УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОБЛАСТИ ДВОЙНОГО СЛОЯ В ПЛАЗМЕ

В. А. Туриков, И. В. Ульяницкий
Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

С помощью метода частиц в ячейке проведено численное моделирование электронных колебаний в двойном слое между проводящими электродами с заданными значениями потенциалов. Показано, что наличие в высокопотенциальной области слоя плазменно-пучковой системы, образованной ускоренными и отраженными частицами, приводит к неустойчивым колебаниям. В случае достаточно большого размера низкопотенциальной области в ней может происходить образование виртуального катода.

Двойные слои (ДС) представляют большой интерес с точки зрения астрофизических приложений по причине их возможной роли в ускорении космических частиц до высоких энергий [1, 2]. В лабораторных экспериментах образование ДС часто сопровождается процессами инжекции интенсивных пучков в плазму [3]. Равновесие такого типа предполагает обязательное присутстствие ускоренных и отраженных пучков, что делает его заведомо неустойчивым. Наличие проводящих границ принципиальным образом изменяет характер колебаний в слое подобно тому, как это происходит в случае неустойчивости Пирса для электронного пучка между проводящими электродами.

В данной работе рассмотрены свойства электронных колебаний в ДС пучкового типа, следуя классификации в работе [4]. Распределение частиц на плоскости x, v в таком слое состоит из пучков, ускоряемых его собственным стационарным полем, а также отраженных частиц, средняя скорость которых равна нулю. Плотности электронов и ионов слева и справа от ДС одинаковы. Ускоренные частицы считаем моноэнергетическими с функцией распределения:

$$f_f(x, v) = n_f(x)\delta\left[v - v_f(x)\right].$$

Из закона сохранения энергии следует зависимость скоростей частиц от потенциала ДС:

$$v_f = v_0\sqrt{1+\Phi}, \qquad u_f = u_0\sqrt{1+\alpha(\Psi-\Phi)},$$

где v_0, u_0 — скорости при входе в ДС;

$$\Phi = 2e\varphi / m_e v_0^2, \;\; \Psi = 2e\varphi_0 / m_e v_0^2;$$

φ_0 — изменение потенциала в слое, $\alpha = m_e v_0^2 / m_i u_0^2$.

Уравнение непрерывности в стационарном случае приводит к следующей зависимости плотности ускоренных частиц от потенциала

$$n_f^{(e)} = \frac{n_0}{\sqrt{1+\Phi}}; \qquad n_f^{(i)} = \frac{n_0}{\sqrt{1+\alpha(\Psi-\Phi)}}, \tag{1}$$

где n_0 — плотность плазмы вне слоя.

Плотности отраженных частиц в этой модели ДС будем задавать с помощью распределения Больцмана

$$n_r^{(e)} = n_{r0}^{(e)}\exp\left(\frac{\Phi-\Psi}{\beta_e}\right); \qquad n_r^{(i)} = n_{r0}^{(i)}\exp\left(-\frac{\alpha\Phi}{\beta_i}\right), \tag{2}$$

где $n_{r0}^{(i)}$ — соответствующие плотности вдали от слоя; $\beta_j = 2T_j / m_j v_0^2$.

С учетом выражений (1), (2) можно представить уравнение Пуассона для потенциала в таком равновесии в следующем виде

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = 2\left[\frac{1}{\sqrt{1+\Phi}} - \frac{1}{\sqrt{1+\alpha(\Psi-\Phi)}} + \right. \tag{3}$$
$$\left. + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\Psi}}\right)\exp\left(\frac{\Phi-\Psi}{\beta_e}\right) - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\alpha\Psi}}\right)\exp\left(\frac{-\alpha\Phi}{\beta_i}\right)\right],$$

где $X = x\,\omega_0/v_0$, $\omega_0 = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$.

Для простоты будем считать, что $\beta_e = \beta_i = \beta$. Требование отсутствия поля $d\Phi/dX = 0$ при $X = \pm\infty$ приводит в этом случае к условию Ленгмюра $\alpha = 1$.

Предположим также, что имеет место полное отражение частиц от потенциального барьера. Из выражений (2) следует, что это происходит при $\Psi/\beta >> 1$.

