

*Двенадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 25 — 28 июня 2013 г.*

УДК 533.9

Е.А. Лисин¹, К.Б. Стаценко¹, О.С. Ваулина^{1,2}, О.Ф. Петров^{1,2}, В.Е. Фортов^{1,2}

¹ *Объединенный институт высоких температур РАН, Россия,
125412, Москва, Ижорская ул., 13, стр.2, E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru*

² *Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия,
141700, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9*

**ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МЕЖДУ МАКРОЧАСТИЦАМИ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ**

АННОТАЦИЯ

Предложен новый метод для определения сил взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах с изотропными парными потенциалами. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет также восстанавливать параметры внешнего удерживающего потенциала. Также предложен новый способ распознавания изображений пылевых частиц, позволяющий в несколько раз повысить точность определения смещений частиц, полностью исключить pixel locking (систематическую ошибку распознавания, свойственную для методов распознавания с субпиксельной точностью, при которой восстановленная координата частицы смещена относительно истинной в сторону ближайшего целого значения) и корректно обрабатывать случаи перекрытия изображений частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Задача об определении потенциала взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах представляет значительный интерес в различных областях науки и техники (физика плазмы, медицинская промышленность, физика и химия полимеров и т.д.) [1-8]. Информация о потенциале межчастичного взаимодействия необходима для анализа различных термодинамических и физических характеристик систем (таких как давление, внутренняя энергия, сжимаемость и т.д.), а также для вычисления различных кинетических коэффициентов (например, вязкости, теплопроводности, электропроводности и т.д.), используя известные формулы Грина-Кубо [7, 8].

Лабораторная пылевая плазма является хорошей экспериментальной моделью как для изучения свойств сильно неидеальной плазмы, так и с точки зрения проверки существующих моделей в теории жидкости. Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы вещества микронных размеров (макрочастицы). Такая плазма широко распространена в природе (в космосе, в верхних слоях атмосферы) и образуется в ряде технологических процессов (в процессе сгорания топлив, при травлении и напылении, в производстве наночастиц и т.д.) [1]. Благодаря своему размеру пылевые частицы в лабораторной плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение бесконтактных методов для их диагностики [1-5].

Предположение экранированного потенциала (типа Юкавы) хорошо согласуется с результатами измерений радиальных сил взаимодействия между двумя частицами в плазме [9] и с результатами расчетов структуры экранирующего облака для уединенной пылевой частицы [10] только на небольших расстояниях от частицы (не превышающих четырех радиусов Дебая плазмы). На настоящий момент окончательно не ясно, как влияют на форму потенциала межчастичного взаимодействия наличие других частиц в пылевом облаке, процессы ионизации газа, столкновения электронов (ионов) с нейтралами окружающего газа и множество других факторов [11, 12]. Добавим также, что вопрос о наличии сил притяжения в пылевых системах активно исследуется в ряде недавних работ [4, 5, 13]. Таким образом, задача о форме потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме на настоящий момент не имеет удовлетворительного решения.

Методам диагностики потенциала взаимодействия макрочастиц в неидеальных плазменно-пылевых системах уделяется значительное внимание в научной литературе. Ряд недавних работ (в статистической теории жидкостей) посвящен методам восстановления парного потенциала на основе приближенных интегральных уравнений для связи между парным потенциалом и парной корреляционной функцией [14, 15]. К сожалению, существующие интегральные уравнения включают в себя некоторые упрощенные предположения и не позволяют проводить корректное восстановление парного потенциала для сильно коррелированных жидкостных систем [14]. Дополнительное ограничение таких методов связано с узким пространственным диапазоном корректной идентификации функции потенциала [14]. Широкий круг методов определения потенциалов межчастичного взаимодействия и зарядов пылевых частиц опирается на измерения их динамического отклика на различные внешние возмущения (например, периодические) с последующим анализом данного отклика, используя уравнения движения отдельных пылевых частиц в поле известных внешних сил [4, 5, 16-17]. Недостатки этих методов диагностики связаны с необходимостью априорной информации об электрических полях и внешних силах, с возможностью определения силы взаимодействия только между двумя изолированными частицами и/или с наличием внешних возмущений исследуемой системы, которое может приводить к значительному изменению параметров окружающей плазмы и пылевых частиц.

