



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ф. Б. Баимбетов, Т. С. Рамазанов, А. С. Утегенов, Н. Б. Шалтыков, Об электронных колебаниях в плотной водородной плазме, *ТВТ*, 1990, том 28, выпуск 6, 1226–1228

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

3 ноября 2024 г., 12:51:01



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.951 © 1990 г.

Ф. Б. Ваимбетов, Т. С. Рамазанов, А. С. Утегенов, Н. Б. Шалтыков

ОБ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ПЛОТНОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В [1] методом молекулярной динамики получены автокорреляционные функции скоростей электронов плотной водородной плазмы. Расчеты проводились для значений параметра неидеальности $\gamma=0,1-2,0$, где $\gamma=e^2/r_d k_B T$, r_d — дебаевский радиус, T — температура, $N_e=32, 40$, $T=5 \cdot 10^4$ К. Классические уравнения движения N_e электронов на фоне $N_i=N_e$ неподвижных ионов интегрировались согласно алгоритму Верле. Усреднение по начальным конфигурациям ионов проводилось методом, предложенным в [2]. Розыгрыш начальных скоростей проводился согласно максвелловскому распределению. Потенциал межчастичного взаимодействия $\Phi(R)$ при $R > 2a_B$ взят в виде псевдопотенциала [3], учитывающего коллективные эффекты в плотной плазме, а при $R \leq 2a_B - \Phi(R) = e$. Здесь a_B — первый борковский радиус, $e=1-3$ в единицах $k_B T$. Шаг интегрирования уравнений движения выбирается согласно условию $\Delta t \ll a_B/v_T$, где v_T — тепловая скорость электронов. В настоящих расчетах $\Delta t = 0,05-0,003$ в единицах, обратных электронной частоте ω_e , что позволяло сохранять полную энергию системы с точностью до 2–3%. Равновесные конфигурации ионов, необходимые при усреднении автокорреляторов скоростей электронов, получены методом Монте-Карло. Число таких равновесных конфигураций равно 6–10 при различных значениях параметра неидеальности. При интегрировании уравнений движения на систему накладываются периодические граничные условия.

Автокорреляторы скоростей $K(\tau) = \langle v(0)v(\tau) \rangle / v_T^2$ в зависимости от времени $\tau = \omega_e t$ для двух значений γ представлены на рис. 1 ($\omega_e = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота; n_e, m_e — числовая плотность и масса электронов). Характерной особенностью полученных автокорреляторов является наличие периодических экстремумов. Аналогичное поведение временных корреляционных функций отмечено в [4] для модели однокомпонентной плазмы и в [5] для электрон-ионной плазмы. Однако при $\gamma=1,61$ (рис. 1) для автокоррелятора характерны колебания около нуля. Такое поведение корреляционных функций имеет место в простых жидкостях и интерпретируется как локализация частиц. Известно [5], что статистическая погрешность величины $K(\tau)$ не зависит от времени и равна $\delta = \pm (2/3MN_e)^{1/2}$, где M — число начальных конфигураций, N_e — число электронов в базовой ячейке. В данных расчетах величина $\delta=4-6\%$. Соответствующие значения погрешностей показаны на рис. 1 вертикальными отрезками.

Можно предположить, что периодическая структура автокорреляторов отвечает определенным плазменным колебаниям. Для выяснения этого вопроса был проведен Фурье-анализ автокорреляторов. На рис. 2 приведены спектральные интенсивности

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{-i\omega t} K(t) dt \quad (1)$$

для значений параметра неидеальности $\gamma=0,84$ и $1,61$ при $T=5 \cdot 10^4$ К. Видно, что периодической структуре $K(\tau)$ соответствует одна частота (максимум функции $S(\omega)$). Для выяснения достоверности поведения $S(\omega)$ анализировалась погрешность величины $S(\omega)/S(0)$ (рис. 2) и проверялось правило сумм для $S(\omega)$

$$\int_0^{\infty} S(\Omega) d\Omega = \frac{3\pi}{4}, \quad (2)$$

которое выполнялось с точностью порядка 15% для расчетных точек (здесь $\Omega = \omega/\omega_e$). Кроме того, интегрирование в (1) проводилось двумя методами: Филона и Симпсона. Результаты совпадают до третьего знака после запятой. Из рис. 2 видно, что максимум функции $S(\omega)$ приходится на частоту, которая близка к частоте нулевых плазменных колебаний ω_e и является выражением коллективных эффектов в плазме. На это указывает и вырождение первого максимума $S(\omega)$ [5] при уменьшении числа частиц в ячейке. Однако в данной работе не обнаружены дополнительные максимумы ω'' , ω''' функции $S(\omega)$, которые в [5] объясняются индивидуальным поведением частиц.

