

УДК 533.9

ЭФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЗАМКНУТОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В. В. Савельев, С. И. Яковленко

На основе численного решения уравнений двухжидкостной бесстолкновительной газодинамики показано, что двойной слой прозрачных сеток, между которыми поддерживается достаточно большая разность потенциалов, удерживает частицы с зарядами обоих знаков внутри замкнутой конфигурации.

Принято считать, что если бесстолкновительная плазма контактирует с параллельными сетками, на которые подана разность потенциалов, то из плазмы вытягиваются заряженные частицы и соответствующая плотность ионного или электронного тока описывается известным уравнением Чайлда, приводящим обычно к закону "трех вторых" [1]. Однако это имеет место лишь в том случае, когда заряд в рассматриваемом пространстве не сохраняется – имеются его источники и стоки, например, на границах. Если же плазма окружена двойным слоем сеток со всех сторон, так что заряд может уйти только через этот слой, то поданная на сетки разность потенциалов запирает не только частицы одного знака, но и почти всю плазму. Ниже этот вопрос рассмотрен подробнее.

Рассматривается симметричный разлет плазменного слоя в рамках двухжидкостной одномерной газодинамики в постановке задачи, близкой к [2]. Основное отличие от рассмотренного в [2] случая свободного разлета состоит в том, что плазма окружена двойным слоем прозрачных сеток, на которые подана разность потенциалов. Плазма характеризуется электронной и ионной плотностью n_e, n_i ; гидродинамическими скоростями v_e, v_i ; а также электронным давлением p_e . Температура ионов считается равной нулю. Электронное давление связано с электронной температурой T_e адиабатическим

законом Пуассона. Электрическое поле характеризуется напряженностью E и потенциалом φ . Переменные величины рассматриваются как функции времени t и расстояния x от центра плоского слоя.

Начальные условия для параметров плазмы берутся в виде: $n_e|_{t=0} = n_i|_{t=0} = f(x)$, $f(x) \geq 0$, $\max f(x) = 1$; $v_e|_{t=0} = v_i|_{t=0} = 0$. В приводимых здесь расчетах начальное распределение плотности имело вид "ступеньки": $f(x) = 1$, при $x < x_0$; $f(x) = 0$, при $x \geq x_0$, где x_0 – начальный размер плазмы.

Здесь используются безразмерные величины. Единицы измерения размерных величин выражены через максимальные значения плотности и давления в начальный момент времени n_0 , p_{e0} ; при этом $T_0 = p_{e0}/n_0$. Длина измеряется в дебаевских радиусах $l_0 = r_D = \sqrt{T_{e0}/4\pi e^2 n_0}$; время – в обратных ленгмюровских частотах $t_0 = \omega_L^{-1} = \sqrt{m_e/4\pi e^2 n_0}$; плотность – в единицах максимального начального значения плотности электронов и ионов n_0 (плазма в начальный момент квазинейтральна); скорость – в единицах характерной начальной тепловой скорости электронов $v_0 = \sqrt{T_{e0}/m_e}$; потенциал и напряженность поля выражены через начальную электронную температуру $\varphi = T_{e0}/e$, $E_0 = T_{e0}/el_0$; давление измеряется в единицах p_{e0} .

Использована система гидродинамических уравнений в лагранжевых координатах q_e , q_i , которые описывают динамику движения жидких частиц (слоев):

$$\begin{aligned} \frac{\partial x_i}{\partial t} &= v_i(t, q_i), & \frac{\partial x_e}{\partial t} &= v_e(t, q_e), \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} &= \mu E(q_i), & \frac{\partial v_e}{\partial t} + \frac{\partial p_e}{\partial q_e} &= -E(q_e), \\ \frac{\partial x_i}{\partial q_i} &= \frac{1}{n_i}, & \frac{\partial x_e}{\partial q_e} &= \frac{1}{n_e}, & p_e &= n_e^\gamma, \end{aligned}$$

Граничные условия имеют вид: $x_i(t, 0) = x_e(t, 0) = v_e(t, 0) = v_i(t, 0) = 0$, $p_e(q_{max}) = 0$. Здесь $\mu = m_e/m_i$ – отношение массы электрона к массе иона; $\gamma = 3$ – отношение электронной теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Для идеального газа бесструктурных частиц $\gamma = 5/3$. Значение $\gamma = 3$ выбрано потому, что в рамках одномерной гидродинамики оно дает правильный закон дисперсии ленгмюровских волн.

Электрическое поле определяется решением уравнения Пуассона: $E = -\frac{d\varphi}{dx}$, $-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = n_i - n_e$.

