

К ДИНАМИКЕ ПИРСОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

А.М. Игнатов, В.Н. Новиков

На основе нового метода численного решения уравнения Власова исследуется эволюция полной функции распределения электронов при инжекции горячих электронных пучков в плазму, ограниченную электродами. Показано, что несмотря на развитие электростатических неустойчивостей, в системе могут проходить токи, существенно превышающие критический ток Пирса.

Известно [1,2], что при распространении нейтрализованных электронных пучков в дрейфовом пространстве могут развиваться электростатические неустойчивости, если поступающий с эмиттера электронный ток I_b превосходит критический: $I_b > I^* = \pi m_e v_0^3 / 4ed^2$. Здесь v_0 — скорость электронов на входе, d — расстояние между электродами (формула получена в предположении, что электроны "холодные"). Образующиеся при этом виртуальные катоды отражают часть электронов пучка, что приводит к уменьшению полного (проходящего) тока. В [3] показано, что в системе могут проходить токи, существенно превышающие критический, хотя в эксперименте [1] при попытке пропустить сверхкритический ток наблюдались отраженные электроны и ограничение полного тока на уровне меньше критического.

В настоящей работе с помощью нового метода численного решения уравнения Власова [4,5] исследуется развитие пирсовской неустойчивости при инжекции "горячего" электронного пучка в плазму. Показано, что при токах I_b существенно превышающих критический, по-видимому, теряет смысл понятие мягкого и жесткого режимов развития неустойчивости [3]. Фактически, если концентрация инжектируемых электронов сравнима с концентрацией плазменных электронов, в начальные моменты времени образуется виртуальный катод, а затем в системе появляются захваченные электроны. Сам процесс прохождения тока имеет квазистационарный пульсирующий характер, причем с увеличением I_b в системе появляется все большее количество виртуальных катодов и потенциальных ям. Средний проходящий ток превышает критический.

"Метод частиц", использованный в [3], из-за "перепутывания" траекторий частиц при явном счете по времени (траектории частиц являются характеристиками уравнения Власова) носит полустатистический характер и не позволяет воспроизводить функцию распределения с хорошей точностью. Это существенно затрудняет, например, исследование влияния эффектов, связанных с наличием у заряженных частиц разброса по скоростям. В настоящей работе для численного решения уравнения Власова применяется предложенный в [4,5] метод, основанный на неявном зонном счете функции распределения по характеристикам. При этом сама функция распределения выступает как вспомогательная величина и ее запоминание не требуется. Согласно алгоритму, производится последовательное вычисление и запоминание в памяти ЭВМ матрицы $(E_1^{1/2}; \dots; E_1^{s+1/2})$ — дискретного аналога распределения электрического поля в пространстве и во времени. Это позволяет каждый раз проводить сквозной расчет характеристик в обратном направлении времени через большое количество временных слоев и тем самым исключить многократную интерполяцию функции распределения. (Такая интерполяция при обычном подходе, например, в методе сеток, является источником быстрого накопления ошибки — "численной диффузии".) Кроме того, неявная схема расчета позволяет вычислять функцию распределения на регулярной сетке, что исключает ошибки статистического характера, присущие методу частиц. Эти два фактора и обеспечивают высокую точность воспроизведения функции распределения. Отметим, что метод обладает рядом других достоинств: существенными упрощениями в моделировании граничных условий, резким сокращением требуемой памяти ЭВМ (что открывает возможность решения многомерных задач), возможностью введения столкновений, например, на основе модели БГК.

Система уравнений, описывающая эволюцию функции распределения электронов пучка и плазмы в задаче Пирса, имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - E \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = D(\pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f dv - 1), \quad E = - \frac{\partial \varphi}{\partial x},$$

где $d, v_0, d/v_0$ — масштабы расстояния, скорости и времени. Граничные и начальные условия следующие:

$$f(0, v > 0, t) = a(\pi a)^{-1/2} e^{-(v-1)^2/a}, \quad f(x, v, 0) = (\pi \beta)^{-1/2} e^{-v^2/\beta},$$

$$f(0, v < 0, t) = f(1, v > 0, t) = 0, \quad \varphi(0, t) = \varphi(1, t) = 0.$$

Решение поставленной задачи зависит от четырех параметров: a, β — "безразмерных температур" электронов пучка и плазмы, $a = n_b/n_p$ (n_b, n_p — концентрации электронов пучка и плазмы), $D = 4\pi e^2 n_p d^2 / m_e v_0$ — параметра, характеризующего степень влияния собственного объемного заряда. Отсюда $I_b = DI^*/\pi^2$.

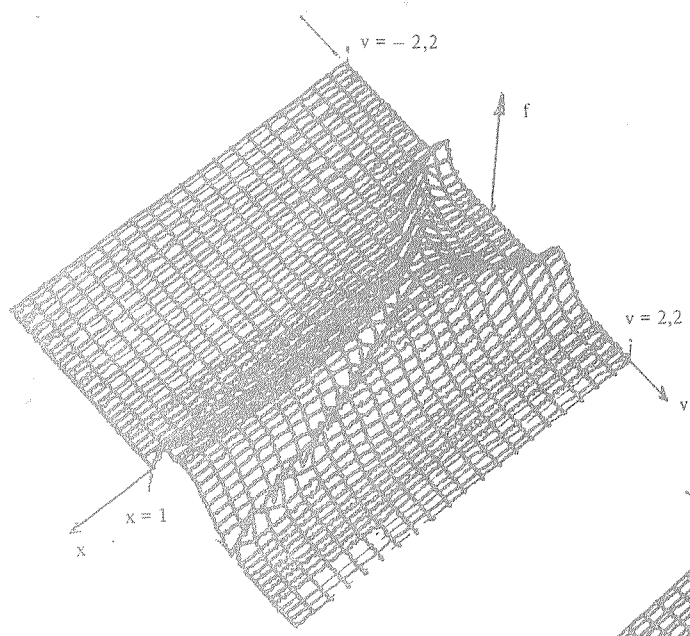


Рис. 1. Вид полной функции распределения электронов со стороны коллектора в момент времени $t = d/v_0$.