Целями данной работы являлись развитие метода высокоточной визуализации макрочастиц в плазме и разработка метода восстановления параметров плазменно-пылевых систем в лабораторной плазме путем решения обратной задачи, описывающей движение пылевых частиц системой уравнений Ланжевена. Специфика данной задачи состоит в том, что уравнения Ланжевена являются «необратимыми» в том смысле, что включают в себя действие случайных сил. Поэтому, даже в том случае, если потенциал межчастичного взаимодействия задан какой-либо параметрической функцией, для корректного восстановления неизвестных параметров обратной задачи требуется анализ динамики исследуемой системы в течение определенного (достаточно длительного) интервала времени, позволяющего избежать случайных ошибок, связанных со стохастическим (тепловым) движением частиц. Предлагаемая методика учитывает силы трения, действующие на частицы анализируемой системы, и позволяет восстановить как силы парного взаимодействия, так и параметры внешнего удерживающего потенциала.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ МАКРОЧАСТИЦАМИ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Условия диагностики пылевых систем в лабораторной плазме

Большинство экспериментов по изучению пылевой плазмы проводится в слабоионизованной плазме газовых разрядов, где диссипация, обусловленная столкновениями заряженных пылевых частиц и частиц плазмы с атомами или молекулами газа, играет значительную роль. Неэмитирующие пылевые частицы в такой плазме могут

приобретать значительный отрицательный заряд $eZ \sim 10^2 - 10^5 e$ и формировать трехмерные или квазидвумерные структуры, подобные жидкости или твердому телу. Формирование пылевых структур, состоящих от 1 до ~ 10 пылевых слоев, является типичным для экспериментов в плазме емкостного высокочастотного (вч-) разряда.

Метод измерения параметров парного потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в плазме основан на возможности непосредственной визуализации пылевых частиц. Благодаря своему размеру пылевые частицы достаточно эффективно рассеивают свет (несмотря на малую объемную долю фракции), и, в отличие от обычных атомарных жидкостей и газов, пылевые частицы могут быть по отдельности зарегистрированы видеокамерой

Визуализация частиц осуществляется с помощью подсветки в горизонтальной или вертикальной плоскостях зондирующим лазерным лучом. Луч от лазера формируется цилиндрической линзой в плоский сходящийся пучок (лазерный “нож”) с толщиной перетяжки в центре разрядной трубки несколько десятков микрон и шириной несколько десятков миллиметров. Иногда используется два зондирующих пучка горизонтальный и вертикальный, которые могут перемещаться в различных направлениях. Рассеянный частицами свет наблюдается с помощью видеокамеры, в случае горизонтального пучка – под углом 40-70°, а в случае вертикального пучка – под углом 90°. Выходной сигнал с видеокамеры записывается. Последующий анализ видеозаписей позволяет восстановить траектории отдельных частиц в плазме, которые содержат информацию в том числе и о силах, действующих на пылинки в плазме.

Решение обратной задачи

Восстановление профиля потенциала взаимодействия между пылевыми частицами в слабоионизованной газоразрядной плазме основано на решении обратной задачи для переопределенной системы уравнений движения взаимодействующих частиц.

Для решения обратной задачи необходима информация о координатах \vec{l}_k и смещениях частиц $\frac{d\vec{l}_k}{dt}$, которая легко фиксируется как в численных, так и в реальных экспериментах.

Для решения обратной задачи скорость V_k и ускорение a_k отдельной (k -той) частицы в момент времени t_m (где m – номер кадра видеозаписи) определялись как

$$V_k(t_m) = \frac{d\vec{l}_k}{dt} \cong \{\mathbf{l}_k(t_m) - \mathbf{l}_k(t_{m-1})\} / \Delta t; \quad a_k(t_m) = \frac{d^2\vec{l}_k}{dt^2} \cong \{V_k(t_{m+1}) - V_k(t_m)\} / \Delta t. \quad (1)$$