Для моделирования электронных колебаний в области ДС в данной работе использован метод частиц в ячейке. Рассмотрен случай слоя между проводящими электродами с граничными условиями для возмущенного потенциала

$$\phi(X = 0) = 0, \quad \phi(X = L) = \Psi.$$

Начальное распределение частиц на фазовой плоскости строилось в соответствии с равновесным потенциалом $\Phi(X)$, найденным из уравнения Пуассона (3). Со стороны низкопотенциального электрода ($X = 0$) генерировался поток электронов с фиксированными значениями скорости и плотности. В высокопотенциальную область ($X = L$) вводились частицы, формирующие половину максвелловского распределения для отрицательных значений скорости. Частицы, пересекавшие электроды, выводились из системы. Ионное распределение заряда задавалось в виде постоянного неоднородного фона, отвечающего самосогласованному движению ионных пучков в области перепада потенциала. Начальное возмущение было реализовано путем синусоидальной модуляции скорости ускоренного пучка. Такая постановка соответствует обобщению однородной задачи Пирса для электронного пучка и ионного фона между заземленными электродами [5] на случай неоднородной системы, содержащей ДС.

Результаты численного моделирования показали, что условия устойчивости ДС между проводящими электродами существенным образом зависят от положения центральной плоскости перепада потенциала $X = d$. Если ширина высокопотенциальной области превышает некоторое критическое значение, то развиваются неустойчивые колебания с $\mathrm{Re}\,\omega \neq 0$ (рис. 1), вызванные наличием в ней плазменно-пучковой системы. При этом инкремент неустойчивости возрастает с ростом амплитуды потенциала Ψ, если ширина высокопотенциальной области достаточно велика, и наоборот — падает, если велик вклад низкопотенциальной части слоя.

В случае большого размера низкопотенциальной части ДС на нелинейной стадии неустойчивости в ней происходит образование виртуального катода (рис. 2), т. е. области, в которой имеет место отражение электронов. Подобный процесс наблюдался в численном моделировании колебаний в однородном электронном пучке между проводящими электродами при так называемом жестком режиме развития неустойчивости Пирса [5]. В отличие от работы [5], в наших численных экспериментах не накладывалось никаких специальных ограничений на вид начального возмущения.

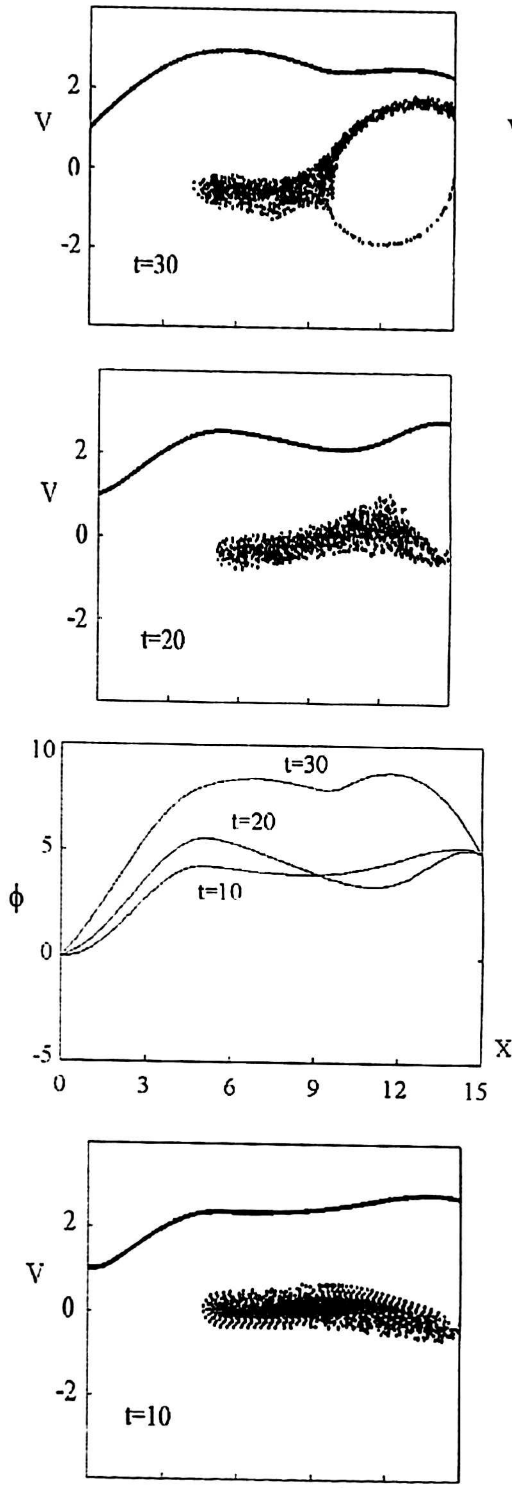

Рис. 1. Зависимость устойчивости ДС от положения центральной плоскости перепада потенциала $x = d$ при $\Psi=5{,}0$, $\beta=0{,}1$, $L=15$, $d=2{,}5$

