

УДК 533.9

О КОЛЛЕКТИВНЫХ КОЛЕБАНИЯХ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Показано, что коллективные колебания свободных и связанных электронов происходят в противофазе. Выдвинута гипотеза о том, что рекомбинационная релаксация замораживается за счет взаимодействия квазисвязанных электронов с ленгмюровскими колебаниями свободных электронов.

Результаты моделирования из первопринципов динамики многих кулоновских частиц привели к выводу о возможности существования метастабильной плазмы, переохлажденной по степени ионизации (см. обзоры [1, 2] и цит. там литературу). Заморозка рекомбинации в метастабильной плазме была объяснена сохранением энтропии гамильтоновой системы частиц, однако механизм проявления этого сохранения не был выявлен. Ясно было только, что механизм заморозки рекомбинации связан с коллективными эффектами, и было установлено, что он проявляется в виде аномального дрейфа электронов по энергетической оси. В работе [3] показано, что полный дипольный момент системы кулоновских частиц совершает колебательные движения с частотой, близкой к ленгмюровской. Там же была высказана гипотеза, что коллективные колебания свободных электронов эффективно взаимодействуют с электронами квазиконтинуума, имеющими отрицательную энергию порядка энергии кулоновского взаимодействия на среднем межчастичном расстоянии, и это взаимодействие порождает аномальный дрейф по энергетической оси в направлении к континууму. В настоящей работе приводится результат, подтверждающий гипотезу о взаимодействии коллективных колебаний свободных электронов и электронов квазиконтинуума.

Численно решались уравнения Ньютона системы из n электронов и n ионов, заключенных в куб с абсолютно жесткими стенками, ограничивающими движение частиц (подробнее см. [1, 2]). Длина ребра куба a берется такой, чтобы обеспечить задаваемую

плотность заряженных частиц: $N_e = N_i = n/a^3$. Использовались два значения массы ионов: равное массе протона $m_i = 1836m_e$ и массе электрона $m_i = m_e$. Начальные условия задавались с помощью генератора псевдослучайных чисел в соответствии с однородным распределением электронов и ионов по пространству, и в соответствии с максвелловским распределением по скоростям с некоторой начальной температурой; граничные условия соответствовали зеркально отражающим стенкам.

Была прослежена зависимость от времени полного дипольного момента системы частиц на интервалах, существенно больших чем в работе [3], от десяти до ста ленгмюровских периодов

$$t = (10 - 100)T_L, \text{ где } T_L \equiv \frac{2\pi}{\omega_L} = \sqrt{\frac{\pi m_e}{e^2 N_e}}.$$

Результаты расчетов подтвердили тот факт, что зависимость от времени различных проекций дипольного момента носит периодический характер. Центр тяжести электронов (а в случае равных масс, и центр тяжести ионов) совершает периодические колебания, которые хорошо заметны на фоне хаотической составляющей движения.

Характерный временной масштаб коллективных движений по порядку величины согласуется с ленгмюровской частотой. Однако, как и в [3], период колебаний дипольного момента в 1,5 – 2 раза больше периода ленгмюровских колебаний для H -плазмы. В случае же равных масс частота коллективных колебаний, как и следовало ожидать, примерно в $\sqrt{2}$ раз больше, чем для случая тяжелых ионов и тоже в 1,5 – 2 раза меньше соответствующей ленгмюровской частоты (в случае равных масс в выражении для частоты ленгмюровских колебаний надо заменить m_e на приведенную массу пары частиц $m_e/2$). Этот результат имел место для разного числа частиц: $2n = 64$ и $2n = 1024$ (соответствующие графики здесь не приводятся за недостатком места). Результаты расчетов временных корреляторов показывают, что они также имеют периодический характер и их период совпадает с периодом колебаний полного дипольного момента системы. Взаимные корреляторы разных проекций дипольного момента также периодичны, как и автокорреляционные функции, причем периодичность взаимных корреляторов имеет даже более четкий характер.

Наиболее примечателен с нашей точки зрения следующий результат. Были вычислены зависимости от времени координат центров тяжести кулоновских частиц различных энергетических групп. Оказалось, что центры масс свободных электронов с энергией $\epsilon > 1,9e^2 N_e^{1/3}$ и квазисвязанных электронов с энергией $\epsilon < 1,9e^2 N_e^{1/3}$ (в том числе

с $\epsilon < 0$) колеблются в противофазе (см. рис. 1). При этом вклад колебаний свободных электронов в дипольный момент в значительной мере компенсируется обратным движением квазисвязанных электронов.