Постановка граничных условий для электрического поля нетривиальна. Сетки, создающие внешнее поле, представляются в виде прозрачных для частиц областей некоторой толщины d . В этих областях задается переменная плотность заряда, в любой

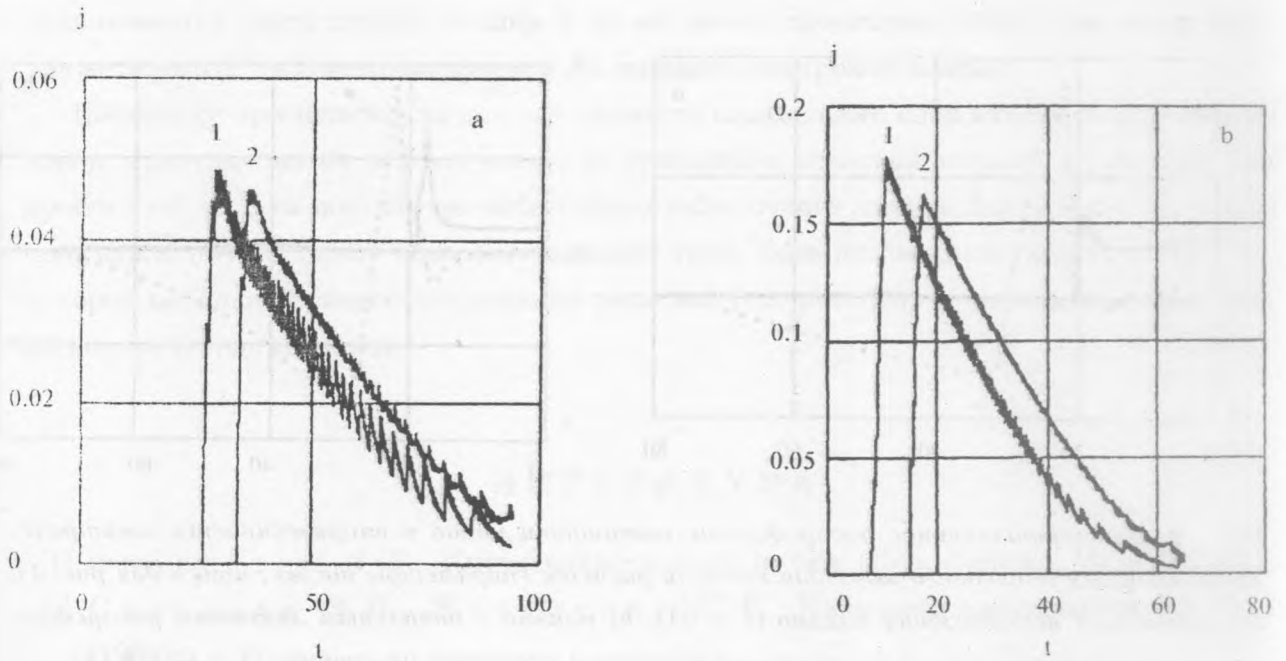


Рис. 1. Зависимость от времени плотности ионного тока через первую (1) и вторую (2) сетку ($m_e/m_i = 0,01$, $x_0 = 20$, $x_1 = 22$, $x_2 = 26$, $U_0 = 40$, $d = 0,1x_0$): а) изначально неподвижная плазма (заряд, прошедший через первую сетку за время счета $Q \approx 1,35$, через вторую - $Q \approx 1,32$); б) плазма с начальным линейным распределением скорости ионов по x и начальным значением скорости на границе $v_{i,max} = 0,2$ (заряд, прошедший через первую сетку за время счета $Q \approx 3,63$, через вторую - $Q \approx 3,58$).

момент времени обеспечивающая заданную разность потенциалов $-U_0$. При этом для поля справедливо выражение: $E(x, t) = Q_i(x, t) - Q_e(x, t) + \alpha[g(x - x_1) - g(x - x_2)]$.

Здесь выражения для величин объемных зарядов имеют вид:

$$Q_e(x, t) = \begin{cases} \int_0^x n_e dx = q_e(t), & 0 < x < x_{e,max}(t); \\ q_{max} & x > x_{e,max}(t), \end{cases}$$

$$Q_i(x, t) = \begin{cases} \int_0^x n_i dx = q_i(t), & 0 < x < x_{i,max}(t); \\ q_{max} & x > x_{i,max}(t), \end{cases}$$

где x_1, x_2 - координаты первой и второй сетки; $x_{e,max}(t), x_{i,max}(t)$ - координаты гранич-

