

Дрейфовая неустойчивость в ультрахолодной плазме

С. Я. Бронин, Е. В. Вихров, Б. Б. Зеленер и Б. В. Зеленер

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

E-mail: bzelener@mail.ru

Статья поступила в редакцию 23 октября 2024 г.

Аннотация. В настоящей работе методом молекулярной динамики исследуется возникновение и развитие высокочастотной дрейфовой неустойчивости при разлете ультрахолодной плазмы. В отличие от эксперимента представлена пространственная картина поведения электронов в зависимости от времени разлета. Получено расщепление пространственного распределения электронов на несколько долей, что свидетельствует о качественном согласии с результатами эксперимента.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодная плазма является объектом, на котором возможно изучать различные явления, присущие низкотемпературной и горячей плазме [1]. Такими явлениями являются, в частности, неустойчивости, возникающие в горячей плазме в различных устройствах. В работе [2] впервые экспериментально изучался разлет ультрахолодной плазмы ксенона при наличии постоянных электрического и магнитного полей с целью исследования дрейфовых неустойчивостей. Авторы [2] связали результаты своих экспериментов с возникновением высокочастотных дрейфовых неустойчивостей в двигателях Холла [3]. В [2] авторы обнаружили большую периодическую эмиссию электронов и расщепление пространственного распределения электронов на две или три доли из расширяющегося облака ультрахолодной плазмы в присутствии скрещенных магнитных и электрических полей. Они идентифицировали их как признак высокочастотной электронной дрейфовой неустойчивости из-за электронов, дрейфующих относительно ионов поперек магнитного поля. В [2] также было приведено сравнение экспериментальных результатов периодической эмиссии электронов с результатами расчетов, основанных на теоретической модели, предложенной в [4, 5].

В настоящей работе мы сообщаем предварительные результаты расчетов разлета ультрахолодной плазмы ксенона при наличии постоянных электрического и магнитного полей методом молекулярной динамики. Моделировался разлет ультрахолодной плазмы ксенона при наличии постоянных электрического и магнитного полей. Параметры плазмы выбирались согласно критериям подобия (см. ниже), для числа частиц $N_i = N_e = 5000$. Получены результаты, демонстрирующие возникновение электронной дрейфовой неустойчивости в пространстве, качественно согласующиеся с экспериментом.

2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Для расчета методом молекулярной динамики разлета ультрахолодной плазмы ксенона при наличии постоянных электрического и магнитного полей использовалась следующая расчетная модель. Мы рассматриваем систему частиц, состоящую из однозарядных ионов и электронов. В начальный момент времени концентрации электронов и ионов равны: $n_{e0} = n_{i0}$. Взаимодействие частиц с зарядом одного знака описывается законом Кулона. Во избежание вычислительных трудностей для разноименно заряженных частиц потенциал-

ная функция модифицирована: $U(r_{j,k}) = -e^2/(r_{j,k} + r_0)$, где j, k — тип частицы, e — заряд электрона, r_0 — некоторое минимальное расстояние, на которое могут сближаться ион и электрон. Принимая в расчет невысокие начальные концентрации, такой прием вполне оправдан и не вносит существенных ошибок. Величина r_0 выражается через среднее расстояние между частицами $r_0 = \theta n^{-1/3}$, где $\theta \sim 0.1$ достаточно мало, чтобы не влиять на точность расчетов. Это связано с тем, что, как показывают результаты многочисленных расчетов, выбранное ограничение для минимального расстояния между разноименными зарядами не искажает результат более, чем на один процент. Такую погрешность мы сочли допустимой.

Точно так же модифицируются кулоновские взаимодействия между одинаковыми частицами. Такая замена потенциала электрон-электронного и ион-ионного взаимодействий очевидно слабо влияет на динамику, но без нее значение энергии кулоновского взаимодействия начальной случайной конфигурации частиц оказывается вовсе не малой величиной, а положительной, порядка десятка градусов Кельвина на частицу, и увеличивается с ростом числа частиц. Такой прием позволяет ускорить вычисления без ущерба для точности.

