

ФРАКТАЛЬНОЕ БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

© 2023 г. К. Г. Косс^{a, b, *}, И. И. Лисина^{a, b}, М. М. Васильев^{a, b},
А. А. Алексеевская^a, Е. А. Кононов^{a, b}, О. Ф. Петров^{a, b}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Москва, Россия

*e-mail: Xeniya.Koss@gmail.com

Поступила в редакцию 01.08.2022 г.

После доработки 24.10.2022 г.

Принята к публикации 24.10.2022 г.

Проанализированы экспериментально полученные данные о движении одиночной коллоидной частицы в ловушке в приэлектродном слое плазмы ВЧ-разряда. Эксперимент проводился с коллоидами трех типов: непокрытые меламин-формальдегидные частицы, меламин-формальдегидные частицы с тонким медным покрытием и янус-частицы, частично покрытые железом. На коллоиды воздействовал плоский широкий лазерный пучок, позволяя визуализировать их и изменять их кинетическую энергию. Для анализа движения частиц были построены функции их динамической энтропии первого пересечения, найдена область локализации частиц и фрактальная размерность их траекторий. Полученные результаты свидетельствуют о значительном различии между коллоидами разных типов, а также об эволюции их движения с изменением кинетической энергии. Показано, что фрактальная размерность траекторий частиц всех типов является дробной и уменьшается с увеличением их кинетической энергии.

Ключевые слова: коллоидная плазма, фрактальное броуновское движение, активные броуновские частицы, фрактальная размерность

DOI: 10.31857/S0367292122600972, **EDN:** BFDZFB

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение движения активных броуновских частиц и управление ими — задача, актуальная для различных областей науки и технологии, в том числе для медицины, биологии, разработки “умных” материалов [1]. Активная материя обладает способностью брать энергию из окружающей среды и переходить в состояние, далекое от равновесия [2]. Благодаря этой способности, поведение таких систем может сильно отличаться от поведения термодинамически равновесных систем, что представляет обширное поле для фундаментальных исследований. В частности, в активной материи могут наблюдаться специфические динамические фазовые переходы и коллективные явления [1, 3]. Самые яркие примеры активных, или самодвижущихся, частиц — объекты живой природы: подвижные клетки [4], микроорганизмы [5, 6], насекомые [7, 8]; даже поведение крупных животных может быть описано в рамках модели активных броуновских частиц (АБЧ) [9, 10]. Огромно разнообразие искусственных активных частиц: среди них коллоиды в буферной среде [11, 12], химически активируемые гранулы [13–15] и

даже механические объекты [16–19]. В системах АБЧ наблюдаются явления кластеризации [20], самопроизвольного механического разделения фаз (motility-induced phase separation, MIPS) [21, 22], необычного взаимодействия частиц с препятствиями [23, 24]. Эффект неравновесной сепарации таких коллоидов может использоваться для самосборки [25]. Среди способов создания активной материи следует отдельно отметить янус-частицы, названные так в честь двуликого бога древнеримской мифологии. Это объекты, состоящие из двух или более частей, различающихся по своим физическим или химическим свойствам, зачастую противоположных друг другу по сути [26, 27]. Янус-частицы могут иметь анизотропные оптические, электрические, магнитные и другие свойства, что создает широкие возможности для исследований [28].

Один из примеров активной материи, которую удобно создавать, наблюдать и анализировать — это коллоидные микрочастицы в газовых разрядах и других разреженных средах. В настоящее время этот объект пристально изучается. Протяженные системы активных частиц в ВЧ-разряде

исследуются в работах [29, 30], малые системы (пылевые кластеры) в ВЧ-разряде [31, 32], структуры активных частиц при криогенных температурах [33], разряде постоянного тока [34]. Важная особенность таких систем, в отличие от исследуемых в большинстве теоретических и экспериментальных работ по активным системам, — малая вязкость среды, окружающей частицы. При движении частицы в среде малой плотности (газ вместо жидкости) числа Рейнольдса высоки, и необходимо принимать во внимание инерцию частицы [35]. К таким “инертным” частицам относятся гранулы, самодвижущиеся на вибрирующей подложке или имеющие вибрационный мотор [16, 18], минироботы [17], насекомые [36] и микроколлоиды в плазме, рассматриваемые в настоящей работе. В целом, динамика активных броуновских частиц в газоразрядной плазме существенно отличается от поведения активных коллоидов в жидкости, так как вязкость буферного газа стремится к нулю. Численное исследование таких систем было проведено в работе [37].

Так как АБЧ в газовой среде — сравнительно новый и неизученный объект, представляет интерес исследование движения отдельно взятых частиц. Такие эксперименты были проведены в работах [38, 39]. В работе [38] экспериментально и теоретически изучен механизм появления активности у янус-частиц в ВЧ-разряде, облучаемых плоским лазерным пучком, а также представлены экспериментально полученные различные типы траекторий таких янус-частиц. В работе [39] проведено экспериментальное сравнение движения в ВЧ-разряде коллоидных частиц различных типов: меламина-формальдегидной без покрытия, с полным металлическим покрытием поверхности, а также янус-частицы — пластиковой частицы, половина которой покрыта металлом. Продемонстрирован механизм преобразования энергии облучающего лазера в кинетическую энергию движения частиц.

Важным вопросом при исследовании одиночных активных частиц, равно как и структур, состоящих из них, является количественный анализ реакции исследуемой системы на внешние воздействия. Показано [39], что при воздействии лазерным излучением кинетическая энергия частиц растет. А как меняется поведение частицы при изменении ее кинетической энергии?

