

04;10

## Моделирование процесса формирования глубокой потенциальной ямы в вакуумном диоде

© С.А. Баренгольц, Н.Ю. Казаринов, Г.А. Месяц,  
Э.А. Перельштейн, В.Ф. Шевцов

Центр естественно-научных исследований  
Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.  
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург  
E-mail: sb@nsc.gpi.ru

Поступило в Редакцию 28 сентября 2004 г.

Представлены результаты численного моделирования процесса формирования глубокой нестационарной ямы в промежутке фронт катодного факела—анод с учетом плавающего потенциала на границе расширяющейся плазмы. Показана возможность образования долгоживущей потенциальной ямы в вакуумном диоде, длительность существования которой лежит в наносекундном диапазоне. На основе полученных результатов дано объяснение эффекту коллективного ускорения ионов при искровом разряде в вакууме.

Несмотря на то что к настоящему времени сложилось достаточно четкое представление о физике искрового разряда в вакууме [1], один из самых интересных эффектов, сопровождающих функционирование этого разряда, в течение сорока лет остается предметом дискуссии и споров. Этот эффект впервые был обнаружен А.А. Плюто в плазменном диоде и заключается в генерировании аномально ускоренных положительных ионов в виде коротких по длительности сгустков, движущихся от катода к аноду [2]. Энергия этих ионов значительно превышает энергию, соответствующую приложенной к промежутку разности потенциалов  $U_A$ ; так, при напряжении в 300 кВ энергии ионов в вакуумном диоде достигали значений 10–15 МэВ [3]. При этом важной характеристикой спектра легких ионов являлась пропорциональность максимальной энергии кратности их заряда  $\sim 3ZeU_A$ , где  $Z$  — кратность ионного заряда. Такие энергии ионов можно объяснить лишь наличием

сильных коллективных взаимодействий электронов и ионов катодной плазмы.

Теория эффекта Плютто в вакуумном диоде была построена в работе [4] на основе концепции нестационарной глубокой потенциальной ямы [5,6], которая успешно использовалась в модели коллективного ускорения ионов при инжекции электронного пучка в газ. Чтобы показать возможность образования глубокой нестационарной потенциальной ямы в вакуумном диоде, в работе [4] на основе модели, построенной в [5], было получено аналитическое решение нестационарной одномерной задачи об образовании виртуального катода при влете сильнооточного электронного пучка в диод с ускоряющим электрическим полем. Моноэнергетический пучок со скоростью электронов  $v_0$  и плотностью  $n_0 = \text{const}$  инжектируется в полупространство  $x > 0$  ( $x = 0$  — катодная плоскость) в момент времени  $t = 0$ . Электроны движутся за катодной плоскостью во внешнем однородном электрическом поле с напряженностью  $E_0$ . Оказалось, что глубина нестационарной потенциальной ямы не зависит от величины ускоряющего поля (при выполнении условия образования ямы) и равна  $eU = -\frac{8}{3}W$ , где  $W$  — кинетическая энергия электрона. Однако в работе [4] принимались упрощения, которые ограничивают область применимости полученных результатов. В частности, расчет собственного поля пучка проводился для полупространства, ограниченного заземленной катодной пластиной. Аналитическая модель в [4,5] — гидродинамическая, и ее результаты справедливы лишь до появления многоскоростного потока (времени первого отражения частиц в потоке), который возникает в процессе образования виртуального катода. Кроме того, аналитическая модель в [4] — нерелятивистская. Эти ограничения анализировались в работе [7] при численном моделировании влета пучка в зазор фронт факела–анод.

В вакуумном диоде фронт катодного факела перемещается в пространстве и находится под плавающим потенциалом. Однако на временах образования виртуального „катода“ изменения положения фронта катодного факела незначительны. Поэтому в работе [7], как и в [4], фронт катодного факела считался неподвижным и находящимся под постоянным потенциалом. Моделирование динамики пучка в диоде проводилось для электронов, ускоренных в поле объемного заряда ионов на фронте катодного факела. Возвращение отраженных электронов в промежуток фронт катодного факела–анод (вторичное отражение электронов) не учитывалось. Поскольку ток при разрыве плазмы

значительно превышает ленгмюровский, соответствующий промежутку фронт факела—анод, для простоты промежуток считался не заполненным электронами в начальный момент времени. Результаты численного моделирования [7] в основном подтвердили результаты аналитической модели [6], однако использование постоянного потенциала на фронте катодного факела, а также уход отраженных электронов из диода привели к сильно заниженному времени жизни глубокой потенциальной ямы в численном эксперименте.

В данной работе моделирование проведено с учетом плавающего потенциала в области перед фронтом катодного факела и возможного вторичного отражения электронов в этой области. Размер области заряженной плазмы порядка дебаевского радиуса плазмы на фронте факела и значительно меньше области нейтральной плазмы и промежутка фронт факела—анод. Электрическое поле в этой области создается внешним источником и заряженной плазмой, которая образуется неподвижными ионами и проходящими и отраженными назад электронами пучка. Для простоты электрическое поле ионов здесь заменяется полем положительно заряженного электрода, расположенного на расстоянии  $d_i$  от катода, значительно меньшем расстояния между электродами  $d$ . Таким образом, моделирование проводится в триодной геометрии с плавающим потенциалом на сетке.