Для восстановления силы парного межчастичного взаимодействия $F \equiv F_{int}$ (а, соответственно, и парного потенциала U) использовались разложения в виде различных комбинаций степенных и экспоненциальных функций

$$F = \sum_{i=1}^{I_p} \{a_i l^{-(i+1)} + b_i l^{-i} \exp(\kappa l / l_p)\} \quad . \quad (2)$$

Здесь a_i , b_i и κ – неизвестные коэффициенты, а I_p – число членов в разложении. Таким образом, суммарная сила F_{pp} , действующая на k -тую пылевую частицу со стороны остальных частиц пылевого облака, имела вид

$$\vec{F}_{pp}^k = \sum_{j=1, j \neq k}^{N_p-1} \sum_{i=1}^{I_p} \{a_i + b_i l_{kj} \exp(-\kappa l_{kj} / l_p)\} \frac{\vec{l}_k - \vec{l}_j}{l_{kj}^{i+2}}. \quad (3)$$

Дополнительно (для проверки результатов восстановления), силы парного межчастичного взаимодействия ($F \equiv F_{\text{int}}$) также аппроксимировались сплайнами вида

$$\psi_n(l) = \sum_{i=0}^3 c_{ni} l^{-i}; \quad l \in [l_n; l_{n+1}); \quad n = 1, 2, \dots, I_s, \quad (4)$$

где I_s – число отрезков разбиения. При этом, на концах отрезков разбиения поддерживались условия непрерывности и гладкости функций $F(l)$: $\psi_n(l_{n+1}) = \psi_{n+1}(l_{n+1})$, $\psi_n'(l_{n+1}) = \psi_{n+1}'(l_{n+1})$; а их длина $|l_{n+1} - l_n|$ в различных численных экспериментах варьировалась от $\sim 0.5l_p$ до $\sim 1.5l_p$ (здесь l_p – среднее межчастичное расстояние).

В качестве аппроксимирующей функции для силы F_{pt} , действующей на k -тую частицу со стороны внешнего поля ловушки, использовались полиномы вида

$$\vec{F}_{pt}^k = \vec{r}_k \sum_{i=1}^{I_t} d_i r_k^{i-1}. \quad (5)$$

Здесь d_i – коэффициенты разложения, r_k – расстояние от k -той частицы до центра ловушки, а I_t – число членов в разложении.

Таким образом, обратная задача представляла собой поиск неизвестных коэффициентов κ , a_i , b_i (или c_{ni}), d_i и v_{fr} (коэффициент трения) системы уравнений движения, записанных для каждой из анализируемых частиц для различных моментов t_m в течение полного времени эксперимента

$$M\vec{a}_{km} = -v_{fr} M\vec{V}_{km} + \vec{F}_{pp}^{km} + \vec{F}_{pt}^{km}. \quad (6)$$

Поиск коэффициентов осуществлялся путем наилучшего согласования между экспериментальными данными о положениях частиц ($\vec{V}_{km}, \vec{a}_{km}$) и аппроксимирующими функциями ($\vec{F}_{pp}^{km}, \vec{F}_{pt}^{km}$), входящими в уравнения (6), используя стандартную процедуру минимизации среднеквадратичного отклонения S , так чтобы величина всех отклонений отвечала условию

$$S \equiv \sum_{k=1}^{N_p} \sum_{m=1}^{N_c} (M\vec{a}_{km} + v_{fr} M\vec{V}_{km} - \vec{F}_{pp}^{km} - \vec{F}_{pt}^{km})^2 = \min. \quad (7)$$

Здесь N_c – число анализируемых кадров видеозаписи, а N_p – число частиц.

Условия корректного применения метода

Условия корректного применения методики для анализа реальных экспериментальных данных были получены на основе численного моделирования динамики пылевой компоненты плазмы методом молекулярной динамики Ланжевена [18].