Выбор инструмента для количественного изучения движения активных броуновских частиц — нетривиальная задача. Так как в исследуемых системах постоянно присутствует приток внешней энергии (которую активные частицы преобразуют в кинетическую энергию движения), они являются открытыми, и применить методы классической термодинамики не представляется возможным. Тем не менее открытые системы могут

эволюционировать при изменении внешних условий, и для количественной оценки сложности их состояния используются различные подходы [40]. Наиболее удобным для изучения нашего объекта — коллоидных частиц в плазме — представляется вычисление фрактальной размерности их траекторий [40, 41]. В настоящей работе мы используем методику вычисления фрактальной размерности и области локализации частицы из динамической энтропии первого пересечения [42, 43]. С помощью этих параметров мы можем проследить эволюцию движения частицы при изменении ее кинетической энергии.

Таким образом, в данной статье исследуется состояние одиночной коллоидной частицы в ВЧ-разряде с помощью фрактального анализа ее траектории.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема установки, на которой проводились эксперименты, представленные в данной статье, приведена на рис. 1. Эксперименты проводились в газоразрядной камере, имеющей оптические окна для ввода лазерного излучения и проведения наблюдений. После откачки до глубокого вакуума камера заполнялась аргоном до давления 3.5 Па. Напряжение частотой 13.56 МГц подавалось на плоские горизонтальные электроды, иницируя разряд. Для формирования электростатической ловушки на нижнем электроде располагалось медное кольцо диаметром 35 мм [39]. Диаметр кольца был подобран таким образом, чтобы коллоидные частицы надежно удерживались ловушкой, но в то же время могли совершать движение достаточно большой амплитуды. Пылевые частицы инжестировались в газоразрядную камеру через отверстие в верхнем электроде.

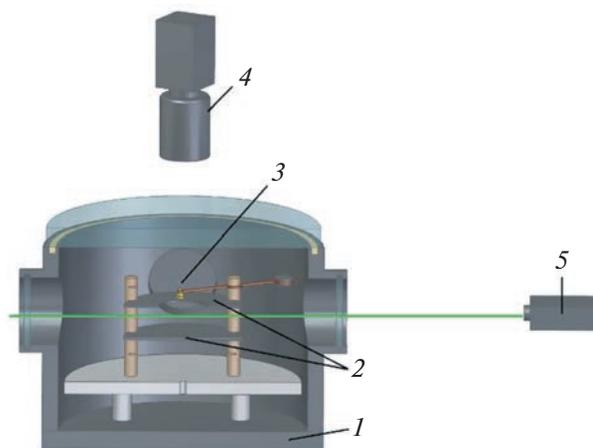


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — рабочая вакуумная камера; 2 — электроды; 3 — инжектор частиц; 4 — скоростная видеокамера; 5 — лазер.

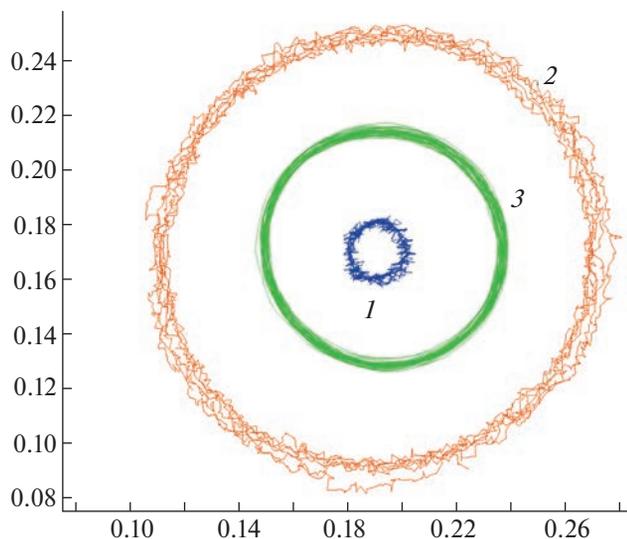


Рис. 2. Характерные траектории одиночной коллоидной частицы в плазме ВЧ-разряда за промежуток времени 8 с: 1 (голубая) – непокрытая МФ-частица, 2 (оранжевая) – покрытая медью МФ-частица, 3 (зеленая) – янус-частица. Все представленные траектории были получены при мощности лазера 1 Вт.

Для подсветки частиц и воздействия на них использовался однородный плоский лазерный луч с длиной волны излучения 514 нм. Положение пылевых частиц фиксировалось высокоскоростной видеокамерой с частотой съемки 400 кадров в секунду и разрешением 1440 × 1440 (14.6 мкм/пиксел), расположенной над верхним электродом.

В экспериментах были использованы три вида монодисперсных сферических частиц из меламин-формальдегида (МФ) диаметром 10 мкм. Частицы первого типа не имели покрытия. Вся поверхность частиц второго типа была покрыта тонким слоем меди. Коллоиды первого и второго типа – заводского производства [44]. Коллоиды третьего типа представляли собой янус-частицы, поверхность которых была частично покрыта железом. Основу такой частицы составлял МФ-шарик диаметром 10 мкм; методика частичного покрытия его металлом подробно описана в статьях [39, 45].

