09;01.1;01.5

Оптическое возбуждение и контроль расширенных орбит в квадрупольных ловушках

© *С.С. Рудый, В.В. Рыбин, Д.П. Щербинин, Ю.В. Рождественский, И.А. Костерной*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: semyonrudiy@gmail.com

Поступило в Редакцию 25 апреля 2022 г.
В окончательной редакции 22 июня 2022 г.
Принято к публикации 22 июня 2022 г.

Рассмотрен новый механизм формирования расширенных орбит одиночных заряженных частиц в линейной радиочастотной ловушке под действием силы светового давления лазерного излучения. Определены условия формирования расширенных орбит в зависимости от характеристик лазерного излучения и объекта локализации.

Ключевые слова: ионные ловушки, квадрупольные ловушки, световое давление, расширенные орбиты, удвоение периода, нелинейная динамика.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53197.19233

В настоящее время радиочастотные ловушки для микрочастиц широко используются для локализации и характеризации одиночных микро- и наноразмерных заряженных частиц. Специфика локализации микрочастиц допускает применение радиочастотных ловушек в условиях атмосферного давления [1,2]. При этом в динамике заряженной частицы могут проявляться нелинейные и хаотические эффекты.

Одним из таких эффектов является формирование так называемых расширенных орбит — двумерных квазипериодических колебаний, спектр которых характеризуется гармониками с частотами, кратными половине частоты переменного удерживающего поля ловушки [2,3]. Формирование расширенных орбит связывают с переходом от ламинарного движения к турбулентному при возникновении нелинейной диссипации энергии на буферном газе [4]. Будучи типичным артефактом нелинейной динамики, расширенные орбиты могут быть использованы для характеризации локализованных заряженных частиц: недеструктивного определения заряда, массы и размера [3]. Описанный NDI-метод (nonlinear damping identification) является перспективным, однако требует контроля параметров буферного газа, в том числе температуры, давления и парциального состава [5]. Поддержание стационарных условий среды локализации возможно, однако на практике сопряжено со значительными технологическими трудностями. Кроме того, представленные в литературе механизмы формирования расширенных орбит опираются на гидродинамическое описание нелинейной диссипации энергии. Такое описание накладывает ограничения на минимальный характерный размер объекта локализации (порядка $1\,\mu$m). Таким образом, поиск новых механизмов формирования расширенных орбит для субмикронных частиц является особенно актуальным. Так, возбуждение расширенных орбит для заряженных частиц может осуществляться с помощью дополнительного внешнего оптического воздействия.

Цель настоящей работы — определение условий оптического возбуждения расширенных орбит в линейной квадрупольной ионной ловушке в зависимости от физических характеристик локализованных частиц и параметров лазерного излучения.

Рассмотрим случай локализации одиночной частицы в линейной квадрупольной ловушке, пространственное распределение потенциала в которой имеет вид

$$\Phi = \left[V\cos(\omega t)\right]\frac{x^2 - y^2}{2r_0^2}, \qquad (1)$$

где V — переменная компоненты напряжения на электродах, ω — частота переменного напряжения на электродах, r_0 — радиус рабочей области ловушки (рис. 1).

В случае локализации микрочастиц в буферном газе необходимо учитывать эффекты демпфирования. При малых значениях числа Рейнольдса [3,6] нелинейными эффектами можно пренебречь и считать движение частицы ламинарным. Результирующая сила трения может быть описана силой трения Стокса в виде

$$F_D = -6\pi\mu r\mathbf{v} = -\gamma\mathbf{v},$$

где $\mathbf{v}$ — вектор скорости движения частицы, r — радиус частицы, μ — коэффициент динамической вязкости буферного газа, γ —коэффициент линейного трения.

