

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ  
НЕЗАМАГНИЧЕННЫМ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ  
ПУЧКОМ

А. А. Коломенский, М. А. Новицкий

УДК 621.384.612

Теоретически исследован процесс инжекции цилиндрического незамагнитченного сильноточного релятивистского электронного пучка в вакуум. Получено распределение плотности электронов и электрического поля в камере в зависимости от параметров пучка и времени.

Сложность процессов, происходящих при ускорении ионов сильноточным электронным пучком, проходящим через газ, вынуждает при теоретическом анализе этого явления идти на различного рода упрощения. В работе /1/ нами в качестве такого упрощения использовалось предположение о том, что пучок помещен в сильное однородное продольное магнитное поле, не позволяющее электронам пучка двигаться в радиальном направлении. Было показано, что в этом случае ионы ускоряются электрическим полем виртуального катода, который образуется в камере при инжекции в нее пучка с током, большим некоторого критического значения. В качестве следующего шага представляет интерес выяснение того, действует ли этот же механизм ускорения ионов и при отсутствии продольного магнитного поля. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Как и в работе /1/, рассмотрим инжекцию электронного пучка в цилиндрическую металлическую камеру, в которой поддерживается вакуум. Будем предполагать, что задача цилиндрически симметрична. Поскольку процесс ускорения ионов относительно медленный, в дальнейшем ограничимся учетом только квазистатических полей  $E_z$ ,  $E_\theta$  и  $H_z$ , создаваемых пучком. Для описания поведения сильноточ-

ного электронного пучка можно использовать систему уравнений, состоящую из уравнения Власова для функции распределения электронов и уравнений Максвелла для полей  $E_r$ ,  $E_z$ ,  $H_\theta$ . Поскольку точно решить такую систему невозможно, мы использовали приближенный метод крупных частиц [2].

Исходная система уравнений состоит из уравнений электромагнитного поля:

$$\Delta\Phi = -4\pi en, \quad (1)$$

$$E_z = -\partial\Phi/\partial z, \quad E_r = -\partial\Phi/\partial r, \quad (2)$$

$$H_\theta = (4\pi/rc) \int_0^r j r dr, \quad (3)$$

и уравнений движения крупных частиц, моделирующих электроны пучка

$$d\vec{r}_e^1/dt = \vec{v}^1, \quad (4)$$

$$\frac{dv_r^1}{dt} = \frac{e}{m\gamma^1} \left[ E_r - \frac{\vec{v}^1 \vec{E}}{c^2} v_r^1 - \frac{1}{c} v_z^1 H_\theta \right], \quad (5)$$

$$\frac{dv_z^1}{dt} = \frac{e}{m\gamma^1} \left[ E_z - \frac{\vec{v}^1 \vec{E}}{c^2} v_z^1 + \frac{1}{c} v_r^1 H_\theta \right], \quad (6)$$

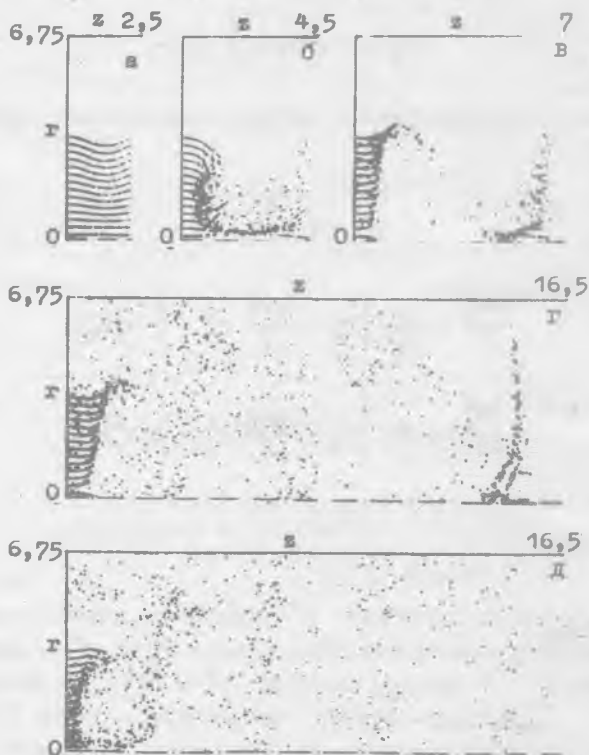
$$\gamma^1 = [1 - (v^1)^2/c^2], \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (7)$$