В ходе эксперимента одиночная частица помещалась в ВЧ-разряд, где заряжалась потоками электронов и ионов и левитировала, двигаясь в пределах ловушки. Продолжительность эксперимента при каждом значении мощности облучающего лазера составляла 30 с. Мощность лазерного излучения в экспериментах с каждым типом частиц менялась от 0.05 до 1.5 Вт. Полученные видеоизображения распознавались с помощью специального программного обеспечения, в результате чего мы получали набор координат частицы в каждый момент времени. Характерные траекто-

рии частиц при одинаковой мощности лазера представлены на рис. 2. Видно, что частицы всех типов совершают периодическое круговое движение, однако траектории не гладкие, а имеют разную степень зашумленности, обусловленной случайными колебаниями частицы. Также значительно различаются диаметры траекторий частиц разного типа. Очевидно, это вызвано воздействием на частицы внешних сил, главным образом силы, инициируемой лазерным излучением.

3. СРЕДНЯЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦ

Из полученного набора координат были найдены средние кинетические энергии частиц всех типов. Основная проблема корректного определения скоростей (а, следовательно, и кинетических энергий) частиц связана с выбором временного шага, с которым анализируются их траектории [46–48]. Мгновенные скорости частиц вычисляются по формуле

$$V_N^{(x)}(t) = \frac{x(t + N\tau) - x(t)}{N\tau}, \quad (1)$$

где τ – минимальный шаг по времени, который соответствует частоте кадров видеосъемки, постоянная величина, а число N позволяет подобрать оптимальный шаг по времени с помощью пропуска кадров и минимизировать экспериментальные ошибки измерения мгновенных скоростей частиц. Конечное пространственное разрешение видеокамеры, особенности процедуры распознавания образов частицы и определения ее центра масс приводят к ошибке измерения положения в пространстве. Если величина $N\tau$ мала, ошибки в определении положения частицы приводят к систематическому завышению вычисляемой скорости относительно реальной [46, 48]. С другой стороны, для корректного измерения скорости частица должна двигаться в баллистическом режиме. При низком временном разрешении (т.е. когда шаг $t = N\tau$ слишком велик), наблюдается только диффузионное движение, что приводит к систематическому занижению вычисляемой скорости [46, 47]. Для броуновской частицы в ловушке баллистический режим движения реализуется на временах много меньше величины обратного трения $t = \tau_{fr} = v_{fr}^{-1}$. Выбор оптимального значения $N\tau$ для корректной оценки кинетической энергии движения частицы, $K_N = MV_N^2(N\tau)/2$, соответствует наименьшему интервалу времени $t = N\tau$, за который среднее смещение частицы существенно больше средней ошибки в значениях координат. Согласно исследованиям динамики модельной частицы, если искомое значение $N\tau \lesssim v_{fr}^{-1}$, то $t = N\tau$ определяется экстремумом

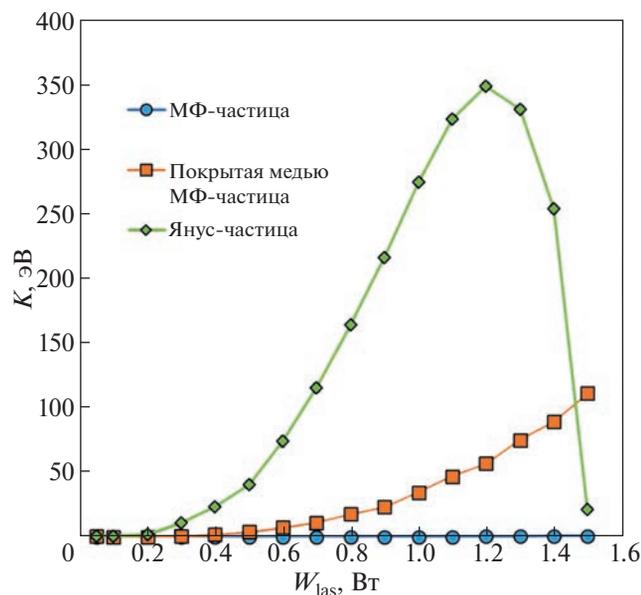


Рис. 3. Зависимость кинетической энергии K частиц трех типов от мощности лазерного излучения W_{las} .

первой производной функции $f_{v^2}(N) = V_N^2(N)$, $\max\left(\frac{\partial f_{v^2}(N\tau)}{\partial(N\tau)}\Big|_{N=N_0}\right)$, т.е. точкой перегиба функции f_{v^2} , $\frac{\partial^2 f_{v^2}(N)}{\partial(N)^2}\Big|_{N=N_0} = 0$. Используя данный критерий, мы определили оптимальный для каждой траектории шаг по времени $N_0\tau$, необходимый для корректного вычисления средней кинетической энергии движения частицы.

На рис. 3 представлены зависимости кинетической энергии K частиц трех типов от мощности лазерного излучения W_{las} . Очевидно, что каждая из частиц преобразует энергию излучения в кинетическую с разной эффективностью. Кинетическая энергия непокрытой меламин-формальдегидной частицы изменяется сравнительно мало — от 0.04 до ~1 эВ. Покрытая медью частица разгоняется во много раз сильнее: от 0.7 эВ при минимальной мощности лазера до ~130 эВ при максимальной. В работе [30] продемонстрировано, что на покрытые металлом частицы действует значительная фотофоретическая сила, проведена оценка нагрева МФ-частицы с медным покрытием в ходе эксперимента. Как показано в работе [49], разогрев непокрытой МФ-частицы также может быть связан с фотофоретической силой, действующей на коллоиды с небольшими дефектами.