В результате было получено, что парные силы F , восстановленные с помощью аппроксимаций (3) и (4), будут соответствовать истинным силам с погрешностью не более 5% в пределах пространственного диапазона

$$l_{\min} \leq l \leq l_{\max}, \quad (8)$$

где l_{\min} соответствует минимальному расстоянию, на котором может находиться любая пара частиц в ансамбле. Верхнее же предельное значение l_{\max} зависит от численных ошибок процедуры поиска минимума среднеквадратичного отклонения (7) и ограничено условием:

$$F(l_p)/F(l_{\max}) \leq 100-200. \quad (9)$$

Минимальное значение частоты кадров видеосъемки $f_{\text{вр}}^{\min}$ для проведения корректных лабораторных измерений можно определить как

$$f_{\text{вр}}^{\min} = \max\{3\nu_{\text{fr}}, 2\omega^*\}, \quad (10)$$

где ω^* – частота собственных колебаний пылевых частиц. Для предварительной оценки величины ω^* и терния ν_{fr} можно использовать независимые методы экспериментальной диагностики параметров пылевых частиц, например, метод, основанный на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюдения [19].

РАСПОЗНАВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Распознавание частиц в двумерном случае

Проблема точности определения координат частиц в двумерном случае важна сама по себе, поскольку большинство видеоданных о пылевой плазме носят двумерный характер, однако сейчас она становится определяющей. Поскольку, чем точнее мы восстановим координату каждой частицы и чем дольше проследим её траекторию, тем дальше мы отодвинем границы применимости динамической локализации.

В [20] описаны основные проблемы распознавания изображений пылевых частиц и описан ряд подходов на основе Фурье фильтрации, позволяющих определить их координаты с субпиксельной точностью. В дополнение к описанным алгоритмам, в данной работе предлагается принципиально новый метод. Он позволяет в несколько раз повысить точность определения смещений частиц, полностью исключить pixel locking (систематическую ошибку распознавания, свойственную для методов распознавания с субпиксельной точностью, при которой восстановленная координата частицы смещена относительно истинной в сторону ближайшего целого значения [21]) и корректно обрабатывать случаи перекрытия изображений частиц.

Для простоты рассмотрим одномерный случай. Предположим, что изображение структуры $F(x)$ есть сумма функций изображений частиц и случайного шума (нормально распределенного, с дисперсией σ). Частицы считаются точечными источниками света, тогда функция изображения частицы $G_i(x_i, x)$ зависит только от пространственного положения частицы x_i а её вклад в изображение пропорционален яркости этой частицы l_i (оптическую систему, а следовательно и все вносимые ею искажения мы считаем не меняющимися во времени) (Рис. 1):

$$F(x) = \xi(x) + \sum_N l_i G_i(x_i, x) \quad (11)$$

В случае существования единственной частицы на изображении, плотность вероятности того, что пиксель с координатой x будет иметь яркость $F(x)$ при условии, что координата частицы равна a , а яркость l , очевидно есть:

$$p(x, a, l) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(F(x)-lG(a,x))^2}{2\sigma^2}} \quad (12)$$

В таком случае, плотность вероятности зарегистрировать изображение $F(x)$ на некотором множестве пикселей S при условии что амплитуды шума разных пикселей независимы есть:

$$p(a, l) = \prod_x^S \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(F(x)-lG(a,x))^2}{2\sigma^2}} \sim e^{-\frac{\sum_x (F(x)-lG(a,x))^2}{2\sigma^2}} \quad (13)$$

Здесь и далее мы будем опускать нормировочные множители. Полученное выражение можно представить в виде:

$$p(a, l) \sim e^{-\frac{\overline{F} + l^2 \overline{G}(a) - 2l \overline{F}(a)}{2\sigma^2}} \quad (14)$$

где: $\overline{F} = \sum_x F(x)^2$, $\overline{G}(a) = \sum_x G(a, x)^2$, а $\overline{F}(a) = \sum_x F(x)G(a, x)$ - есть свертка полученного изображения с изображением частицы, если предположить что:

$$G(a, x) = G(a - x) \quad (15)$$

В этом же предположении (пренебрегая эффектами на краях изображения) $\overline{G}(a)$ не зависит от a . Пусть яркость частицы нам не известна, а является независимой, нормально распределенной случайной величиной с математическим ожиданием L и дисперсией σ' . В таком случае, плотность вероятности получить изображение F при условии что частица имеет координату, a , есть:

$$p(a) = \frac{1}{\kappa\sqrt{2\pi}} \int p(a, l) e^{-\frac{(l-L)^2}{2\kappa^2}} dl \sim \int e^{-\frac{\overline{F} + l^2 \overline{G}(a) - 2l \overline{F}(a)}{2\sigma^2} - \frac{(l-L)^2}{2\sigma'^2}} dl \quad (16)$$