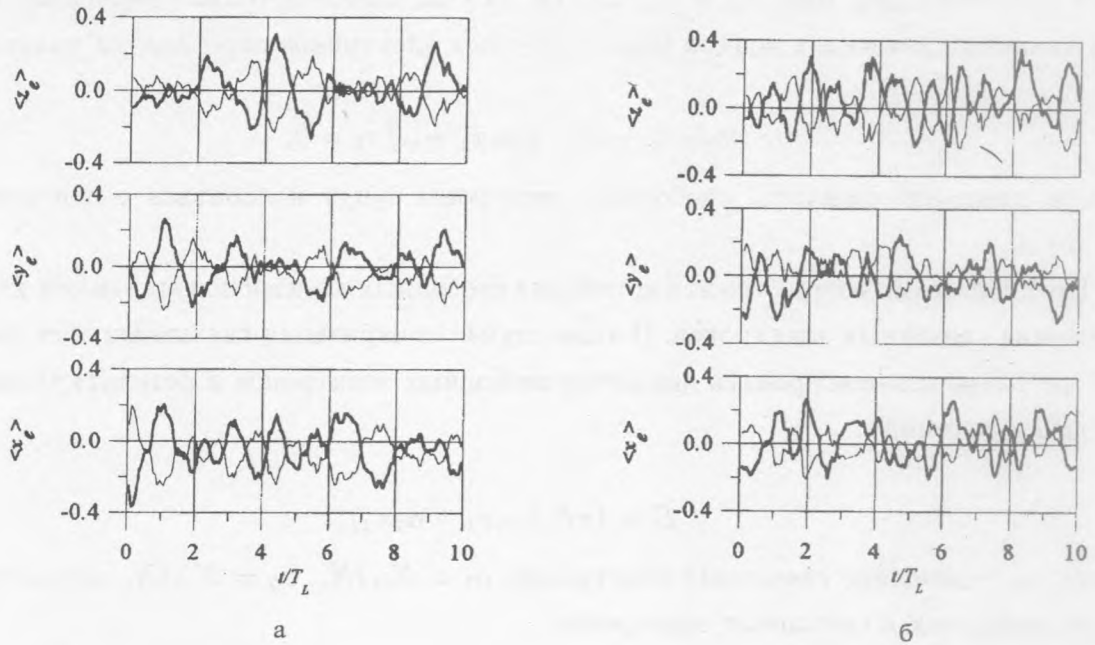


Рис. 1. Зависимость от времени проекций радиуса-вектора центра тяжести электронов на оси x, y, z (в единицах $N_e^{-1/3}$). Сплошные жирные кривые – центр тяжести свободных электронов с энергией $\epsilon > 1,9e^2 N_e^{1/3}$; тонкие – центр тяжести электронов с энергией $\epsilon < 1,9e^2 N_e^{1/3}$. а) H-плазма ($m_i = 1836m_e$). Начальные температуры $T_{i0} = 0,22$ эВ, $T_{e0} = 0,2$ эВ, $2n = 1024$, $N_i = N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; время наблюдения эволюции системы $0 < t < 10T_L$. В ходе расчета электроны несколько разогревались и электронная температура возросла до $T_e = 0,25$ эВ. б) масса иона равна массе электрона ($m_i = m_e$). Начальная температура $T_0 = 0,43$ эВ, $2n = 1024$, $N_i = N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $0 < t < 10T_L$, $T = 0,45$ эВ.

Противофазный характер колебаний свидетельствует, на наш взгляд, о вынужденном характере колебаний квазисвязанных электронов, возбуждаемых ленгмюровскими колебаниями свободных частиц.

Рассмотрим простейшую модель наблюдаемого явления. Отметим прежде всего, что основной вклад в колебания дипольного момента и центра масс дают возмущения с бесконечной длиной волны (все электронное распределение по пространству целиком смещается в какую-либо сторону). Предположим, что свободные электроны системы сместились на величину x_1 . Это смещение приведет к возникновению электрического поля $E_1 = 4\pi e N_{e1} x_1$. При $N_{e1} = N_e$, т.е. когда учитываются только свободные электроны, динамика движения центра масс свободных электронов определится уравнением:

$$m\ddot{x}_1 = -eE_1, \text{ или } \ddot{x}_1 + \omega_L^2 x_1 = 0.$$

Как и следовало ожидать, свободные электроны будут колебаться с ленгмюровской частотой.

Предположим теперь, что эти колебания свободных электронов вызывают изменение движения связанных электронов. В этом случае поляризация связанных электронов будет частично компенсировать движение свободных электронов и результирующее поле составит величину:

$$E = 4\pi N_e(\alpha_1 x_1 - \alpha_2 x_2).$$

Здесь x_2 – смещение связанных электронов, $\alpha_1 = N_{e1}/N_e$, $\alpha_2 = N_{e2}/N_e$ соответственно, доли свободных и связанных электронов.