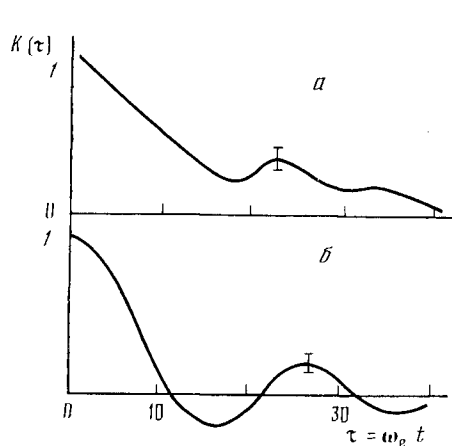


Рис. 1

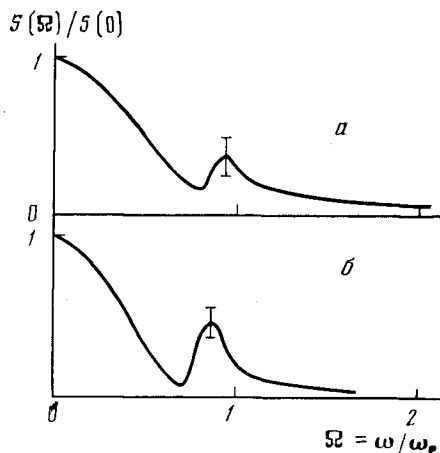


Рис. 2

Рис. 1. Автокорреляционные функции скоростей электронов плотной водородной плазмы при $T=5 \cdot 10^4$ К: а - $\gamma=0,84$; $M=8$; б - $1,61$; 10

Рис. 2. Спектр автокорреляторов скоростей электронов: а - $\gamma=0,84$; $M=8$; б - $1,61$; 10

Для того чтобы выяснить, не возбуждаются ли неравновесные колебания при установке начальных условий, к примеру, при розыгрыше начальных скоростей частиц в системе, проанализируем дисперсию распределения скоростей. Для удобства сравнения на рис. 3 показаны зависимость приведенной дисперсии $\delta\sigma = \sigma/v_T$ для максвелловского распределения и «коридор» ошибок, обусловленный статистической погрешностью и имеющий порядок $N_e^{-1/2}$. Видно, что если дисперсия распределения скоростей электронов МД-эксперимента в начальные моменты времени равна по порядку величины статистической погрешности, то по истечении $(3-5)\tau$ она уменьшается в 2-6 раза. Качественный характер зависимости $\delta\sigma$ от τ при других параметрах γ не меняется. Необходимо также отметить, что об отсутствии направленного движения электронов в системе свидетельствует и равенство нулю полного импульса, что контролировалось в ходе МД-эксперимента. Все это позволяет сделать вывод, что обнаруженные в работе колебания равновесны и неустойчивостей типа пучковой на стадии розыгрыша начальных скоростей не возникает.

Известно, что спектр ленгмюровских колебаний, зависящих от волнового вектора \mathbf{l} , в системе с периодическими граничными условиями определяется формулой

$$\omega^2 = \omega_0^2 + l^2 v_T^2, \quad (3)$$

где v_T — тепловая скорость электронов; $l = 2\pi\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}/L$; $n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$; L — длина ребра базовой ячейки. Дополнительных частот колебаний, которые объяснялись бы зависимостью (3), также не обнаружено. Из рис. 2 видно, что положение максимума функции $S(\omega)$ смещается несколько влево при увеличении параметра неидеальности. Этот факт, по-видимому, можно объяснить уменьшением подвижности электронов вследствие образования квазисвязанных состояний в плотной плазме.

Таким образом, в спектре автокоррелятора скоростей электронов плотной водородной плазмы присутствует только одна частота, близкая к ω_e и отражающая коллективные эффекты в системе. Осциллирующий характер автокорреляторов, по всей видимости, не является следствием влияния периодических граничных условий.