Что касается янус-частицы, изменение ее кинетической энергии наиболее необычно. Во-первых, оно самое значительное по величине (от 0.6 до ~350 эВ), а во-вторых, оно немонотонно: при увеличении мощности лазера выше 1.2 Вт ки-

нетическая энергия янус-частицы уменьшается. По всей видимости, это связано с неоднородностью покрытия на поверхности частицы. Ввиду особенностей получения янус-частиц [39] металлическое покрытие может представлять собой не равномерный слой, занимающий 50% поверхности частицы, а отдельные островки. Разогрев такой поверхности приводит к случайному вращению частицы, резким изменениям направления ее движения и, как следствие, аномальной немонотонной динамике кинетической энергии. Поэтому разогрев и поведение янус-коллоидов может различаться от частицы к частице.

4. ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ ТРАЕКТОРИЙ

Методика

Рассматриваемая система активных броуновских частиц находится вдали от равновесия. Динамика частиц определяется вкладом энергии извне и ее превращением в кинетическую энергию их движения. Таким образом, методики, с помощью которых анализируется состояние коллоидных частиц, не должны опираться на предположение об их термодинамической изолированности.

Функция динамической энтропии, предложенная в работах [31, 32] в качестве подхода для описания кинетики активных броуновских систем, удовлетворяет этому условию. Известно, что максимальная экспонента Ляпунова достигает экстремума в точке фазового перехода “жидкость—твердое тело” [50]. Положение этого экстремума соответствует максимуму энтропии Колмогорова—Синяя $\sum_i \lambda_i = h_{KS}$, которая представляет собой сумму показателей экспоненты Ляпунова. Но применить к анализу броуновских систем непосредственно энтропию Колмогорова—Синяя невозможно, так как траектории броуновских частиц недифференцируемы, и h_{KS} расходится [42, 43]. Поэтому в случае стохастических систем более удобно использовать динамическую энтропию $h(\epsilon)$, зависящую от параметра огрубления ϵ [42]. В настоящей работе мы используем подход, называемый “динамическая энтропия первого пересечения” (mean first-passage time dynamic entropy, MFPT) [42, 43].

Предполагая пространственный масштаб не слишком мелким [42], можно примерно вычислить динамическую энтропию следующим образом. В момент времени $t = 0$ строится сфера радиуса ϵ с центром в точке нахождения частицы. Затем находится момент времени τ , в который частица впервые пересекает границу ϵ . Динами-

ческая энтропия первого пересечения $S(\epsilon)$ определяется как [43]

$$S(\epsilon) \equiv \tau(\epsilon)^{-1}, \quad (2)$$

где $\tau(\epsilon) = \int_0^\infty P_\epsilon(t) dt$, а $P_\epsilon(t)$ – вероятность того, что частица достигнет границы ϵ в момент времени между t и $t + dt$.

Чем дальше частица уходит от начального положения, тем меньше $S(\epsilon)$. В конце концов, когда радиус ϵ описываемой сферы станет достаточно большим, в него уместится вся траектория частицы. Это происходит в точке $\epsilon = \epsilon_0$, где $S(\epsilon)$ резко уходит в 0 (см. рис. 4). Заметим, что ϵ_0 – расстояние от начальной точки, дальше которого частица не уходит. Таким образом, ϵ_0 представляет собой область локализации, диаметр окружности, описанной вокруг траектории частицы.

Если функция распределения смещений частицы гауссова, ее среднеквадратичные смещения имеют следующую асимптотику [43]:

$$r^2(t) \propto t^{2\nu}, \quad (3)$$

а время первого пересечения

$$\tau(\epsilon) \propto \epsilon^{1/\nu}. \quad (4)$$

Здесь ν – константа, зависящая от характеристик системы и от временного масштаба наблюдений. Для малых времен наблюдения, на которых движение частицы имеет баллистический характер, $\nu = 1$. Для очень больших времен и гауссова распределения смещений частицы (например, при пассивном броуновском движении) $\nu = 1/2$.

Пусть $\Delta(\epsilon) = -d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$ – логарифмическая производная $S(\epsilon)$. Тогда для больших ϵ

$$\Delta(\epsilon) \rightarrow \Delta_f = \frac{1}{\nu}, \quad (5)$$

где величина Δ_f соответствует фрактальной размерности траектории частицы.

Для систем с типом движения, отличным от пассивного броуновского, значение $\Delta(\epsilon)$ при больших ϵ может отличаться от 2. Значения $1 < \Delta_f < 2$ соответствуют персистентному фрактальному броуновскому движению, значения $\Delta_f > 2$ – антиперсистентному фрактальному броуновскому движению [51].

Отметим, что функция $S(\epsilon)$, равно как и ее логарифмическая производная, являются разрывными в точке $\epsilon = \epsilon_0$. Мы берем $\Delta_f = -d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$ как левостороннюю логарифмическую производную функции $S(\epsilon)$ при $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$. На рис. 4 проиллюстрировано вычисление ϵ_0 и Δ_f для траекторий исследуемых частиц при мощности лазерного излучения $W_{las} = 1$ Вт.

