УДК 533.9

КОЛЛЕКТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРИРОДА АНОМАЛЬНОГО ДРЕЙФА ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОСИ

С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Высказана гипотеза, что метастабильное переохлажденное состояние системы классических кулоновских частиц может быть обусловлено квазирезонансным взаимодействием связанных электронов с коллективными колебаниями электронов плазмы. На основе моделирования из первопринципов показано, что характерное время колебаний дипольного момента системы кулоновских частиц оказывается порядка частоты ленгмюровских колебаний.

Моделирование из первопринципов показало (см. обзоры [1, 2]), что в системе классических кулоновских частиц процесс рекомбинационной релаксации (тройная рекомбинация) не имеет места (или, по крайней мере, сильно замедляется), если на заряженные частицы не оказывается внешнее воздействие стохастического характера. Было также показано, что возникновение метастабильного состояния системы классических кулоновских частиц можно объяснить, если предположить наличие аномально сильного (более сильного, чем кулоновские столкновения) и аномально направленного (в сторону ионизации в переохлажденной плазме) дрейфа связанных электронов по энергетической оси. Было предположено, что этот дрейф обусловлен воздействием на связанные электроны плазменных микрополей и формируется из микроскачков электрона по энергетической оси. Характерной величиной микроскачка является энергия взаимодействия зарядов на среднем межчастичном расстоянии, а временем – время порядка времени пролета электроном среднего межчастичного расстояния. Механизм возникновения этих диффузионных скачков детально не обсуждался, хотя на основе представлений об их существовании была получена функция распределения электронов по полной энергии, хорошо описывающая результаты моделирования из первопринципов.

В данной работе высказывается гипотеза о том, что микроскачки связанных электронов связаны с коллективными колебаниями электронов плазмы. Плазменные колебания как бы хранят память о предыстории. Моделирование из первопринципов показывает, что коллективные колебания действительно имеют место.

Ленгмюровские колебания. Для плоской продольной волны в плазме из уравнения Власова следует дисперсионное соотношение, связывающее волновое число $k = 2\pi/\lambda$ (где λ – длина волны) с частотой ω коллективных колебаний электронов (см., например, [3, 4]):

$$\omega^2 = \omega_L^2 + 3k^2\nu_{T_e}^2 + i\gamma\omega_L^2 = \omega_L^2[1 + (3/2\pi)(kN_e^{1/3})^2(T_e/e^2N_e^{1/3}) + i\gamma] = \\ = \omega_L^2(1 + 6k^2r_{D_e}^2 + i\gamma). \tag{1}$$

Здесь $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m_e}$ – ленгмюровская частота, характеризующая коллективные колебания электронов в плазме; $\nu_{T_e} = \sqrt{2T_e/m_e}$ – наиболее вероятная тепловая скорость; $\gamma = \sqrt{\pi}(2k^2r_{D_e}^2)^{-3/2}\exp(-1/2k^2r_{D_e}^2)$ – декремент бесстолкновительного затухания, найденный Ландау (выражение приведено для максвелловского распределения электронов); $r_{D_e} = \sqrt{T_e/4\pi e^2N_e}$ – электронный дебаевский радиус (он определяет экранирование зарядов электронами).

. Дисперсионное уравнение (1) справедливо для достаточно длинноволновых ленгмюровских колебаний, когда $k^2r_{D_e}^2 \sim k^2\nu_{T_e}^2/\omega_L^2 \ll 1$.

При выполнении этого условия, действительная добавка к ленгмюровской частоте мала, а декремент бесстолкновительного затухания экспоненциально мал. Все коллективные колебания электронов происходят с частотой, близкой к ленгмюровской, немного большей ее.

Кеплеровская частота. Как известно, период обращения частицы в кулоновском поле зависит только от энергии связи $|\epsilon|$ и не зависит, в частности, от момента импульса. При этом движение совершается с кеплеровской угловой частотой

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

Итак, когда энергия связи электрона порядка энергии взаимодействия с другими электронами плазмы $|\epsilon| \sim e^2N_e^{1/3}$ (при этом радиус кеплеровской орбиты порядка среднего межчастичного расстояния), электрон вращается с частотой порядка ленгмюровской $\omega_\epsilon \sim \omega_L$. Соответственно, этот электрон должен эффективно взаимодействовать с коллективными колебаниями электронов плазмы: возбуждать в плазме колебания и испытывать воздействие плазменных колебаний.