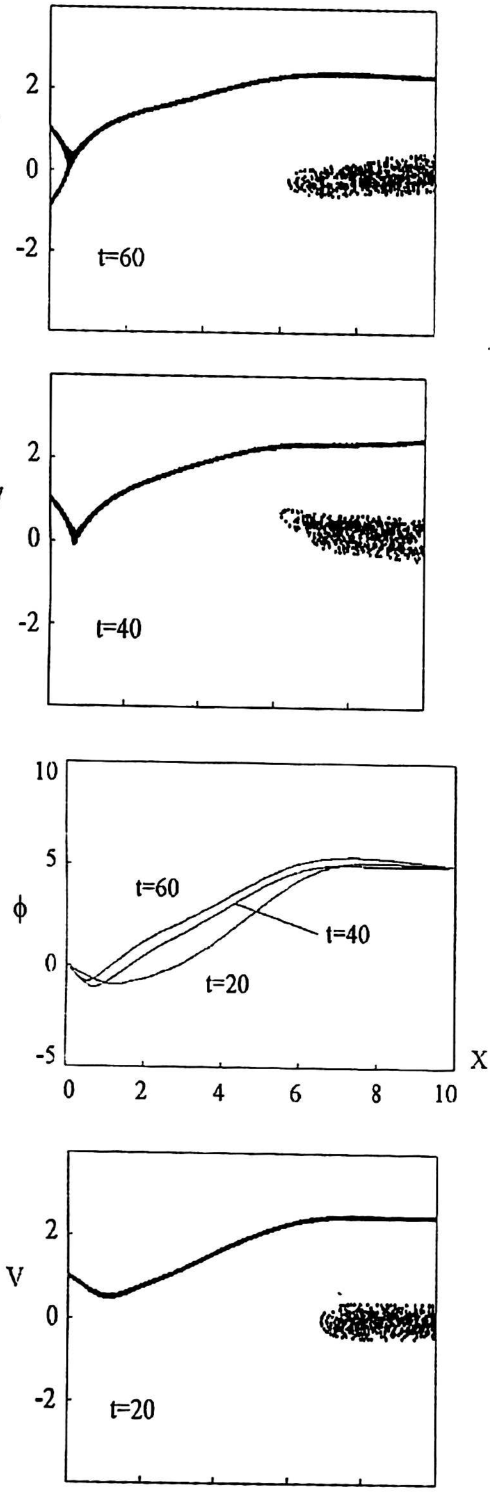

Рис. 2. Образование виртуального катода, т. е. области, в которой имеется отражение электронов при $L=10$, $d=5$

В случае короткого отраженного пучка наибольшее время жизни имело место, когда общая длина системы не превышала критического значения для развития неустойчивости Пирса $L < \pi$. При минимально возможных размерах однородных областей и больших амплитудах потенциала $\Psi >> 1$ наблюдалось длительное существование слоя (до значений $t = 100$ в единицах ω_0^{-1}). Окончательный вывод о характерных временах жизни ДС можно сделать только при учете движения ионов. Такая задача будет рассмотрена нами в другой работе.

Литература

1. Волокитин А. С., Красносельских В. В.//Итоги науки и техники ВИНИТИ. Сер. Исследование космического пространства. 1988. Т. 28. С. 129.
2. Raadu M. A.//Phys. Reports. 1989. V.178. № 2. P. 25.
3. Hershkowitz N.//Space Sci. Rev. 1985. V. 41. P. 351.
4. Shamel H. Z.//Naturforsch. 1983. V. 38a. P. 1170.
5. Буринская Т. М., Волокитин А. С.//Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С. 453.
6. Гедалин М. Э., Красносельских В. В., Ломинадзе Д. Г.//Там же. 1985. Т. 11. № 7. С. 870.

NUMERICAL SIMULATION OF ELECTRON OSCILLATIONS IN THE DOUBLE LAYER REGION IN PLASMA

V. A. Turikov, I. V. Ulianitski
Russian Peoples' Friendship University, Moskow, Russia

The particle-in-cell simulation of the electron oscillations in the double layer between the conducting electrodes with the fixed potentials is perfor-med. It is shown that the existence of the plasma-beam system in the high potential side of the layer which is formed by the accelerated and the reflected particles leads to the unstable oscillations. When the low potential region has a sufficient size the formation of the virtual cathode is possible.