где  $\Phi$  - скалярный потенциал,  $n$  - плотность электронов в камере,  $z$  - компонента  $j$  - плотности тока пучка,  $\vec{r}_e^1$  и  $\vec{v}^1$  - радиус-вектор и скорость  $i$ -той крупной частицы,  $v^1 = |\vec{v}^1|$ ,  $k$  - число крупных частиц,  $\vec{E} = (E_r, E_z)$  - вектор электрического поля. Граничные условия на поверхности камеры для уравнения (1) задаются в виде

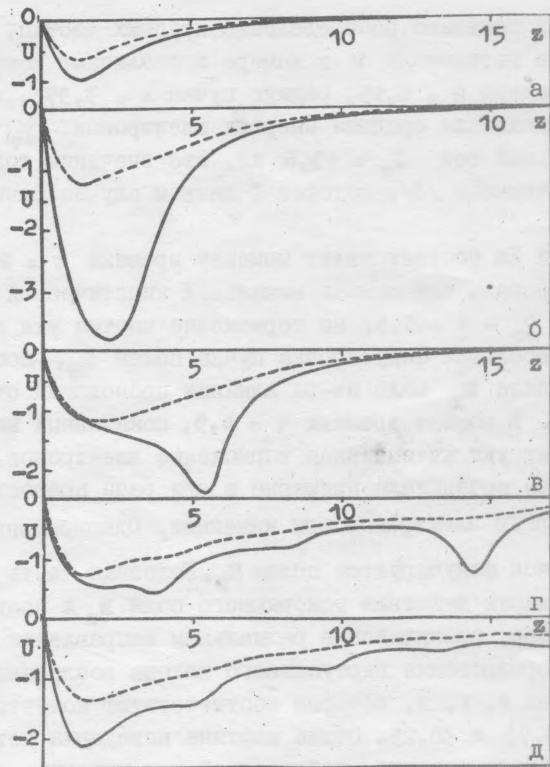
$$\Phi|_{z=0} = \Phi|_{r=R} = \frac{\partial\Phi}{\partial z}|_{z=L} = 0, \quad (8)$$

где  $R$  и  $L$  - соответственно, радиус и длина камеры.

Для численного решения уравнения Пуассона (1) и уравнений движения (4) - (7) использовались те же методы, что и в работе /1/: уравнение (1) решалось по итерационной схеме переменных направлений, уравнения (4) - (7) - модифицированным методом Эйлера. Интеграл в уравнении (3) вычислялся методом трапеций. Плотность крупных частиц в камере определялась по известным значениям координат также аналогично /1/. В расчетах использовались безразмерные величины, в которых плотности выражаются в единицах начальной плотности электронов в пучке  $n_0$ , скорости - в единицах



Р и с. 1. Распределение крупных частиц в камере в различные моменты времени: а)  $t = 2,25$ ; б)  $t = 4,5$ ; в)  $t = 6,75$ ; г)  $t = 15,75$ ; д)  $t = 38,25$ .



Р и с. 2. Распределение потенциала в камере в различные моменты времени. Сплошные линии соответствуют оси камеры, пунктирные - радиусу, равному радиусу пучка. Варианты а, б, в, г, д соответствуют тем же временам, что и на рис. 1

с, расстояния - в единицах  $c/\omega_p$ , время - в  $\omega_p^{-1}$ , где  $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2/m$ , вместо потенциала  $\Phi$  используется величина  $U = e\Phi/mc^2$ . Инжектируемым в камеру частицам сообщалось гауссово распределение по энергиям со средним значением  $\gamma_0$  и дисперсией  $\sigma$ . Поперечная компонента скорости при инжекции была нулевой. Для расчетов электрического и магнитного полей использовалась сетка, имеющая 101 узел по оси  $z$  и 15 по оси  $r$ .