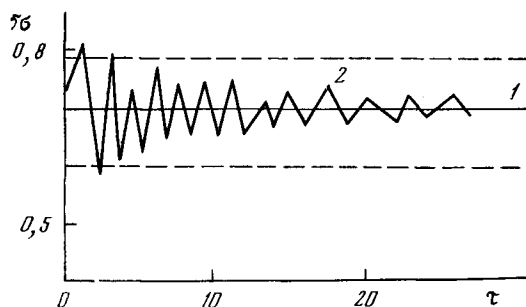


Рис. 3. Дисперсия распределения скоростей электронов в МД-эксперименте при $\gamma=1,61$: 1 — теоретическое распределение по Максвеллу; 2 — данная работа

ЛИТЕРАТУРА

1. Баимбетов Ф. Б., Рамазанов Т. С., Шалтыков Н. Б. Тез. докл. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 2. Ташкент: ФАН. 1987. С. 26.
2. Валуев А. А., Норман Г. Э. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 4. С. 689.
3. Баимбетов Ф. Б., Рамазанов Т. С., Шалтыков Н. Б. // В кн.: Проблемы статистической механики. Т. 1. Дубна: ОИЯИ, 1984. С. 28.
4. Hansen J.-P. // Rev. 1978 (Laser-Plasma Interact.). Edinburg, P. 433.
5. Валуев А. А. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 6. С. 1143.

Казахский государственный университет

Поступило в редакцию
03.12.87

УДК 533.924 © 1990 г.

А. В. Болотов, А. В. Козырев, Ю. Д. Королев

КАТОДНЫЙ СЛОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ С НИЗКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА

Наблюдаемая в ряде экспериментов [1, 2] стационарная вакуумная дуга с низкой плотностью тока на катоде ($10-100 \text{ A/cm}^2$) до сих пор не получила более или менее полного теоретического описания, свободного от внутренних противоречий. Не ясны механизмы замыкания тока на катоде [1] и поддержания довольно высокой температуры катода [2]. В данной работе предлагается физическая модель катодного слоя такой дуги, позволяющая установить необходимые функциональные связи между плотностью тока j , температурой катода T_k , температурой электронов в плазме T_e , катодным падением потенциала U_k и удельным уносом массы катода G .

В основе модели лежит предположение о немонотонном распределении потенциала вблизи катода, ранее высказывавшееся для объяснения высокоскоростных потоков плазмы из катодного пятна [3]. В этом случае электроны захватываются в потенциальную яму в области максимума потенциала. Рассматривается случай относительно невысоких температур, так что течение паров материала катода можно считать свободно-молекулярным. В этом случае можно пренебречь диффузионным потоком тяжелых частиц из плазмы на катод. Напротив, часть электронов, захваченных в ловушку, может преодолевать потенциальный барьер U_k и создавать обратный электрический ток на катод j_{ex} . С поверхности катода идет ток испаряющихся нейтральных атомов $j_a(T_k)$ и ток электронов термоэмиссии $j_{тэ}$, который вычислялся с учетом понижения работы выхода электронов ϕ в присутствии электрического поля E_k . Часть испаренных атомов ионизируется захваченными электронами, не доходя до точки максимального потенциала $x=l_k$, и возвращается на катод в виде ионного тока j_i . Система уравнений, описывающая эту модель, имеет вид

$$E_k^2 = 4\pi \left(\frac{\pi M}{2e} \right)^{1/2} j_i U_k^{1/2},$$

$$j_i = j_a(T_k) (1 - e^{-q}), \quad q = \frac{k_i(T_e)}{v_a} \int_0^{l_k} n_e(x) dx,$$

$$j = j_i + j_{тэ} - j_{ex},$$

где M и v_a — масса и средняя скорость испаряющихся атомов; $k_i(T_e)$ — константа ионизации атомов электронами. Параметр q представляет собой среднее число ионизаций, которое мог бы испытать атом, проходя от катода до точки максимума потенциала. Первое уравнение получено в предположении линейно спадающей напряженности электрического поля от E_k до нуля в области $0 < x < l_k$ и с точностью до постоянного множителя совпадает с известным уравнением Маккоуна. При расчете q , $k_i(T_e)$ и j_{ex} предполагалось бoльцмановское распределение электронов по энергии. Поток испаряющихся атомов $j_a(T_k)$ рассчитывался по формуле Герца — Кнудсена. К указанным уравнениям необходимо добавить уравнение баланса энергии, которое для теплоизолированного катода имеет следующий вид:

$$j_i(U_k + \varepsilon + I_i - \phi) + j_{ex}(\phi + 2kT_e/e) - j_a\varepsilon - j_{тэ}(\phi + 2kT_k/e) = \sigma T_k^4,$$

где k и e — постоянная Больцмана и заряд электрона; ε и I_i — энергия испарения одного атома и потенциал ионизации его в эВ; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Описанная выше система четырех уравнений включает шесть неизвестных параметров: T_k , T_e , U_k , E_k , j_i , j . Строго говоря, для однозначного решения необходимо задать значения по крайней мере двух величин. Оказалось, что характер решения,