При этом уравнение движения отдельного связанного электрона имеет вид:

$$\ddot{x} - F/m_e = -eE,$$

где F – проекция на ось x кулоновской силы, действующей на отдельный электрон.

Если для простоты считать связанный электрон в отсутствие внешнего поля как бы осциллятором, колеблющимся с кеплеровской частотой

$$\omega_\epsilon = \sqrt{\frac{8|\epsilon|^3}{e^4 m_e}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \omega_L \left(\frac{|\epsilon|}{e^2 N_e^{1/3}} \right)^3,$$

то уравнения движения центров масс связанных и свободных электронов примут вид:

$$\ddot{x}_1 = -\omega_L^2(\alpha_1 x_1 - \alpha_2 x_2), \quad \ddot{x}_2 + \omega_\epsilon^2 x_2 = -\omega_L^2(\alpha_1 x_1 - \alpha_2 x_2).$$

Рассмотрим наиболее простую ситуацию, когда связанных электронов, участвующих в коллективных колебаниях, мало и смещение их центра тяжести относительно положения равновесия мало. Тогда, полагая $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 0$, получаем:

$$x_1 = a_1 \cos(\omega_L t + \varphi_1), \quad x_2 = a_2 \cos(\omega_e t + \varphi_2) - \frac{a_1}{1 - \omega_L^2/\omega_e^2} \cos(\omega_L t + \varphi_1).$$

Здесь a_1, a_2 – амплитуды, φ_1, φ_2 – начальные фазы колебаний. Знак "минус" перед вторым членом во втором выражении отражает тот факт, что свободные и связанные электроны колеблются в противофазе. Эта противофазность наиболее заметна для электронов, близких к резонансу, т.е. для тех, которые вращаются с кеплеровской частотой, близкой к ленгмюровской. Энергия связи таких электронов $\epsilon \approx 1,9\epsilon^2 N_e^{1/3}$.

Разумеется, можно усложнить рассмотрение: а) аккуратнее провести усреднения, приводящие к колебательным уравнениям для центров тяжести; б) ввести затухание; в) точно решить колебательные уравнения (не использовать приближение малости числа связанных электронов), и т.д. Однако пока не видно, приведет ли это к более точным количественным результатам. В то же время, суть явления противофазности колебаний видна и из приведенной простейшей модели.

Как уже отмечалось в [3], тот факт, что частота коллективных колебаний оказывается меньше, а не больше ленгмюровской, можно связать с затуханием. Как известно, у гармонического осциллятора с собственной частотой ω_0 и коэффициентом затухания $\omega_0\alpha$ частота колебаний уменьшается с ростом α : $\omega = \omega_0\sqrt{1 - \alpha^2}$. Поскольку даже на довольно длительном промежутке времени не наблюдалось уменьшения амплитуды колебаний, естественно предположить, что колебания имеют место под воздействием какой-то внешней по отношению к рассматриваемым колебаниям вынуждающей силы. Колебания поддерживаются, по-видимому, за счет перераспределения полной энергии системы.

Возникает естественный вопрос о природе затухания, сдвигающего спектр колебаний в низкочастотную область. Уменьшение частоты коллективных колебаний электронов можно связать с бесстолкновительным затуханием. Однако это бесстолкновительное затухание, на наш взгляд, связано не с взаимодействием волны и быстрых электронов, находящихся с ней в фазе, как это имеет место для затухания Ландау [4, 5]. Оно обусловлено взаимодействием коллективного поля и квазисвязанных частиц.

Итак, уменьшение частоты колебаний по сравнению с ленгмюровской, по-видимому, обусловлено бесстолкновительным затуханием, которое имеет место при взаимодействии электронов квазиконтинуума, совершающих движение по кеплеровским орбитам с радиусом порядка межчастичного расстояния и коллективных колебаний свободных электронов плазмы. Это приводит к выводу, что обнаруженный ранее аномальный дрейф электронов по энергетической оси обусловлен взаимодействием электронов

квазиконтинуума с коллективными колебаниями свободных электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-16872).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **164**, N 3, 298 (1994).
- [2] Maurov S. A., Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **51**, 498 (1995).
- [3] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 35 (1995).
- [4] Шафранов В. Д., В сб: Вопросы теории плазмы. Вып. 3. Под ред. М. А. Леонтовича. М., Госатомиздат, 1963, с. 3.
- [5] Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме. М., Наука, 1976.

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 10 октября 1995 г.