На рис. 1 показано распределение крупных частиц, а на рис. 2 - распределение потенциала  $U$  в камере в различные моменты времени. Радиус камеры  $r = 6,75$ , радиус пучка  $a = 3,375$ , длина камеры  $L = 30$ . Начальная средняя энергия электронов  $\gamma_0 = 2,3$ ,  $\sigma = 0,1$ , начальный ток  $J_0 = 43,6$  кА. Это значение тока гораздо больше критического  $/3/$ , которое в данном случае равно  $J_{кр} = 4,6$  кА.

Рис. 1а и 2а соответствуют моменту времени  $t = 2,25$ . Провисание потенциала еще меньше начальной кинетической энергии электронов,  $\gamma_0 - 1 = 1,3$ , но торможение частиц уже заметно. Происходит небольшая фокусировка пучка полем  $H_0$ , поскольку расталкивающее поле  $E_z$  мало из-за влияния проводящей стенки в плоскости  $z = 0$ . В момент времени  $t = 4,5$ , показанный на рис. 1б и 2б, происходит уже интенсивное торможение электронов. Максимальное провисание потенциала примерно в три раза превосходит кинетическую энергию электронов при инжекции. Одновременно с тор-

можением пучок фокусируется полем  $H_0$ . Головная часть пучка находится в области действия ускоряющего поля  $E_z$  и продолжает движение по камере, расширяясь в радиальном направлении. Последующие стадии формирования виртуального катода возле инжектора видны на рисунках в, г, д, которые соответствуют моментам времени  $t = 6,75$ ;  $15,75$  и  $38,25$ . Общая картина поведения потенциала достаточно близка картине, наблюдаемой при инжекции в вакуум замагниченного пучка  $/1/$ , за исключением того, что при  $z > 2R$  провисание потенциала в незамагниченном случае существенно меньше.

После того, как головные электроны пучка удаляются от инжектора на расстояние большее, чем  $2R$ , процессы установления распределения электронов и потенциала возле инжектора заканчиваются. Минимальное значение потенциала колеблется около среднего значения, которое равно по модулю максимальной кинетической энергии электронов при инжекции. Амплитуда колебаний достигает 40% от среднего значения. Расстояние от виртуального катода до инжектора колеблется с той же частотой, что и потенциал. В рассматриваемом случае период колебаний примерно равен  $T_{кз} \approx 3$ . Отдельные этапы этих колебаний хорошо видны на рис. 1: а, б - фокусировка и торможение электронов, в - дефокусировка, д - опять фокусировка, виртуальный катод движется к инжектору.

Аналогичная картина поведения электронного пучка наблюдалась и при расчетах с другими значениями начальной энергии: при  $\gamma_0 = 1,9$  ( $J_0/J_{кр} = 14,8$ ) и  $\gamma_0 = 3,2$  ( $J_0/J_{кр} = 5,1$ ).

Для проверки точности решения выполнялись расчеты при значительном увеличении числа крупных частиц в камере: их максимальное количество было увеличено с трех тысяч в рассмотренном выше случае до десяти тысяч. При этом существенно возросли затраты машинного времени, отличие же в решении для потенциала было не более пяти процентов.

Таким образом, показано, что при инжекции в вакуум незамагнитического электронного пучка с током, большим критического, картина распределения плотности электронов и потенциала в целом аналогична картине, полученной для замагнитического пучка. Поскольку скорость ионизации газа зависит от функции распределения электронов, различие в ионизации газа замагнитическим и незамагнитическим пучками не может быть существенным. Отсюда следует вывод, что в газе незамагнитический пучок должен вести себя аналогично замагнитическому, и механизм ускорения ионов в обоих случаях может быть одним и тем же.

Таким образом, разработанная нами модель ускорения ионов отличается от моделей /4,5/ пригодна для объяснения ускорения ионов как при наличии магнитного поля, так и без него.

Поступила в редакцию  
29 мая 1980 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. А. Коломенский, М. А. Новицкий, ЖТФ, 46, 44 (1976).
2. В. М. Захаров, А. А. Самарский, А. Г. Свешников, Вычислительные методы и программирование, т. 16, изд. МГУ, 1971 г., стр. 130.
3. Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, УФН, 103, 609 (1971).
4. S. D. Putnam, Phys. Rev. Lett., 25, 1129 (1970).
5. C. L. Olson, Phys. Fluids, 18, 585 (1975).