Рассматривается разлет сферического облака плазмы в вакууме. При моделировании отсутствуют граничные условия. Также учитываются взаимодействия всех частиц со всеми. Для уменьшения времени счета используется специально разработанный нами для нашей программы алгоритм распараллеливания расчетов. В процессе расчетов обеспечивалось сохранение энергии с точностью до 1%.

Возможность проведения расчетов за разумное время методом молекулярной динамики ограничена количеством частиц. В отличие от эксперимента, где число частиц достигает миллиона, в этом методе расчет осуществляется для нескольких тысяч. При этом для обеспечения соответствия экспериментальным результатам используются критерии подобия. При их выводе использовались приближенные соотношения. Кроме того, из уравнений Максвелла в рассмотренных условиях достаточно ограничиться уравнением для скалярного потенциала. Безразмерные критерии подобия, полученные на основании уравнения движения частиц, имеют вид:

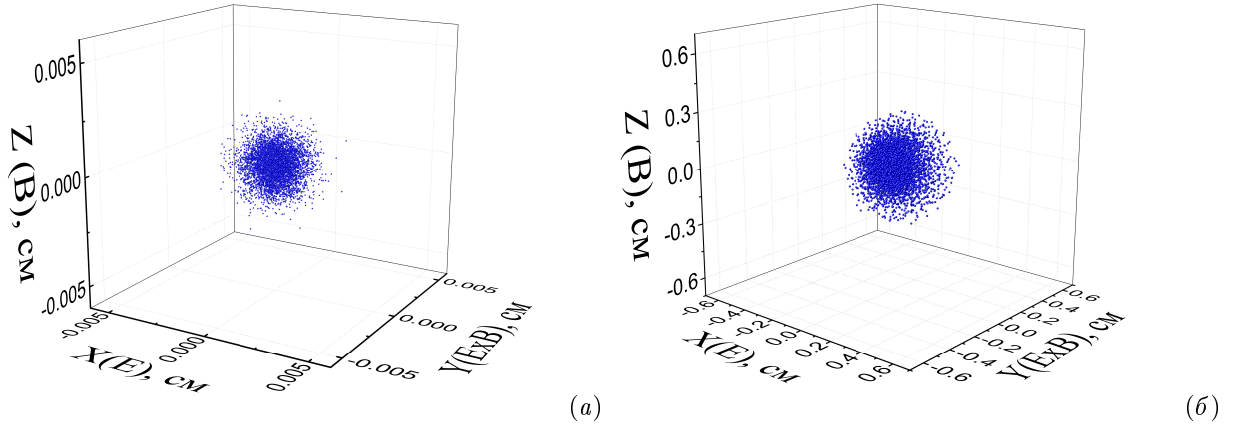


Рисунок 1. Ионы в пространстве в различные моменты времени: а) $t = 0$ мкс; б) $t = 20$ мкс.