интегрируя (15) приходим к окончательному результату:

$$p(a, l) \propto \frac{1}{\sqrt{\overline{G}(a) + \kappa^2}} \exp\left(-\frac{\overline{F} + \kappa^2 L^2}{2\sigma^2} + \frac{(\overline{F}(a) + \kappa^2 L)^2}{2\sigma^2 (\overline{G}(a) + \kappa^2)}\right) \quad (17)$$

где: $\kappa = \frac{\sigma}{\sigma'}$. Таким образом, в предположении (15) мы получили монотонную функцию $\overline{F}(a)$, достигающую максимума одновременно с $\overline{F}(a)$. Это оправдывает применение Фурье фильтрации, поскольку отфильтрованное изображение есть свертка исходного с фильтром, представляющим собой изображение искомой частицы. В случае нескольких частиц каждую частицу можно рассматривать отдельно, и совместная плотность вероятности распадается в произведение:

$$p(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N) = \prod_N p(a_i, l_i) \quad (18)$$

только при условии, что интегралы перекрестных произведений функций изображений частиц равны нулю (только в этом случае для каждого пикселя изображения мы можем написать формулу (12) так, чтобы в нее входила функция изображения только одной частицы, поскольку после возведения разности $F - l_1 G_1 - l_2 G_2 - \dots$ в квадрат неизбежно возникнут перекрестные члены $G_i G_j$). В противном случае формула (18) становится неприменимой. Это очевидно происходит, когда частицы сближаются на расстояния, сравнимые с размерами пятен их изображений.

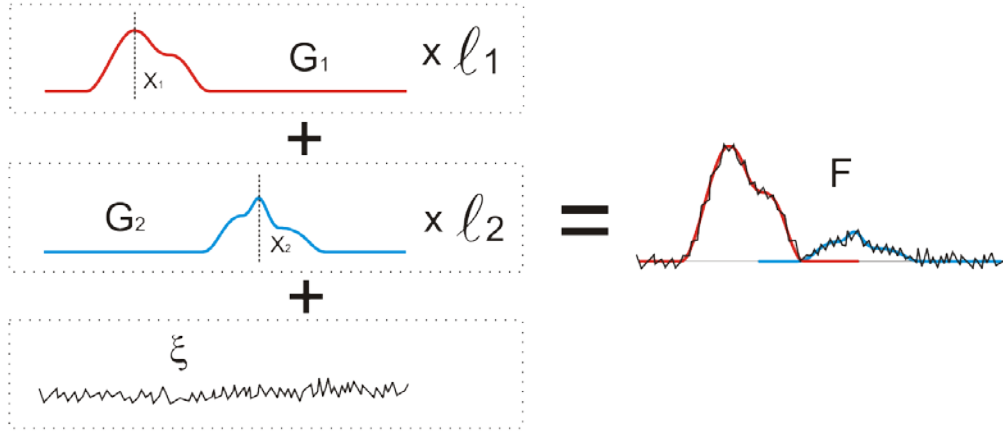


Рис. 1. Модель формирования изображения.

Критерий наибольшего правдоподобия и перекрытие изображений частиц

Оставаясь в рамках одномерной модели, положим, что мы имеем N частиц. На предыдущем кадре они имели координаты x_i , скорости v_i , яркости η_i и нам известны функции их изображений $G_i(x_i, x) = G(x_i - x)$.

По-прежнему будем считать, что изменения яркости частицы, шумы изображения, а также отклонения частицы относительно равномерного прямолинейного движения являются независимыми случайными величинами с дисперсиями σ' , σ и σ'' соответственно. Тогда плотность вероятности найти наши N частиц на данном кадре с координатами a_1, \dots, a_N и яркостями l_1, \dots, l_N есть:

$$p(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N) = \frac{p_F(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N) p_X(a_1, \dots, a_N) p(l_1, \dots, l_N)}{P_F} \quad (19)$$

где:

$$p_F(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N) = \prod_x \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\left(F(x) - \sum_i^N l_i G(x - a_i)\right)^2}{2\sigma^2}} \quad (20)$$