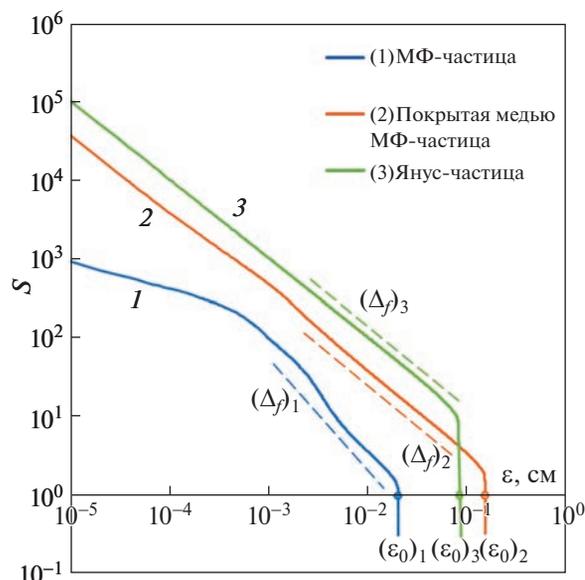


Рис. 4. Зависимость динамической энтропии первого пересечения S от параметра огрубления ϵ для частиц трех типов при мощности лазерного излучения $W_{las} = 1$ Вт. Пунктирными линиями обозначены логарифмические производные $d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$, вычислением которых мы получаем величины фрактальных размерностей $(\Delta_f)_1$, $(\Delta_f)_2$, $(\Delta_f)_3$. Сплошными вертикальными линиями обозначены величины областей локализации $(\epsilon_0)_1$, $(\epsilon_0)_2$, $(\epsilon_0)_3$ непокрытых МФ-частиц, покрытых медью МФ-частиц и янус-частиц соответственно.

Анализируя зависимости энтропии первого пересечения и ее производной от параметра огрубления ϵ , получаем область локализации и фрактальную размерность траекторий частиц, которые позволяют нам описать степень рандомизации системы [29, 32].

Фрактальная размерность: результаты

Итак, взяв логарифмическую производную от функции динамической энтропии для частицы в каждом эксперименте и найдя угловой коэффициент ее линейного приближения Δ_f для $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$, мы находим значения фрактальной размерности траектории частицы. Результаты, полученные для различных типов коллоидов, а также сводный график в логарифмическом масштабе, представлены на рис. 5. Для всех типов частиц фрактальная размерность Δ_f траекторий при низких кинетических энергиях близка к 2 (что является значением фрактальной размерности для классического броуновского движения [51]), а при высоких кинетических энергиях стремится к 1 (размерность гладкой кривой). Для непокрытых и покрытых медью частиц снижение фрактальной

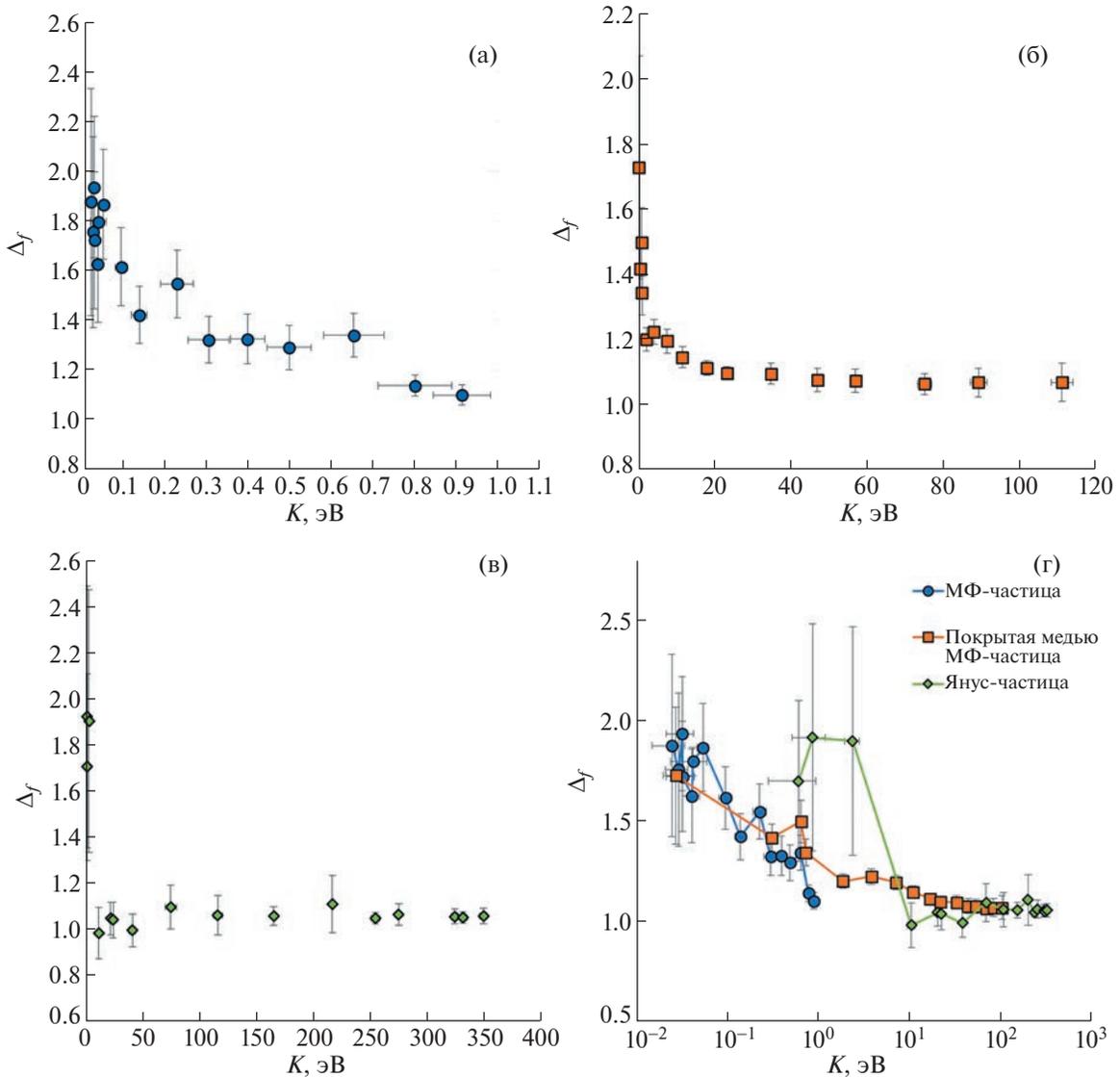


Рис. 5. Фрактальная размерность Δ_f траекторий коллоидных частиц в зависимости от их кинетической энергии: не покрытые МФ-частицы (а), покрытые медью МФ-частицы (б), янус-частицы (в), сводный график для всех типов частиц (г).