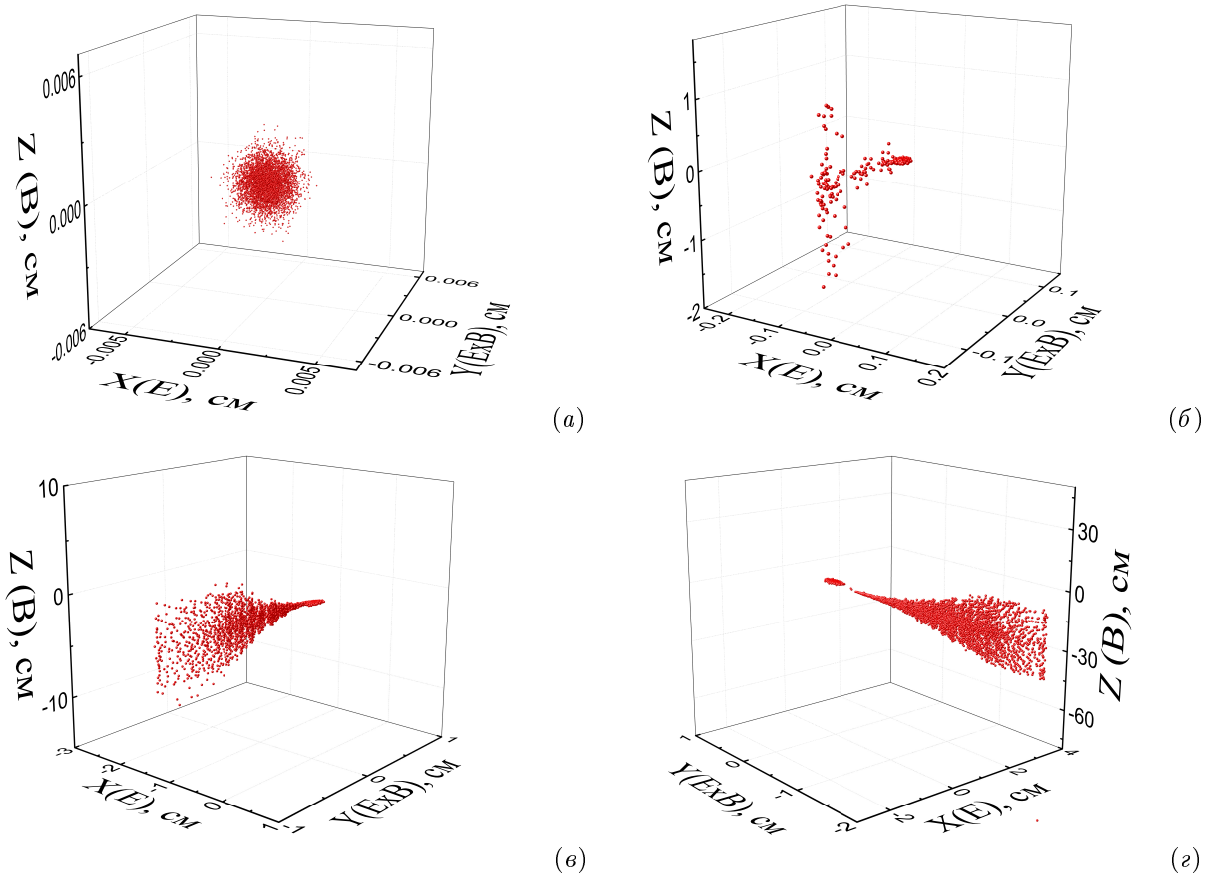


Рисунок 2. Электроны в пространстве в различные моменты времени: а) $t = 0$ мкс; б) $t = 1$ мкс; в) $t = 10$ мкс; г) $t = 20$ мкс.

где критерии подоби́я:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{u}_\alpha}{d\tau} &= \pm \sqrt{\frac{m_i}{m_\alpha}} \left(\sqrt{\frac{Ne^2}{\sigma_0 k_b T_{e0}}} \vec{\epsilon} + \frac{e\sigma_0}{k_b T_{e0}} \vec{E}_0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{eB\sigma_0}{c\sqrt{m_\alpha k_b T_{e0}}} [\vec{u}_\alpha \times \vec{j}] \right) \\ &= \pm \sqrt{\frac{m_i}{m_\alpha}} (\gamma \vec{\epsilon} + \delta \vec{i} + \mu_\alpha [\vec{u}_\alpha \times \vec{j}]), \end{aligned}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{Ne^2}{\sigma_0 k_b T_{e0}}}, \quad \delta = \frac{e\sigma_0 E_0}{k_b T_{e0}}, \quad \mu_\alpha = \frac{eB\sigma_0}{c\sqrt{m_\alpha k_b T_{e0}}}.$$