плотность вероятности (аналогичная (13)) получить изображение F при заданных a_i и l_i в случае многих частиц,

$$p_X(a_1, \dots, a_N) = \frac{1}{\sigma^{2N} \sqrt{2\pi^N}} e^{-\frac{\sum_i^N (a_i - x_i - \tau v_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (21)$$

плотность вероятностей найти частицы с координатами a_i при условии что на предыдущем кадре они имели координаты x_i и скорости v_i ,

$$p(l_1, \dots, l_N) = \frac{1}{\sigma^{2N} \sqrt{2\pi^N}} e^{-\frac{\sum_i^N (l_i - \eta_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (22)$$

плотность вероятностей найти частицы с яркостями l_i , а p_F – плотность вероятности получить изображение F без каких бы то ни было предположений.

Таким образом, логарифм плотности вероятности (19) обнаружить частицы на данном кадре с точностью до константы будет равен:

$$\ln p(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N) = C - \frac{\sum_y^S \left(F(y) - \sum_i^N l_i G(y - a_i) \right)^2}{2\sigma^2} - \frac{\sum_i^N (l_i - \eta_i)^2}{2\sigma^2} - \frac{\sum_i^N (a_i - x_i - \tau v_i)^2}{2\sigma^2} \quad (23)$$

В соответствии с критерием наибольшего правдоподобия состоятельной оценкой для искомым параметров $(a_1, \dots, a_N, l_1, \dots, l_N)$, будут значения, доставляющие максимум выражению (23). В данном случае не имеет значения, насколько близко располагаются те или иные частицы.

Как показала практика, при вычислении координат численной минимизацией (23) основным источником ошибок является определение локального максимума вместо глобального. А в случае если глобальный максимум найден, ошибка в определении координаты частицы δa_i не превышает ± 0.2 пикселя для изображения с отношением шум/сигнал $\sim 20\%$ даже при перекрытии нескольких изображений (Рис. 2).

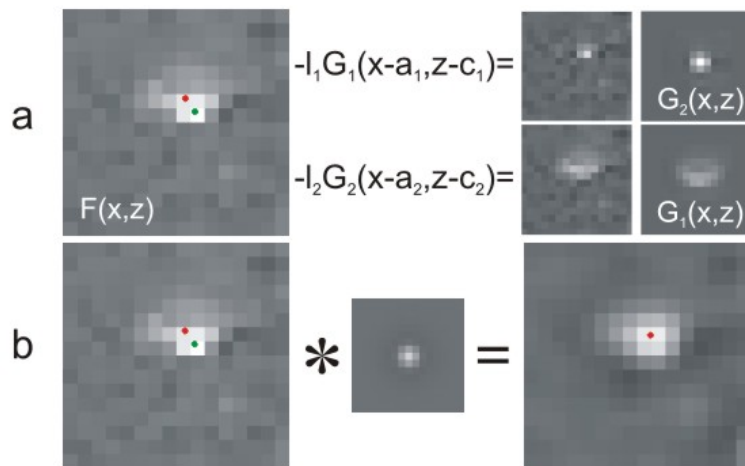


Рис. 2. Сравнение методов максимума правдоподобия **a** и Фурье фильтрации **b** (показан фильтр, с которым производилась свертка) для случая близкорасположенных изображений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый метод для определения сил взаимодействия между частицами в неидеальных диссипативных системах с изотропными парными потенциалами. Метод основан на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, и позволяет восстанавливать как потенциал парного взаимодействия между частицами системы, так и параметры внешнего удерживающего потенциала, не опираясь на априорную информацию о коэффициентах трения частиц. В отличие от методов, разработанных ранее, предлагаемый метод не вносит возмущений в исследуемую систему частиц; не опирается на привлечение каких-либо дополнительных предположений о внешних силах или связях между пространственными корреляционными функциями и потенциалом парного взаимодействия; и может применяться как для слабо коррелированных, так и для сильно неидеальных систем, которые состоят из двух или более взаимодействующих частиц.