Сила светового давления лазерного луча, направленного вдоль прямой $y = x$ (рис. 1), в рамках теории рассеяния Ми может быть описана в виде [7]:

$$F_r = \frac{E}{c}A_d Q_{pr},$$

где $E = 4P(x, y, z)/(\pi D^2)$, P — пространственное распределение мощности оптического излучения, A_d —

проекция засвеченной площади поверхности, Q_{pr} — эффективность светового давления. Эффективность давления излучения Q_{pr} определяет эффективность передачи импульса от излучения к частице. Теория рассеяния Ми обеспечивает точные средства расчета эффективности радиационного давления для заданного размера частицы и длины волны лазерного излучения [7,8]. С учетом поперечного распределения интенсивности лазерного излучения в рамках гауссова профиля, коллимированного на ширину луча D, сила светового давления принимает вид

$$F_r(x,y,z) = \exp\left[-\frac{(x-y)^2+2z^2}{D^2}\right]\frac{4P_0}{c}\frac{r^2}{D^2}Q_{pr}, \quad (2)$$

где P_0 — номинальная мощность лазерного излучателя. Важно отметить, что вертикальная координата пучка определяется высотой локализации заряженной частицы над поверхностью запирающего электрода (обозначен DC на рис. 1). Совмещение положения плоскости локализации заряженной частицы XY и высоты лазерного излучателя возможно за счет варьирования напряжения на запирающем электроде.

При $r \ll D$ с учетом замен

$$q = \frac{2eV}{m\omega^2 r_0^2},\ \beta = \frac{2\gamma}{m\omega},\ \eta = \sqrt{2}\frac{8P}{mc\omega^2}\frac{r^2}{D^3}Q_{pr},\ \tau = \frac{\omega t}{2}$$

уравнения движения в плоскости XY примут окончательный вид

$$\ddot{X} + (2q\cos[2\tau])X + \beta\dot{X} + \eta\exp[-(X-Y)^2] = 0, \quad (3a)$$

$$\ddot{Y} - (2q\cos[2\tau])Y + \beta\dot{Y} + \eta\exp[-(X-Y)^2] = 0, \quad (3b)$$

где принята нормировка $X = x/D$, $Y = y/D$.

В общем виде в системе (3) возможна реализация широкого спектра нелинейных динамических режимов, включая хаотическое движение. Однако практически важным является переход между колебаниями на частотах, кратных ω (режим T_1), и на частотах, кратных $\omega/2$ (режим T_2). Обеспечить указанный переход возможно управлением параметра силы светового давления η через изменение мощности лазерного излучения (2).

Для идентификации динамического режима в зависимости от значений параметров q, η и β проведен расчет старшего показателя Ляпунова λ, характеризующего расходимость траекторий [9] при $q \in [0.65, 0.9]$, $\eta \in [0.1, 0.9]$, $\beta = 0.1$ (рис. 2, a). Диапазон параметра q определен в соответствии со значениями первой зоны стабильности диаграммы Айнса–Стрета [1]; начальные условия для координаты каждой пары параметров (q,η) случайны в рамках нормального распределения с дисперсией $\sigma_{xy} = 0.05$D.

Стабильность локализации в плоскости XY удовлетворяет условиям, накладываемым на параметры (q,β), соответствующие зонам стабильности диаграммы Айнса–Стрета, в отсутствие постоянной компоненты

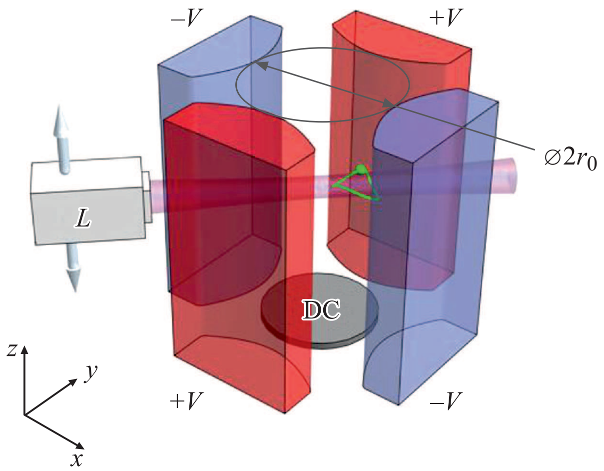

Рис. 1. Процесс локализации в линейной квадрупольной ловушке с запирающим электродом. L — источник лазерного излучения, $\pm V$ — амплитуда высокочастотного напряжения на электродах, подключенных в фазе $(+)$ и противофазе $(-)$ соответственно, DC — запирающий электрод, r_0 — радиус ловушки.