В этих уравнениях: $\vec{u}_\alpha = \vec{v}_\alpha / \sqrt{k_b T_{e0} / m_\alpha}$ — безразмерная скорость; $\tau = t / \tau_0$, $\tau_0 = \sigma_0 / \sqrt{k_b T_{e0} / m_i}$ — безразмерное время; $\sqrt{Ne^2 / (\sigma_0 k_b T_{e0})} \vec{\epsilon}$ — напряженность электрического поля, созданного зарядами; $\alpha = i, e$, $\vec{E}_0 = const$ — напряженность внешнего электрического поля; $\vec{B} = const$ — напряженность внешнего магнитного поля; T_{e0} — начальная электронная температура;

c — скорость света; m_α — масса частиц; σ_0 — начальная дисперсия плотности распределения Гаусса.

В соответствии с критериями подобия для экспериментальных значений плазмы [2]: $n_e = 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $N = 2 \times 10^6$, $T_{e0} = 100 \text{ K}$, $\sigma_0 = 0.3 \text{ мм}$, $B = 2 \text{ Гс}$, $E_0 = 10 \text{ мВ/см}$. В расчете использовались следующие параметры: $n_e = 5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $N = 5000$, $T_{e0} = 10 \text{ K}$, $\sigma_0 = 0.0075 \text{ мм}$, $B = 25 \text{ Гс}$, $E_0 = 40 \text{ мВ/см}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рисунке 1, представлены результаты молекулярно-динамического моделирования 3D-движения ионов и электронов при разлете ультрахолодной плазмы в зависимости от времени. Электрическое поле $\vec{E}$ направлено по оси Z, магнитное поле $\vec{B}$ — по оси X, по оси Y направлено векторное произведение $[\vec{E} \times \vec{B}]$.

На рисунке 1 представлены конфигурации ионов для двух моментов времени $t = 0$ и $t = 20$ мкс. Для этих значений времени сохраняется сферическая симметрия при незначительном изменении размера. Движение ионов не зависит от приложенных полей.

На рисунке 2 представлены конфигурации электронов для четырех моментов времени: $t = 0, 1, 10$ и 20 мкс. При $t = 0$ начальная конфигурация электронов имеет форму сферы (оси в равных масштабах). При других значениях времени рисунки представлены в таком ракурсе, чтобы был виден характер разлета электронов при наличии постоянных электрического и магнитного полей. Кроме того, для того, чтобы удержать все электроны в выбранном объеме, на графиках использован разный масштаб. Как видно из графиков, в зависимости от времени увеличивается поток электронов по оси Y, что свидетельствует о наличии дрейфа в этом направлении. А при $t = 20$ мкс происходит отделение части электронов от основной массы. Эта картина качествен-

но совпадает с результатами [2].

Молекулярно-динамическое моделирование ультрахолодной плазмы при наличии скрещенных электрического и магнитного полей, в отличие от эксперимента, позволяет увидеть распределение частиц в пространстве.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены предварительные результаты молекулярно-динамического моделирования ультрахолодной плазмы при наличии скрещенных полей. Эти результаты свидетельствуют о возникновении и развитии во времени высокочастотной дрейфовой неустойчивости электронов в скрещенных полях. Получено качественное согласие с экспериментом [2]. В дальнейшем необходимо провести расчеты для различных параметров с целью определить их влияние на это явление.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-24-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bergeson S D, Baalrud S D, Ellison C L, Grant E, Graziani F R, Killian T C, Murillo M S, Roberts J L and Stanton L G 2019 *Phys. of Plasmas* **26**(10) 100501
2. Zhang X L, Fletcher R S and Rolston S L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 195002
3. Hagelaar G J M, Bareilles J, Garrigues L B J P and Boeuf J P 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5592–5598
4. Adam J C, Héron A and Laval G 2004 *Phys. of Plasmas* **11**(1) 295–305
5. Ducrocq A, Adam J C, Héron A and Laval G 2006 *Phys. of Plasmas* **13**(10) 102111