемый эффект влияния частиц на интенсивность спектральных линий можно объяснить на основе сформировавшихся к настоящему времени представлений о характеристиках упорядоченных пылевых структур в газовом разряде и о свойствах самого разряда.

Кристалл существует в страте, где функция распределения электронов по скоростям имеет сложный вид, однако для оценок положим, что ее можно описать «двухтемпературной» максвелловской функцией [29] с температурой  $T_e$  для низкоэнергетических электронов и  $T_w$  для энергий выше первого порога возбуждения. Для предполагаемых значений  $n_e$ ,  $T_e$ , измеренного  $n_p$  и  $T_i = 300 \text{ K}$  заряд частиц оценивается по формуле (14).

Отрицательно заряженные частицы становятся дополнительными областями гибели электронов и ионов по отношению к месту «естественной» гибели ионов и электронов на стенках разрядной трубки. Отношение  $G$  частот потери электронов на частицах к частоте их гибели на стенках дано в работе [24].

$$G = \frac{3}{2.4^2} \pi r_t^2 n_p n_a \sigma_r R^2 \sqrt{\frac{M_i T_i}{T_e m_e}} \exp(-\alpha), \quad (15),$$

здесь  $r_t$  – радиус трубки,  $n_a$  – концентрация нормальных атомов,  $M_i$ ,  $m_e$  – массы иона и электрона,  $\sigma_r$  – сечение перезарядки ионов, которое мы принимаем равным  $4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  согласно [31].

Поскольку ток в трубке не изменился, это значит, что функция распределения электронов по скоростям изменилась таким образом, что возросшее число актов ионизации компенсировало дополнительные потери электронов, т. е.

$$\frac{n_e^p N^p \langle \sigma_i v \rangle^p}{n_e^f N^f \langle \sigma_i v \rangle^f} = 1 + G, \quad (16)$$

здесь индекс  $p$  относится к плазме с частицами,  $f$  – без них,  $\langle \sigma_i v \rangle$  – усредненное по функции распределения сечение ионизации,  $N$  – концентрация метастабилей в случае, если основной механизм ионизации – ступенчатый, и  $n$  – концентрация нормальных атомов для случая прямой ионизации. Поскольку механизм разрушения возбужденных атомов в любом случае излучательный, то относительное изменение интенсивности подчиняется условию:

$$\frac{n_e^p N^p \langle \sigma_a v \rangle^p}{n_e^f N^f \langle \sigma_a v \rangle^f} = 1 + Q. \quad (17),$$

Здесь  $\langle \sigma_a v \rangle$  – усредненное по функции распределения сечение возбуждения. Модельные расчеты показали, что вследствие различия порогов возбуждения и ионизации как в случае ступенчатого возбуждения (в этом случае усреднение проводится по максвелловской функции с температурой  $T_e$ ), так и в случае прямого возбуждения (усреднение проводится по максвелловской функции с температурой  $T_w$ ) при рассчитанном по (15) значении  $G$  величина  $Q$  в зависимости от  $T_e$ , как правило, значительно меньше  $G$  и может быть как положительной, так и отрицательной. При этих оценках для функций  $\sigma(\varepsilon)$  использована классическая аппроксимация [32]:

$$\sigma(\varepsilon) = C \left( \frac{1}{\varepsilon_t \varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} \right). \quad (18)$$

$\varepsilon_t$  – пороговая энергия, константа  $C$  не существенна, т. к. везде используется отношение усредненных сечений.

Предполагая (достаточно произвольно), что при вбросе частиц электронная температура меняется на 2000 К, получим, что в предположении ступенчатого возбуждения при  $T_e = 40000$  К  $G = 0.118$ ,  $Q = 0.064$ ; при  $T_e = 30000$  К  $G = 0.136$ ,  $Q = 0.04$ ; при  $T_e = 20000$  К  $G = 0.167$ ,  $Q = -0.02$ . В предположении прямого возбуждения при  $T_e = 40000$  К,  $T_w = 40000$  К  $Q = 0.07$ , при  $T_w = 30000$  К  $Q = 0.04$ ,  $T_w = 20000$  К  $Q = -0.05$ . Таким образом, относительное изменение яркости линий в эксперименте хотя и согласуется с ожидаемыми значениями и проявляет тенденцию к уменьшению с падением электронной температуры, что и следует ожидать с увеличением тока, но не достаточно для уточнения параметров разряда. Измерение абсолютных интенсивностей линий при наличии частиц позволяет построить следующую схему расчетов:

- предполагаем некоторые значения  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $T_w$ ;
- находим дебаевский радиус по (5) и из условия равновесия силы тяжести и электрической силы (4) оцениваем напряженность продольного поля в плазме  $E$  (заряд вычисляется по (14));
- по этой напряженности вычисляем плотность тока на оси разряда [34].