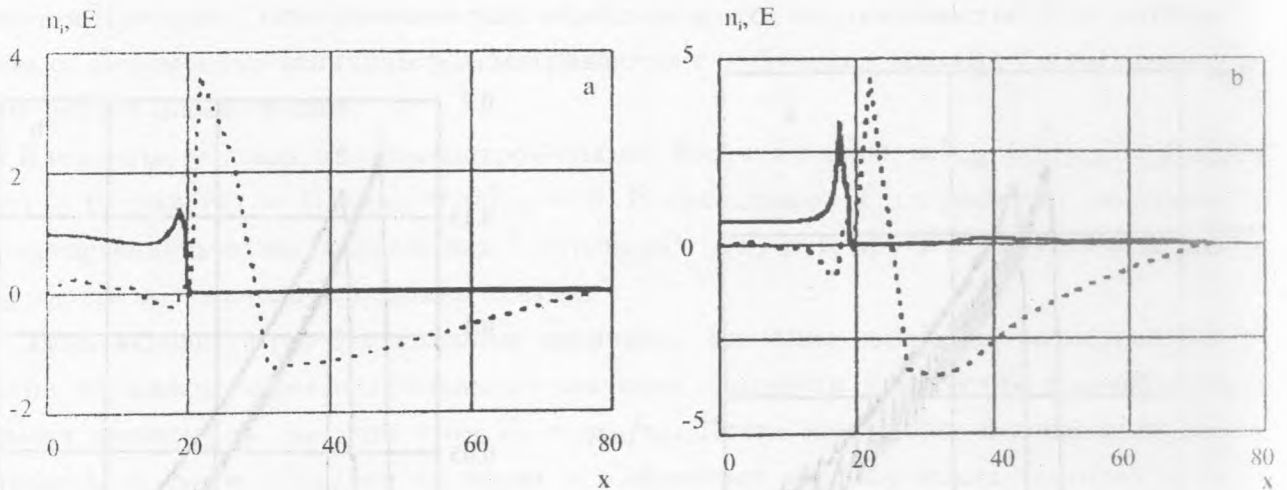


Рис. 2. Пространственное распределение плотности ионов и напряженности электрического поля для последнего момента времени расчета (параметры те же, что и для рис. 1): а) изначально неподвижная плазма ($t = 94$); б) плазма с начальным линейным распределением скорости ионов по x и начальным значением скорости на границе ($t = 65$). $n_i(x)$ — ; $E(x)$ - - - .

ных слоев электронной и ионной жидкости; при этом для заряда на сетках имеем:

$$\alpha(t) = \frac{1}{x_2 - x_1} \left[U_0 - \int_{x_1}^{x_2} (Q_i - Q_e) dx \right], \text{ где } g(x) = \begin{cases} 0, & x \leq -d; \\ (1/2)(1 + \sin(\pi x/2d)), & |x| < d; \\ 1, & x \geq d; \end{cases}$$

— функция, сглаживающая распределение заряда сеток.

Рассматриваемая модель соответствует сеткам с размером ячейки порядка d , и толщиной проволок много меньше d , что обеспечивает прозрачность сетки.

По мере прохождения плазмы через прозрачные сетки, ускоряющие ионы и тормозящие электроны, имеют место следующие эффекты. При полях, больших плазменного $2U_0/(x_c - x_0) > 1$ (Q — в единицах $en_e r_D^2$; E_0 — в единицах T_e/r_{De}) электроны скапливаются вблизи первой сетки с нулевым потенциалом и осциллируют в этой области. Ионы, попавшие в промежуток между сетками, ускоряются и, пройдя вторую сетку, движутся сначала свободно.

Затем имеет место эффект запираия ионного тока некомпенсированным электронным зарядом, оставшимся после того, как часть ионов покинула плазму (см. рис. 1). Некомпенсированный заряд электронов создает перед первой сеткой поле, задерживающее движение к ней ионов (см. рис. 2). Из-за этого не только электроны, но и ионы

скапливаются перед первой сеткой. В то же время, прошедшие сквозь две сетки ионы также тормозятся некомпенсированным зарядом электронов плазмы.

Поскольку при нулевой начальной скорости плазменного слоя кинетическая энергия ионов, налетающих на первую сетку, не превышает тепловой энергии электронов (подробнее см. [2]), то достаточно небольшого избыточного заряда $\Delta Q \sim 1 \ll x_0$, чтобы произошло почти полное запираение ионного тока. Если плазма налетает на сетку с некоторой начальной скоростью порядка тепловой (см. рис. 1б), то через сетки проходит несколько больший заряд.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки. (Пер. с англ.), Мир, М., 1991.
- [2] Савельев В. В., Яковленко С. И. Квантовая электроника, **23**, N 11 (1996).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 3 ноября 1996 г.