размерности происходит достаточно плавно, по мере того как действующие со стороны лазерного излучения силы разгоняют их, спрямляя траекторию. Характер движения янус-частиц отличается от коллоидов с однородной поверхностью. В связи с тем, что их покрытие металлом неоднородно, их траектории движения могут меняться произвольным образом при изменении мощности лазера (случайное броуновское движение накладывается на окружности, спирали, эпитрохоиды), а кинетическая энергия зависит от мощности лазера немонотонно. Фрактальная размерность траекторий янус-частиц падает резко, ступенькой выходя на значение $\Delta_f \sim 1$.

5. ОБЛАСТЬ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЧАСТИЦ

Из зависимостей динамической энтропии первого пересечения была определена область локализации частиц ϵ_0 — значение параметра огрубления ϵ , при котором $S(\epsilon)$ обращается в 0. Физически это соответствует диаметру окружности, за пределы которой частица не выходит в течение эксперимента. Сводный график ϵ_0 от кинетической энергии представлен на рис. 6. Для всех исследованных частиц ϵ_0 растет с увеличением их кинетической энергии. Характер роста для всех типов частиц схож — это степенная зависимость с показателем $1/2$, т.е. $K = A\epsilon_0^2$.

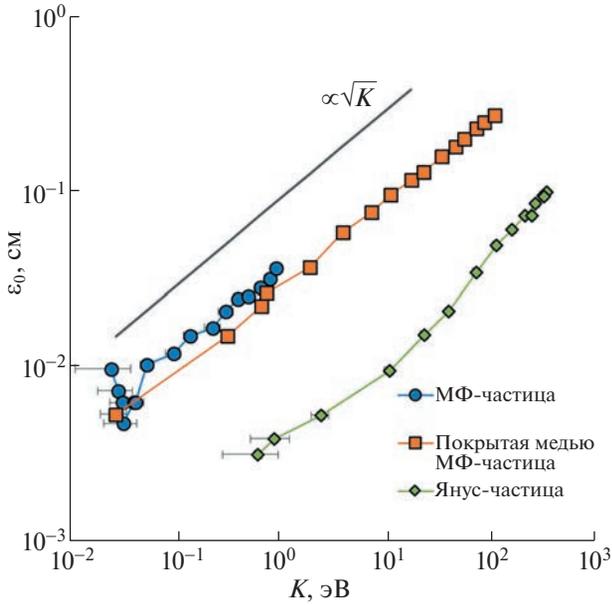


Рис. 6. Область локализации частиц ϵ_0 в зависимости от их кинетической энергии K . Показаны данные для трех типов частиц. Сплошная черная линия представляет аппроксимацию $\epsilon_0 \propto \sqrt{K}$.

Действительно, рассмотрим движение частицы по окружности с некоторой постоянной скоростью v , зависящей от покрытия частицы и мощности лазерного излучения. В этом случае радиус круговой траектории частицы r определяется равенством центробежной силы и силы, действующей на частицу со стороны ловушки:

$$m\omega^2 r = \alpha r,$$

где a – градиент силы ловушки. Учитывая, что при движении по окружности $\omega = v/r$, получим

$$\frac{\alpha r^2}{2} = \frac{mv^2}{2}.$$

Для области локализации $\epsilon_0 = 2r$ имеем $\epsilon_0 \propto \sqrt{K}$, где коэффициент пропорциональности определяется типом коллоидной частицы.

Для каждой серии экспериментов были построены зависимости среднеквадратичного смещения $r^2(t) = (x^2(t) + y^2(t))$ (см. рис. 7).

Так как частица движется в ловушке, на больших временах значение среднеквадратичного смещения выходит на константу r_{\max}^2 [52, 53]. В случае периодического движения (например, по окружности) $r^2(t)$ осциллирует с постоянным максимумом r_{\max}^2 (см. рис. 7). Эта константа связана с максимальным средним линейным смещением частицы L_{\max} соотношением $L_{\max} = 0.5\sqrt{2r_{\max}^2}$.