$$E = jmV / (e^2 n_e \lambda). \quad (7)$$

$V$  – средняя скорость теплового движения электронов,  $m$  – масса электрона,  $\lambda$  – длина свободного пробега электрона;

– по измеренному радиальному профилю интенсивностей, оцениваем радиальный ход плотности тока (поскольку известно [34], что электронная температура медленнее меняется по радиусу, чем электронная концентрация) и сопоставляем вычисленный полный ток с его экспериментальным значением. Тем самым подтверждается предполагаемое значение  $n_e$ ;

– подбираем значения  $T_e$ ,  $T_w$ , обеспечивающие наилучшее совпадение измеренных абсолютных интенсивностей и заселенностей метастабильных уровней. Модель расчета интенсивностей может быть легко проверена в том же газе без частиц, т. к. в этом случае величины  $E$ ,  $T_e$ ,  $n_e$  определяются зондовым методом.

Неопределенным остается параметр  $T_w$ . Однако, опираясь на информативность спектроскопических измерений проверку модели условий существования упорядоченных структур можно организовать следующим образом.

В газе определенного сорта для частиц определенного сорта экспериментально определяется область условий (токов и давлений) существования упорядоченных структур. В более широкой области условий измеряются интенсивности всех доступных наблюдению спектральных линий и заселенности метастабильных состояний (методом лазерной флуоресценции).

В том же или более широком диапазоне условий измеряются те же спектральные характеристики и одновременно электрические параметры зондовым методом. Функция распределения электронов по скоростям в данных условиях с частицами ближе всего к функции в тех условиях без частиц, для которых близки относительные заселенности уровней, а концентрация электронов пропорциональна абсолютным значениям заселенностей в данных условиях. Разумеется, это несколько упрощенная картина, но применение автоматизированных измерительных комплексов и программных средств расчета интенсивностей линий может обеспечить ее успешную реализацию и проверку рассмотренных выше моделей.

Подводя итог этому разделу, приведем в табл. 1 и 2 список параметров структуры и плазмы, которые должны быть определены, известные методы их определения и состояние разработки и реализации этих методов, а также условия применимости методов.

#### 4. Можно ли предсказать формирование упорядоченной структуры?

Даже если верно условие (7) для параметра (2) и формула для оценки величины заряда (14), предсказать, будет ли в данной плазме с известными параметрами формироваться упорядоченная структура, нельзя, т. к. во всех моделях среднее расстояние  $a$  или концентрация частиц задаются. Ни одна модель не предсказывает полное число частиц в структуре. Требуется принципиально новый подход: на основе надежных данных о параметрах плазмы и частиц проследить (возможно методами молекулярной динамики) за «судьбой» частицы в процессе ее падения. Соответствующая теория должна развиваться параллельно с развитием экспериментальных методов диагностики плазмы и пылевых структур.

Таблица 1

Методы определения параметров частиц и состояние разработки этих методов

<i>Параметры</i>	<i>Методы</i>	<i>Состояние разработки, условия применения</i>
Характер структуры	Видеосъемка в «ноже»	Применяется
	Видеосъемка с разных ракурсов, томография	Разрабатывается
Размер частиц	Рассеяние: апертурная прозрачность	Применяется, но дает интегральные характеристики
	Рассеяние: эллипсометрия	Применяется, но дает интегральные характеристики. Возможна доработка
	Корреляционная спектроскопия	Требуется доработка и знание температуры, проблематично при малой плотности частиц
	Непосредственное наблюдение	Требуется разработка
Заряд частиц	Наблюдение движения частиц,	Требуется знание окружающих

	выбитых лазерным давлением	макро- и микрополей
	Штарковское уширение водородных линий	Планируется оценка применимости
	Вынужденное или свободные колебания, пыле-акустические волны	Требуется знание параметров плазмы и заряда частиц

Таблица 2

Методы определения параметров плазмы и состояние разработки этих методов

<i>Параметры</i>	<i>Методы</i>	<i>Состояние разработки</i>
Напряженность поля	Штарковское уширение ридберговских уровней	Требуется разработка уникальных лазерных комплексов и теоретический расчет ожидаемой структуры переходов
Концентрация и функция распределения электронов по энергиям	Лазерная спектроскопия для поглощающих уровней, эмиссионная спектроскопия для высоковозбужденных в сочетании с данными о функциях возбуждения и вероятностях переходов	Требуется проверка моделей в «чистой» плазме, где применимы зондовые методы.

### Благодарности

Авторы благодарят Ю. А. Лебедева и А. В. Филиппова за полезные обсуждения в ходе дискуссии по лекции; их замечания учтены при оформлении материала.