1. Так же, как в [4], для моделирования использовался метод макрочастиц в ячейках. Макрочастицы представляли собой плоские заряженные слои, движущиеся внутри зазора фронт факела—анод вдоль оси  $x$  в соответствии с уравнениями движения

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= \beta, \\ \frac{d\beta}{d\tau} &= \frac{eE}{mc^2} (1 - \beta^2)^{3/2}, \quad \tau = ct; \end{aligned} \quad (1)$$

собственное электрическое поле электронного пучка, величина которого

$$E_s = -\frac{d\Phi}{dx}, \quad (2)$$

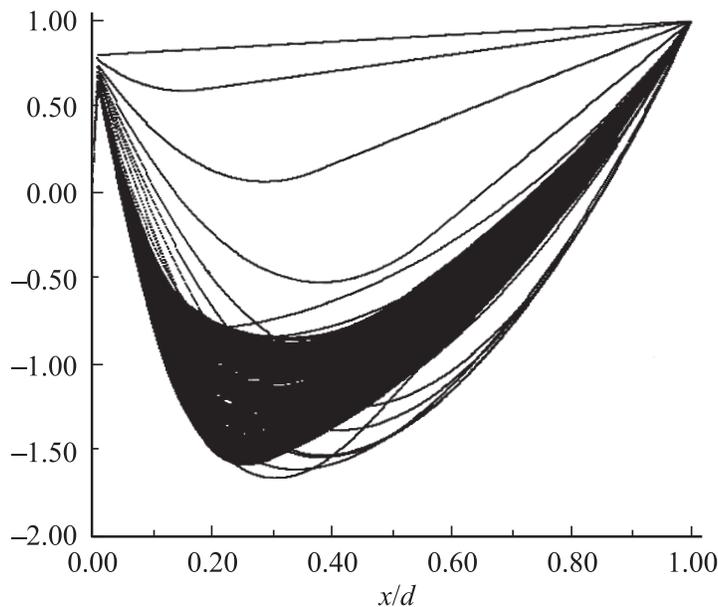
где  $\beta = \frac{v}{c}$  — относительная скорость макрочастицы,  $t$  — время движения частиц,  $E = E_0 + E_s$ ,  $E_s$  определяется из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -4\pi en. \quad (3)$$

Здесь  $\Phi$  — скалярный потенциал, создаваемый пучком с плотностью заряда  $en$ .

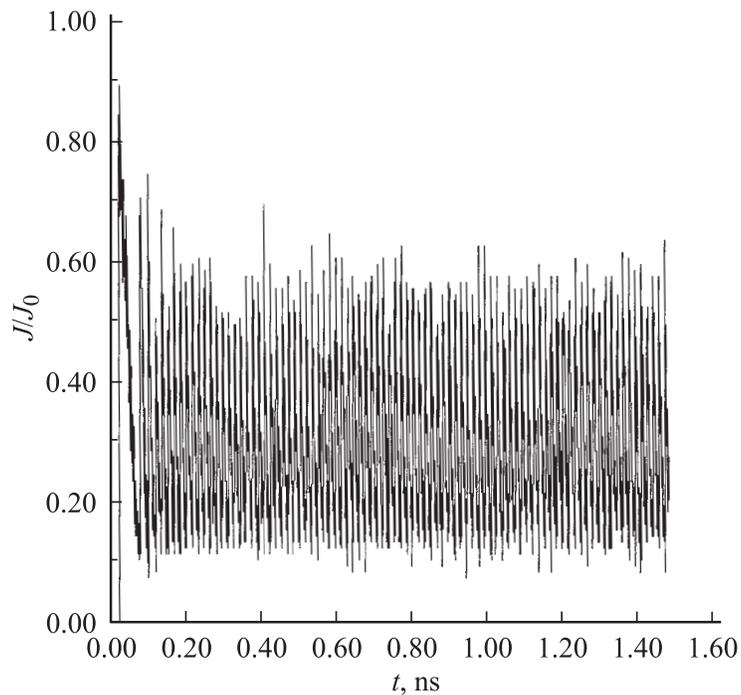
Суммарный потенциал  $U = \frac{U_i}{d_i} x + \Phi$  при  $0 < x < d_i$ ;  $U = \frac{U_A - U_i}{d - d_i} x + \Phi$  при  $d_i < x < d$ ;  $U_i$  — потенциал на границе ионного слоя,  $x = 0$  соответствует границе раздела нейтральной плазмы и ионного слоя. В качестве граничных условий выбирались нулевые значения потенциала  $\Phi$  при  $x = 0$  и на аноде. Для решения уравнения (3) использовался метод быстрого преобразования Фурье, величины полей восстанавливались путем численного дифференцирования потенциала в соседних узлах сетки. В начальный момент времени укрупненные частицы равномерно распределялись на всю длину пучка в области перед фронтом факела. Затем они с постоянной скоростью „инжектировались“ в рассматриваемый зазор. Энергия влета электронов должна соответствовать падению потенциала на нейтральной части плазменного столба. Однако при моделировании для ускорения счета использовались частицы с энергиями, большими тепловых, но значительно меньшими энергий, приобретаемых в ионном слое. Число макрочастиц в зависимости от условий численного эксперимента варьировалось от  $10^5$  до  $3 \cdot 10^5$ . Область зазора разбивалась сеткой с постоянным шагом, число ее узлов изменялось в интервале  $2^8 - 2^{12}$ . Плотность заряда определялась подсчетом числа частиц в узлах сетки, причем частица приписывалась к ближайшим узлам с весом  $w_i = 1 - \frac{|x - x_i|}{h}$ , где  $x_i$  — координата  $i$ -го узла сетки,  $h$  — шаг ее разбиения. Точность расчетов проверялась путем сравнения результатов с результатами численного моделирования работы [4].