Также предложен новый способ распознавания изображений пылевых частиц, позволяющий в несколько раз повысить точность определения смещений частиц, полностью исключить pixel locking (систематическую ошибку распознавания, свойственную для методов распознавания с субпиксельной точностью, при которой восстановленная координата частицы смещена относительно истинной в сторону ближайшего целого значения) и корректно обрабатывать случаи перекрытия изображений частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Thomas H. M. and Morfill G.E.** // Nature (London) **379**, 806, (1996).
2. **Фортов В.Е., Якубов И.Т.** // Неидеальная плазма. - М.: Энергоатомиздат (1994).
3. **Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е.** // ЖЭТФ **127**, 1153-1165 (2005).
4. **V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak A, and G.E. Morfill** // Phys. Reports **412**, 1 (2005).
5. **S. V. Vladimirov, K. Ostrikov, A. A. Samarian** // Physics and Applications of Complex Plasmas (Imperial College, London, 2005)
6. **Yakubov I.T., Khrapak A.G.** //Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys. **2**, 269 (1989)
7. **Н.П. Коваленко, И.З. Фишер** // УФН **102**, 209 (1972)
8. **N. H. March, M.P.Tosi.** Introduction to liquid state physics // World Scientific (1995).
9. **U. Konopka, L. Ratke, and H.M. Thomas** // Phys. Rev. Lett. **79**, 1269 (1997).
10. **J.E. Daugherty, R.K. Porteous, M.D. Kilgore, and D.B. Graves** // J. Appl. Phys. **72**, 3934 (1992).
11. **Г.Е. Морфилл, В.Н. Цытович, Х.Томас** // Физика плазмы **29**, 3-36 (2003).
12. **S.V. Vladimirov and M. Nambu** // Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).
13. **A. D. Usachev, A.V. Zobnin, O. F. Petrov at al.** // Phys. Rev. Lett. **102**, 045001 (2009)
14. **О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, А.В. Гавриков, В.Е. Фортов** // Физика плазмы **33**, 311 (2007).
15. **V.E. Fortov, O.F. Petrov, O.S. Vaulina** //Phys. Rev. Lett. **101**,195003 (2008).
16. **V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Molotkov at al.** // Phys. Rev. Lett. **87**, 205002 (2001)
17. **V.E. Fortov, O.F. Petrov, A.D. Usachev, A.V. Zobnin** // Phys. Rev. E **70**, 0046415 (2004)
18. **О.С. Ваулина, Е.А. Лисин, А.В. Гавриков, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов**, ЖЭТФ, том 137, № 4, с.751-766 (2010)
19. **О.С. Ваулина, К.Г. Адамович, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов**, ЖЭТФ, том 134, с. 367 (2008)
20. **Стаценко К.Б., Хрусталеv Ю.В.**, Кинетический и структурный анализ пылевых образований в плазме ВЧ-разряда. //Физика Экстремальных Состояний Вещества, Черногoловка, 2005

21. **Fortov V.E., Gavrikov A.V.**, The measurement of kinetic temperature of dust component of complex plasma in rf-discharge //New vistas in dusty plasmas, Fourth international conference on the physics of dusty plasmas, Vol.79, 2005

E.A. Lisin ¹, K.B. Statsenko ¹, O.S. Vaulina ^{1,2}, O.F. Petrov ^{1,2}, V.E. Fortov ^{1,2}

¹ *Joint Institute for High Temperatures of RAS, Russia,
125412, Moscow, Izhorskaya st. 13, bd.2, E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru*

² *Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Russia,
141700, Dolgoprudny, Institutskiy lane, 9*

OPTICAL METHODS FOR MEASURING THE INTERACTION POTENTIAL BETWEEN MACROPARTICLES IN A GAS DISCHARGE PLASMA

A new method for determining interaction forces between particles in non-ideal dissipative systems with isotropic pair potentials is presented. The method is based on solving the inverse problem which describes motion of particles by a system of Langevin equations, and also allows us to restore the parameters of external confining potential. Also, a new method of image recognition of dust particles is proposed.

**METHODS OF DIAGNOSTICS, NON-IDEAL DISSIPATIVE SYSTEMS, DISPERSION
MEDIA, DUSTY PLASMA, INTERPARTICLE INTERACTION POTENTIAL, METHODS FOR
IMAGE RECOGNITION**