напряжения на электродах независимо от значений параметра светового давления η. При этом, как было отмечено выше, при изменении η наблюдается переход между различными динамическими режимами. При любом малом $\eta > 0$ наблюдается вытягивание траектории со смещением положения равновесия относительно геометрического центра ловушки по направлению лазерного луча (рис. 3, a, $\eta = 0.1$). Спектральный состав колебаний при этом характеризуется гармониками, кратными периоду осцилляций переменного поля ω (режим T_1). Спектрограмма развертки движения по $0X$ и $0Y$, полученная в результате фурье-преобразования, представлена в нижней части рис. 3. На рис. 2, a область значений параметров (q,η), при которых формируется описанное движение, выделена прямоугольником.

Увеличение параметра η приводит к формированию одной из разновидностей расширенных орбит (рис. 3, b, $\eta \geqslant 0.198$, режим T_2). Отметим, что строгой формулировки эффекта расширенных орбит не существует; под этим термином понимается любое проявление замкнутого орбитального движения заряженной частицы при локализации в электродинамической ловушке в условиях диссипации энергии. Обычно формирование $\omega/2$-кратных квазипериодических траекторий связано с возникновением эффектов нелинейного трения при локализации заряженных частиц в условиях атмосферного давления [5,6]. Однако в данном случае под расширенными орбитами понимается режим колебаний, когда спектральный состав колебаний соответствует $k\omega/2^{n-1}$, $k = 1, 2, 3, \ldots$, $n \geqslant 1$, где n соответствует колебательный режим T_n. Таким образом, в результате воздействия внешних сил расширенные орбиты также формируются. Оптический контроль в данном случае позволяет возбуждать переход $T_1 \leftrightarrow T_2$ только для частиц

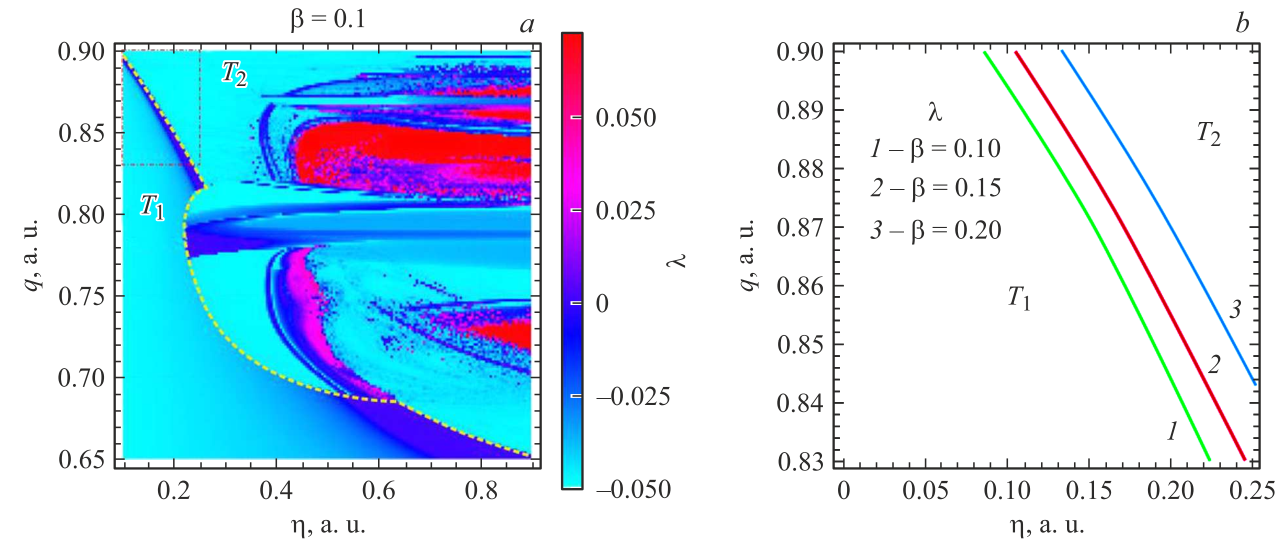

Рис. 2. Расчет старшего показателя Ляпунова λ для модели (3). Штриховой линией показан переход $T_1 \leftrightarrow T_2$. a — при $\beta = 0.1$, $q \in [0.65, 0.9]$, $\eta \in [0.1, 0.9]$. b — увеличенный фрагмент для $\beta = 0.1$, 0.15, 0.2. Линиями показана граница $T_1 \leftrightarrow T_2$.