### Литература:

- Hansen J. P. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. № 6. P. 3096; Pollick E. L., Hansen J. P. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. № 6. P. 3110.
- Ichimaru S. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 1017.
- Ikezi H. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 1764.
- Thomas H., Morfill G. E., Demmel V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652.
- Самарян А. А., Ваулина О. С., Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортов В. Е. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 1. С. 119–124.
- Нефедов А. П. // Материалы пленарных докладов и лекции школы молодых ученых ФНТП–2001. Петрозаводск, 2001. С. 5– 33.
- Зобнин А. В., Нефедов А. П., Синельщиков В. А., Фортов В. Е. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 3(9). С. 554–559.
- Дубинов А. Е., Жданов В. С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 13. С. 73–80.
- Копорка U., Samsonov D., Ivlev A. V., Goree J., Steinberg V., Morfill G. E. // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. № 2. P. 1890–1898.
- Игнатов А. М. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 731.
- Зобнин А. В., Нефедов А. П., Синельщиков В. А., Синкевич О. А., Усачев А. Д., Филинов В. С., Фортов В. Е. // Физика плазмы 2000. Т. 26. № 5. С. 449.
- Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортов В. Е. // УФН. 1997. Т. 167. Вып. 11. С. 1215–1226.
- Dalvie M., Surendra M., Selwyn G. S., Guarneri C. R. // Plasma source Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 442–447.
- Ваулина О. С., Храпак С. А. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 2. С. 264–271.
- Паль А. Ф., Сивохин Д. В., Старостин А. Н., Филиппов А. В., Фортов В. Е. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 32.
- Цытович В. Н. // УФН. 1997. Т. 167. Вып. 1. С. 57–99.
- Самарян А. А., Чернышев А. В., Петров О. Ф., Нефедов А. П., Фортов В. Е. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 3. С. 524–532.
- Голубовский Ю. Б., Нисимов С. У. // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 54; 1995. Т. 65. С. 46.

20. Fortov V. E., Nefedov A. P., Molotkov V. I., Poustylnik M. Y., Torchinsky V.M. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. № 20. P. 205002-1-4.
21. Lampe M, Gavrishchaka V, Gangulli G., Loyce G. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. № 23. P. 5578–5581.
22. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 384 с.
23. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов / Под ред. Г. Камминса и Э. Пайка. М.: Мир, 1978. 583 с.
24. Nefedov A. P., Petrov O. F., Vaulina O. S. // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. № 6. P.1357–1367.
25. Липаев А. М., Молотков В. И., Нефедов А. П., Петров О. Ф., Торчинский В. М., Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 112. С. 1030.
26. Власов Д. В., Депутатова Л. В., Луизова Л. А., Подрядчиков С. Ф., Торчинский В. М., Хахаев А. Д. // *Материалы ФНТП-2001.* Петрозаводск, 2001. С. 124.
27. Gavrilenko V. P., Kim H. J., Ikutake T., Kim J. B., Choi Y. W., Bowden M. D., Muraoka K. // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 62. № 5. P. 7201–7207.
28. Gavrilenko V. P., Kim H. J., Ikutake T., Kim J. B., Choi Y. W., Bowden M. D., Muraoka K. // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 62. № 5. P. 7201–7207.
29. Сысун. В. И. Зондовые методы диагностики плазмы. Петрозаводск, 1997. 58 с.
30. Сивохин Д. В. // *Методы и техника экспериментального исследования процессов самоорганизации упорядоченных структур в плазменно-пылевых образованиях.* Петрозаводск, 2002. (готовится к публикации).
31. Кудрявцев А. А., Цендин Л. Д. // *ЖТФ.* 1999. Т. 69. № 11. С. 34–41.
32. Луизова Л. А., Подрядчиков С. Ф., Хахаев А. Д. // *Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2001.* Т. 2. / ПетрГУ. Петрозаводск, 2001. С. 129–132.
33. Смирнов Б. М. // *УФН.* 2001. Т. 171. Вып. 3. С. 233–266.
34. Очкур В. И., Петрунькин А. М. // *Опт. и спектр.* 1963. Т. 14. С. 199.
35. Зобнин А. В., Усачев А. Д., Петров О. Ф., Фортов В. Е. // *ЖЭТФ.* 2002. Т. 122. Вып. 3(9). С. 500–512.
36. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. М.-Л.: Гостехиздат, 1952. 432 с.
37. Morfill G. E., Thomas H. // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1996. V. 14. P. 490.
36. Il'in A. M., Moschevikin A. P., Khakhaev A. D. Laser complex based on YAG // *7th Nordic Conf. in laser proces.* Lappeenranta, 1999. P. 536–544.