2. При моделировании эволюции потенциальной ямы  $U$  в зазоре фронт катодного факела–анод основные параметры выбирались близкими к известным экспериментальным из работы [3] с учетом примерного равенства потенциалов  $U_F \approx U_A$  [8]. На рис. 1 показана временная зависимость относительных значений потенциальной ямы в зазоре  $U/U_A$  при следующих параметрах: плотность тока, инжектируемого в зазор,  $j_0 = 13 \text{ kA/cm}^2$ , длина ускоряющего зазора  $d = 0.7 \text{ cm}$ , ширина ионного слоя  $d_i = 0.01d$  (дебаевский радиус  $d_D \approx 50 \mu\text{m}$ ), разность потенциалов  $U_A - U_i = 60 \text{ kV}$ , напряжение  $U_A = 300 \text{ kV}$ . Критическая для зазора фронт факела–анод плотность тока, выше которой образуется глубокая потенциальная яма, в соответствии с [7] равна  $j_{thr} = I_A \frac{\beta_0^3}{\pi(d-d_i)^2}$ , где  $I_A = \frac{mc^3}{e} \approx 17 \text{ kA}$  — альфеновский ток,  $\beta_0$  — относительная скорость электронов, ускоренных в ионном слое. При выбранных параметрах отношение  $j/j_{thr} \approx 1.5$ . Для этих же значений параметров на рис. 2 показана зависимость от времени отношения анодного тока к току на фронте катодного факела.



**Рис. 1.** Распределение суммарного потенциала в зазоре фронт катодного факела–анод в последовательные (через 15 ps) моменты времени.

Сравнение зависимостей, приведенных на рис. 1 и 2, показывает, что в модели вакуумного диода, принятой выше, сравнительно быстро устанавливается долгоживущая глубокая потенциальная яма, длительность существования которой находится в наносекундном диапазоне. Срыв выброса тока, по-видимому, определяется процессами продвижения области заряженной плазмы в область более плотных слоев нейтральной плазмы, что и определяет задний фронт выброса. Эти процессы лежат за пределами данной модели и требуют дополнительных исследований. Глубина ямы, как видно из рис. 1, составляет примерно  $2.4U_A$ . Среднее значение плотности анодного тока в выбросе около  $8 \text{ kA/cm}^2$  и, так как квазистационарные колебания плотности анодного тока в эксперименте около значения  $1.2 \text{ kA/cm}^2$ , этот результат также соответствует экспериментальным данным работы [3].



**Рис. 2.** Зависимость относительной плотности анодного тока пучка электронов от времени.

Таким образом, принимая во внимание экспериментальный факт значительного роста потенциала на границе катодного факела (до значений, сравнимых с приложенным напряжением) и допуская разрыв редкой плазмы на ее границе, путем численного моделирования динамики электронов в вакуумном диоде с учетом плавающего потенциала и многократного отражения электронов на границе факела, мы показали возможность длительного (порядка наносекунд) существования глубокой потенциальной ямы в вакуумном диоде и, в соответствии с работой [4], возможность коллективного ускорения ионов до больших энергий.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02–02–17002.

## Список литературы

- [1] *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с. [На англ. яз.: *Mesyats G.A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc. Moscow: Nauka, 2000. 400 p.]
- [2] *Плютто А.А.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. В. 6. С. 1589–1592.
- [3] *Корон Е.Д., Плютто А.А.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. В. 12. С. 3534–2537.
- [4] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. В. 6. С. 1358–1365.
- [5] *Poukey J.W., Rostoker N.* // Plasma Physics. 1971. V. 13. P. 897–904.
- [6] *Olson C.L., Schumacher U.* Collective Ion Acceleration. Berlin: Springer-Verlag, 1979. 231 p.
- [7] *Varengolts S.A., Kazarinov N.Yu., Mesyats G.A.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31, N 5. P. 847–851.
- [8] *Баженев Г.П., Ладыженский О.Б., Чесноков С.М., Шпак В.Г.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. В. 1. С. 117–124.