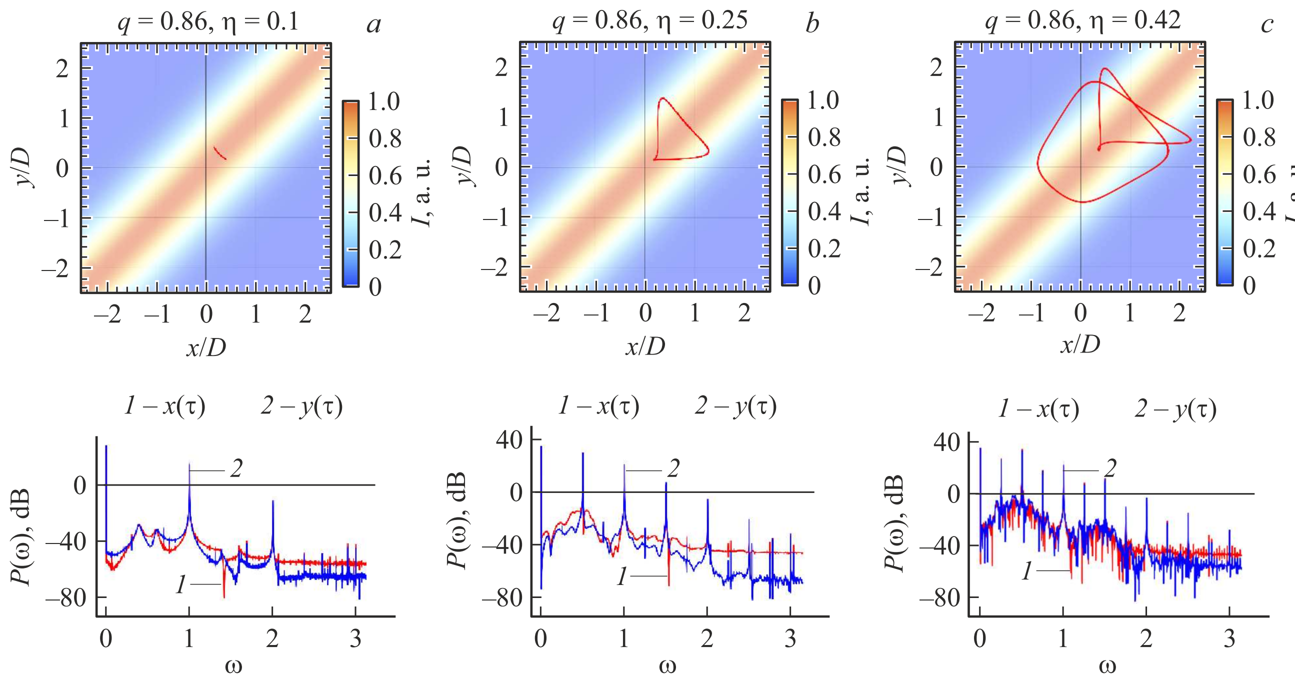

Рис. 3. Траектории и колебательный спектр движения при $q = 0.86$. a — $\eta = 0.1$ (T_1), b — $\eta = 0.25$ (T_2), c — $\eta = 0.42$.

в области взаимодействия с оптическим излучением (рис. 3).

С точки зрения значения старшего показателя Ляпунова наблюдается четкая граница между режимами $T_1 \leftrightarrow T_2$ на границе первой области стабильности по q ($\eta \leqslant 0.25$, $q > 0.83$, отмечена штриховой линией на рис. 2, a). Последующий рост η приводит к бифуркации с последовательным удвоением периода и обогащением спектрального состава колебаний на соответствующие $k\omega/2^{n-1}$ частоты (рис. 3, b, c).