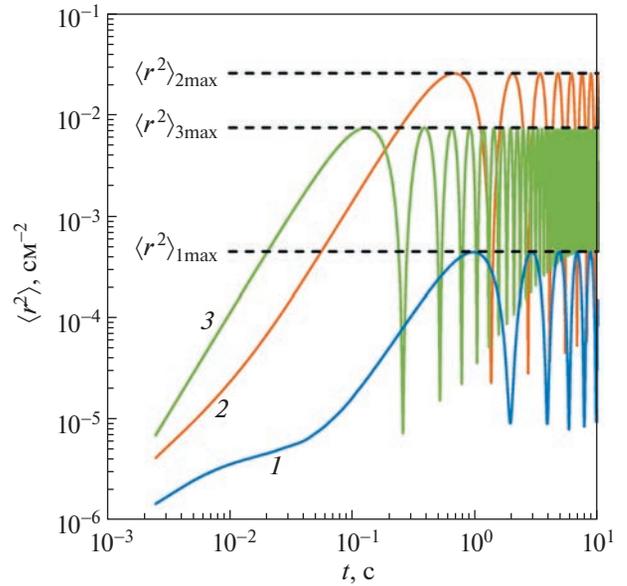


Рис. 7. Зависимости среднеквадратичного смещения $r^2(t)$ частиц трех типов от времени. Штриховыми линиями обозначены величины максимального среднеквадратичного смещения для каждой частицы: $r_{1\max}^2$ (соответствующий голубой кривой) – непокрытая МФ-частица, $r_{2\max}^2$ (соответствующий оранжевой кривой) – покрытая медью МФ-частица, $r_{3\max}^2$ (соответствующий зеленой кривой) – янус-частица.

Постоянные r_{\max}^2 и L_{\max} были найдены для всех экспериментов. Значения L_{\max} с хорошей точностью (не превышающей ошибку эксперимента)

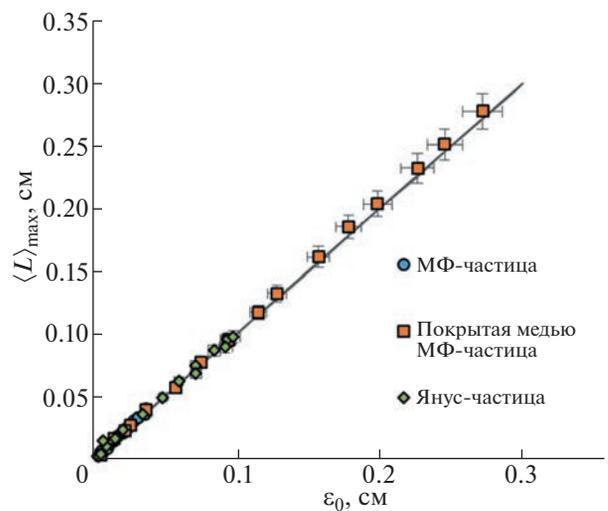


Рис. 8. Соотношение между областью локализации частицы ϵ_0 и ее максимальным средним смещением L_{\max} для трех типов коллоидов.

совпадают с найденными величинами области локализации ϵ_0 в области больших энергий, где частица движется по окружности (см. рис. 8).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализированы экспериментальные данные по движению одиночных частиц трех типов в ловушке в ВЧ-разряде: 1) непокрытая частица из меламина-формальдегида (МФ), 2) такая же МФ-частица, покрытая медью, 3) МФ-частица, частично покрытая железом. Подтверждено, что кинетическая энергия коллоидов, частично или полностью покрытых металлом, значительно изменяется с увеличением мощности облучающего лазера, т.е. они являются активными частицами. Кинетическая энергия янус-частицы меняется немонотонно из-за неоднородности металлического покрытия. Кинетическая энергия непокрытой МФ-частицы увеличивается с ростом мощности лазера, но это изменение на два порядка ниже, чем для покрытых частиц.

Фрактальная размерность траекторий падает с ~ 2 до ~ 1 с ростом энергии частицы. Для непокрытой и полностью покрытой частиц изменение происходит плавно, для янус-частицы – со скачком.

Область локализации ϵ_0 – диаметр окружности, внутри которой частица движется в течение эксперимента – растет с ростом энергии K частицы, подчиняясь квадратичной зависимости. Область локализации для рассмотренных экспериментов с хорошей точностью совпадает с максимальным средним смещением частицы, полученным из максимального среднеквадратичного смещения.

Таким образом, мы наблюдаем качественную и количественную разницу в изменении характеристик движения коллоидных частиц в плазме при варьировании внешнего потока энергии. Продемонстрировано, что движение исследуемых частиц является фрактальным, т.е. их траектории имеют дробную фрактальную размерность. Фрактальная размерность траекторий зависит от кинетической энергии частицы и меняется при изменении мощности внешнего лазерного излучения.

Полученные результаты являются необходимым шагом в исследовании динамики активных коллоидов в газоразрядной плазме и будут использованы в дальнейших работах по анализу поведения систем, состоящих из большего количества активных частиц.

Работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 075-01056-22-00). Авторы выражают глубокую