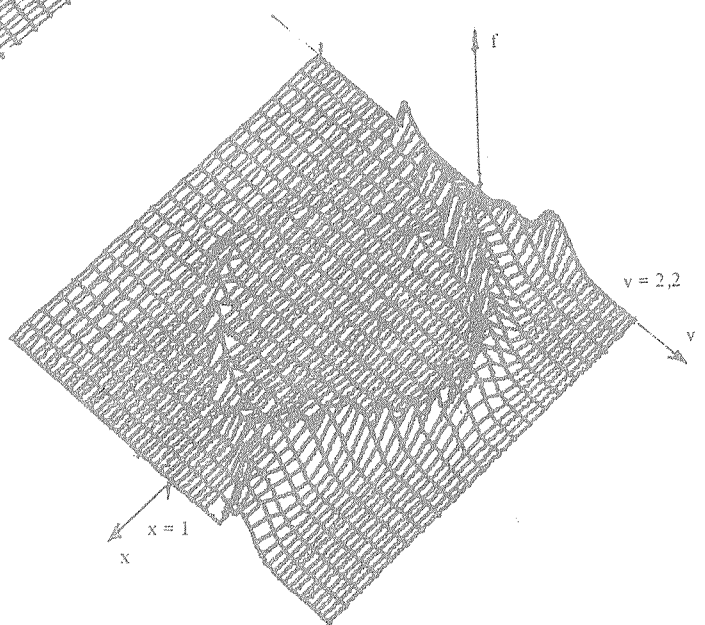


Рис. 2. Функция распределения при $t = 4.5d/v_0$.

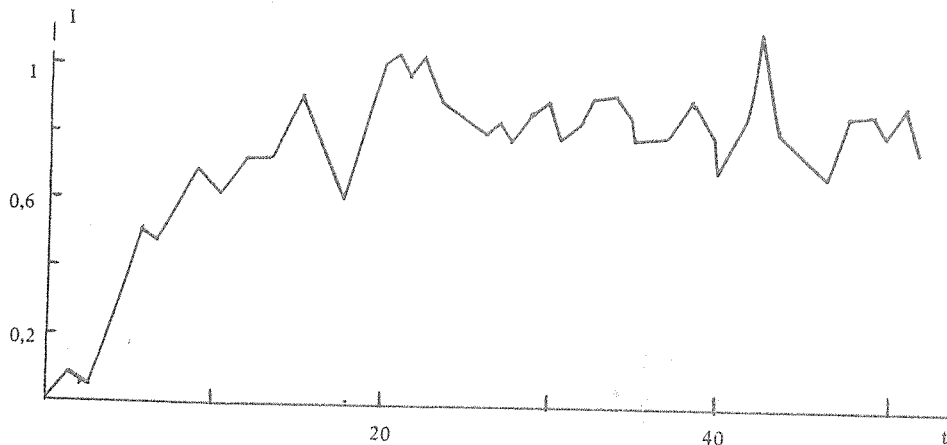


Рис. 3. Полный (проходящий) электронный ток на коллектор как функция времени (в единицах времени пролета).

На рис. 1, 2 представлен вид полной функции распределения соответственно в моменты безразмерного времени $t = 1; 4,5$. В этом расчете

$$a = 1; \quad \alpha = \beta = 0,05; \quad D = 110; \quad I_b = 11,14I^*.$$

Вид функций распределения показан со стороны коллектора. Видно, что в начальные моменты времени вблизи эмиттера образуется виртуальный катод и функция распределения здесь становится двугорбой из-за появления отраженных электронов. Электроны плазмы (сосредоточенные в области $v \approx 0$) к этому моменту времени еще присутствуют в значительном количестве. На рис.2 ($t = 4,5$) виден второй (пульсирующий) виртуальный катод. Отраженные им электроны захватываются потенциальной ямой, образующейся между виртуальными катодами. Вследствие этого полный (проходящий) ток на коллектор также является пульсирующим (рис. 3). Его среднее значение: $I \approx 0,8I_b = 8,9 I^*$. Ряд аналогичных расчетов также согласуется с описанной выше структурой течения. Например, при инжекции электронного пучка в плазму, температура электронов которой в 5 раз выше температуры пучка:

$$a = 0,05; \quad \beta = 0,2; \quad a = 1; \quad D = 110,$$

в начальные моменты времени развитие электростатической неустойчивости качественно идет также, как и в рассмотренном выше случае, а при $t = 4,5$ обе картины течения практически совпадают.

Авторы благодарны А.А. Рухадзе за плодотворные обсуждения и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме, М., Атомиздат, 1983.
2. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. УФН, 103, № 4, 609 (1971).
3. Буриная Т. М., Волокитин А. С. Физика плазмы, 9, в. 3, 453 (1983); 10, в. 5, 810 (1984).
4. Новиков В. Н. ТВТ, 24, № 3, 430 (1986); 24, № 4, 750 (1986).
5. Алексеев Б. В., Новиков В. Н. ТВТ, 22, № 6, 813 (1984).

Поступила в редакцию 29 апреля 1986 г.