Необходимо отметить, что расчет показателей $\lambda(q, \eta)$ проводился для фиксированного значения β. При этом изменение приведенного коэффициента трения влияет только на положение границы $T_1 \leftrightarrow T_2$ в пространстве параметров (q, η), при этом линейная зависимость границы $\eta(q)$ сохраняется (рис. 2, b). При аппроксимации результатов численного расчета уравнение границы $\eta(q, \beta)$ для перехода $T_1 \leftrightarrow T_2$ при $0.83 \leqslant q \leqslant 0.903$, $0.05 \leqslant \beta \leqslant 0.25$ принимает вид

$$\eta = A(\beta) + qB(\beta),$$

где A, B — функции приведенного коэффициента трения вида

$$A(\beta)=2.118-0.962\beta+5.763\beta^2-11.405\beta^3-68.253\beta^4,$$

$$B(\beta)=-2.556+7.431\beta-49.555\beta^2$$

$$+83.515\beta^3+411.228\beta^4-955.659\beta^5.$$

Таким образом, формирование расширенных орбит может быть обеспечено не только нелинейной диссипацией энергии, но и внешним оптическим воздействием. Осуществляя фокусировку и позиционирование лазерного излучения, можно контролировать формирование расширенных орбит отдельных заряженных частиц.

Оптический контроль расширенных орбит может быть использован для недеструктивного определения параметров одиночной заряженной частицы по аналогии с NDI-методом [4]. Этот факт представляется особенно важным в случае изучения наноразмерных частиц, где реализация нелинейной диссипации энергии ограничена [3]. Возможность контроля формирования расширенных орбит и последующего определения границ переходов между динамическими режимами $T_1 \leftrightarrow T_2$ позволяет не только находить характерный размер частицы (через коэффициент β), но и раздельно определять массу и заряд. Оптический контроль в данном случае требует дополнительного уточнения с учетом рэлеевского рассеяния [10].

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда 22-42-05002.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] B.M. Mihalcea, S. Lynch, Appl. Sci., **11** (7), 2938 (2021). DOI: 10.3390/app11072938
[2] R. Syrovatka, V. Filinov, L. Vasilyak, V. Pecherkin, L. Deputatova, V. Vladimirov, **19** (3), 564 (2021). DOI: 10.5937/jaes0-28342
[3] E.A. Vinitsky, E.D. Black, K.G. Libbrecht, Am. J. Phys., **83** (4), 313 (2015). DOI: 10.1119/1.4902185
[4] V.V. Rybin, S.S. Rudyi, O.O. Kokorina, Vibroeng. Procedia, **32**, 156 (2020). DOI: 10.21595/vp.2020.21537
[5] T. Al-Hababi, M. Cao, B. Saleh, N.F. Alkayem, H. Xu, Sensors, **20** (24), 7303 (2020). DOI: 10.3390/s20247303
[6] B.P. Le Clair, A.E. Hamielec, H.R. Pruppacher, J. Atmospheric Sci., **27** (2), 308 (1970). https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/27/2/1520-0469_1970_027_0308_ansotd_2_0_co_2.xml
[7] M.M. Abbas, P.D. Craven, J.F. Spann, W.K. Witherow, E.A. West, D.L. Gallagher, M.L. Adrian, G.J. Fishman, D. Tankosic, A. LeClair, R. Sheldon, E. Thomas, Jr., J. Geophys. Res.: Space Phys., **108** (A6), 1229 (2003). DOI: 10.1029/2002JA009744
[8] W.J. Wiscombe, *Mie scattering calculations: advances in technique and fast, vector-speed computer codes* (National Technical Information Service, Boulder, Colorado, 1979). DOI: 10.5065/D6ZP4414
[9] Н.Н. Розанов, Н.В. Высотина, ЖЭТФ, **155** (6), 991 (2019). DOI: 10.1134/S0044451019060038 [N.N. Rosanov, N.V. Vysotina, JETP, **128** (6), 840 (2019). DOI: 10.1134/S1063776119060074].
[10] М.Я. Амусья, А.С. Балтенков, Письма в ЖЭТФ, **111** (8), 536 (2020). DOI: 10.31857/S1234567820080108 [M.Y. Amusia, A.S. Baltenkov, JETP Lett., **111** (8), 472 (2020). DOI: 10.1134/S0021364020080019].