Разумеется, приведенное выше дисперсионное уравнение нельзя непосредственно использовать для описания взаимодействия связанных электронов с коллективными колебаниями. Дело в том, что характерный размер области взаимодействия (радиус орбиты электрона) меньше или порядка среднего расстояния между зарядами. Однако, если предположить, что оценка по порядку величины сохранится для $kN_e^{1/3} \sim 1$, то как действительная, так и мнимая добавка к ленгмюровской частоте будет больше или порядка ω_L. Иначе говоря, столь коротковолновые возмущения должны бесстолкновительно затухать за время порядка одного колебания. Ввиду бесстолкновительного характера затухания оно не является диссипативным процессом и не сопровождается потерей динамической памяти у системы кулоновских частиц. Соответственно, можно предположить, что такого рода коллективное движение порождает аномальный дрейф связанных электронов по энергетической оси.

Дипольный момент системы кулоновских частиц. При моделировании из первопринципов динамики многих частиц [1, 2] коллективное движение электронов можно характеризовать зависимостью от времени полного дипольного момента всей системы n положительно и n отрицательно заряженных частиц, помещенных в куб с непроницаемыми стенками:

$$\mathbf{d}(t) = \sum_{k=1}^{2n} q_k \mathbf{r}_k(t) = e(\sum_{j=1}^{n} \mathbf{r}_j^{(+)} - \sum_{k=1}^{n} \mathbf{r}_k^{(-)}).$$

Здесь q_j – заряд k-й частицы; $\mathbf{r}_k(t) = \{x_k(t), y_k(t), z_k(t)\}$ – радиусы-векторы, задающие траектории частиц (траектории определяются из решения уравнений Ньютона для $2n$ заряженных частиц); e – заряд электрона; $\mathbf{r}_j^{(+)}, \mathbf{r}_k^{(-)}$ – траектории соответственно, положительно и отрицательно заряженных частиц.

Результаты расчетов (см. рис. 1) показывают, что электроны плазмы действительно совершают некоторое упорядоченное коллективное движение, которое можно трактовать как коллективные колебания, скорее даже, циклические движения. Амплитуда этих колебаний соответствует смещению каждого электрона на расстояние порядка 1/20 от среднего межчастичного расстояния. Характерный временной масштаб этих коллективных движений по порядку величины согласуется с ленгмюровской частотой. Однако количественно они не совпадают: в проведенных нами нескольких сериях расчетов частота обнаруженных колебаний в 1,5 – 2 раза меньше частоты ленгмюровских колебаний.