благодарность Е.А. Лисину за плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bechinger C., Di Leonardo D., Löwen H., Reichhardt C., Volpe G., Volpe G.* // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 045006.
2. *Sriram R.* // *Ann. Rev. Condensed Matter Phys.* 2010. V. 1. P. 323.
3. *Schweitzer F.* *Brownian agents and active particles: Collective dynamics in the natural and social sciences.* Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2007.
4. *Friedrich B.M., Julicher F.* // *New J. Phys.* 2008. V. 10(12). P. 123025.
5. *Sokolov A., Aranson I.S., Kessler J.O., Goldstein R.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98(15). P. 158102–4.
6. *Drescher K., Goldstein R.E., Michel N., Polin M., Tuvai I.* // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105(16). P. 168101.
7. *Kareiva P.M., Shigesada N.* // *Oecologia.* 1983. V. 56(2–3). P. 234.
8. *Devereux H.L., Twomey C.R., Turner M.S., Thutupalli S.* // *J. Royal Soc. Interface.* 2021. V. 18. P. 20210114.
9. *Bartumeus F., da Luz M.G.E., Viswanathan G.M., Catalan J.* // *Ecology.* 2005. V. 86(11). P. 3078.
10. *Humphries N.E., Queiroz N., Dyer J.R.M., Pade N.G., Musyl M.K., Schaefer K.M., Fuller D.W., Brunnschweiler J.M., Doyle T.K., Houghton J.D.R., Hays G.C., Jones C.S., Noble L.R., Wearmouth V.J., Southall E.J., Sims D.W.* // *Nature.* 2010. 465(7301) P. 1066.
11. *Kummel F., ten Hagen B., Wittkowski R., Buttinoni I., Eichhorn R., Volpe G., Löwen H., Bechinger C.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 198302.
12. *Kurthaler C., Devailly C., Arlt J., Franosch T., Poon W.C., Martinez V.A., Brown A.T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 078001.
13. *Ismagilov R.F., Schwartz A., Bowden N., Whitesides G.M.* // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2002. V. 41. P. 652.
14. *Howse J.R., Jones R.A.L., Ryan A.J., Gough T., Vafabakhsh R., Golestanian R.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 048102.
15. *Liebchen B., Löwen H.* // *Acc. Chem. Res.* 2018. V. 51(12). P. 2982.
16. *Weber C.A., Hanke T., Deseigne J., Léonard S., Douchot O., Frey E., Chaté H.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 208001.
17. *Scholz C., Engel M., Pöschel T.* // *Nature Commun.* 2018. V. 9. 931.
18. *Patterson G.A., Fierens P.I., Jimka F.S., König P., Garcimartín A., Zuriguel I., Pugnali L.A., Parisi D.R.* // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 248301.
19. *Scholz C., Jahanshahi S., Ldov A., Löwen H.* // *Nature Commun.* 2018. V. 9. P. 5156.
20. *Palacci J., Sacanna S., Steinberg A.P., Pine D.J., Chaikin P.M.* // *Science.* 2013. V. 339. P. 936.
21. *Caprini L., Marconi U.M.B., Puglisi A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124(7). P. 078001.
22. *Caporusso C.B., Digregorio P., Levis D., Cugliandolo L.F., Gonnella G.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125(17). P. 178004.

23. *Kaiser A., Wensink H.H., Löwen H.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 268307.
24. *Mijalkov M., Volpe G.* // Soft Matter. 2013. V. 9. P. 6376.
25. *Grünwald M., Tricard S., Whitesides G.M., Geissler P.L.* // Soft Matter. 2016. V. 12(5). P. 1517.
26. *Hu J., Zhou S., Sun Y., Fang X., Wu L.* // Chem. Soc. Rev. 2012. V. 41 (11). P. 4356.
27. *Walther A., Mueller A.H.E.* // Chem. Rev. 2013. V. 113 (7). P. 5194.
28. *Su H., Hurd Price C.-A., Jing L., Tian Q., Liu J., Qian K.* // Materials Today Bio. 2019. V. 4. P. 100033.
29. *Koss X.G., Kononov E.A., Lisina I.I., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2022. V. 27. P. 1614.
30. *Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M.* // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 8618.
31. *Косс К.Г., Петров О.Ф., Мясников М.И., Стаценко К.Б., Васильев М.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 111.
32. *Koss X.G., Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M.* // European Phys. Lett. 2018. V. 124. P. 45001.
33. *Petrov O.F., Boltnev R.E., Vasiliev M.M.* // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 6085.
34. *Lisin E.A., Kononov E.A., Sametov E.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 7535.
35. *Löwen H.* // J. Chem. Phys. 2020. V. 152. P. 040901.
36. *Mukundarajan H., Bardon T.C., Kim D.H., Prakash M.* // J. Exp. Biol. 2016. V. 219. P. 752.
37. *Lisin E.A., Vaulina O.S., Lisina I.I., Petrov O.F.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2021. V. 23. P. 16248.
38. *Nosenko V., Luoni F., Kaouk A., Rubin-Zuzic M., Thomas H.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 033226.
39. *Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Kononov E.A., Trukhachev F.M.* // Molecules. 2021. V. 26(3). P. 561.
40. *Lloyd S.* // IEEE Control Systems Magazine. 2001. V. 21(4). P. 7.
41. *Azua-Bustos A., Vega-Martínez C.* // Internat. J. Astrobiology. 2013. V. 12. P. 314.
42. *Gaspard P., Wang X.-J.* // Phys. Rep. 1993. V. 235. P. 291.
43. *Allegrini P., Douglas J.F., Glotzer S.C.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5714.
44. <https://microparticles.de/>
45. *Kononov E.A., Vasiliev M.M., Vasilieva E.V., Petrov O.F.* // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 2931.
46. *Schmidt C., Piel A.* // Phys. Rev. E. 2015. V. 92(4). P. 043106.
47. *Ваулина О.С., Лисин Е.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 751.
48. *Feng Y., Goree J., Liu B.* // Rev. Sci. Instruments. 2011. V. 82(5). P. 053707.
49. *Du C.-R., Nosenko V., Thomas H.M., Müller A., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Fortov V.E., Ivlev A.V.* // New J. Phys. 2017. V. 19. P. 073015.
50. *Dellago Ch., Posch H.A.* // Physica A. 1996. V. 230. P. 364.
51. *Mandelbrot B.B.* The fractal geometry of nature. San Francisco: W.H. Freeman and co., 1982.
52. *Uhlenbeck G.E., Ornstein L.S.* // Phys. Rev. 1930. V. 36(5). P. 823.
53. *Фортвов В.Е., Петров О.Ф., Ваулина О.С., Косс К.Г.* // Письма ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 366.