Не исключено, что это связано с ограниченностью рассматриваемого объема. Однако

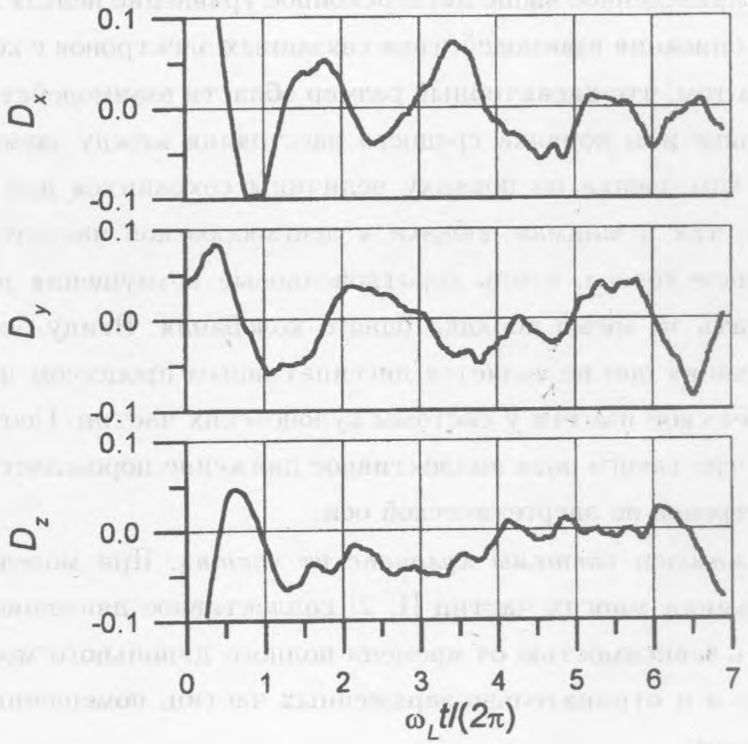

Рис. 1. *Зависимость от времени проекций полного дипольного момента системы кулоновских частиц на оси x, y, z (момент измерен в единицах $neN_e^{-1/3}$). Параметры плазмы и расчета: $T_e = 0,21$ эВ, $N_e = N_i = 10^{17}$ см$^{-3}$, $m_i = 180000 m_e$, $2n = 1024$.*

при длине ребра куба $a = (n/N_e)^{1/3} = 1,7\ 10^{-5}$ *см* поправка к ленгмюровской частоте в дисперсионном уравнении еще не очень велика $\omega = \omega_L\sqrt{1 + 6[(2\pi/a)r_D]^2} \approx 1,17\omega_L$.

Дело, возможно, в том, что для ленгмюровских колебаний рассматриваемая плазма не может считаться идеальной. Хотя параметр $\delta = 2e^6 N_e/T_e^3$, характеризующий степень идеальности термодинамических величин в рассматриваемом случае еще невелик $\delta = 0,075$, число электронов в дебаевской сфере уже меньше единицы: $n_D = (4\pi/3)r_D^3 N_e = 1/\sqrt{36\pi\delta} = 0,34$, дебаевский радиус заметно меньше среднего межчастичного расстояния: $r_D N_e^{1/3} \sim 0,35$. Соответственно, если в оценке заменить дебаевский радиус средним межчастичным расстоянием, как большей величиной, то поправка к частоте колебаний окажется сравнимой с ленгмюровской частотой: $\omega \approx 2\omega_L$.

Однако действительная добавка лишь увеличивает частоту колебаний, тогда как моделирование показывает, что частота уменьшается. Это можно связать с бесстолкновительным затуханием. Как известно, у гармонического осциллятора с собственной частотой ω_0 и коэффициентом затухания $\omega_0\gamma$ частота колебаний уменьшается с ростом γ: $\omega = \omega_0\sqrt{1-\gamma^2}$. Поскольку в рассматриваемой области параметров декремент бесстолкновительного затухания сравним с единицей, это может уменьшить частоту коллективных колебаний электронов.

Следует, конечно, отметить, что такого рода рассуждения вблизи границы применимости принятых теоретических представлений носят лишь качественный характер. С другой стороны, в рассматриваемой области энергий $|\epsilon| \sim e^2 N_e^{1/3}$ и для неидеальной плазмы с $n_D < 1$, $\delta \sim 1$ нет малого параметра для построения количественной теории.

Итак, моделирование из первопринципов показало, что в неидеальной плазме дипольный момент системы классических кулоновских частиц совершает квазипериодические колебания с частотой, меньшей ленгмюровской. Высказано предположение, что уменьшение частоты колебаний по сравнению с ленгмюровской обусловлено бесстолкновительным затуханием, которое имеет место при взаимодействии колебаний электронов, совершающих движение по кеплеровским орбитам с радиусом порядка межчастичного расстояния и коллективных колебаний электронов плазмы. Высказано также предположение, что обнаруженная ранее метастабильность системы классических кулоновских частиц относительно рекомбинации обусловлена квазирезонансным взаимодействием кеплеровских электронов с коллективными колебаниями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93–02–16872).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. УФН, **164**, N 3, 298 (1994).

[2] Mayorov S. A., Tkachev A. N., and Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **51**, 498 (1995).

[3] Шафранов В. Д. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 3, М., Госатомиздат, 1963, с. 3.

[4] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме, М., Наука, 1976.

Институт общей физики РАН Поступила в редакцию 11 мая 1995 г.