

04;10

## Моделирование газоразрядных процессов вблизи холодного одиночного микроострия

© В.А. Шкляев, В.В. Рыжов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: shklyaev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 12 января 2009 г.

Проведено моделирование развития ионизационных лавин в азоте атмосферного давления вблизи холодного одиночного микроострия в условиях, когда отношение напряженности электрического поля к давлению газа  $E/P \gg 1 \text{ kV/cm/Torr}$ . Показано, что за время  $\sim 1 \text{ ps}$  вблизи микроострия в результате ионизации газа электронами, эмитированными с катода, формируется слой плотной газоразрядной плазмы с концентрацией  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , а ток быстрых электронов, появившихся в результате ионизации газа, больше чем на порядок превышает ток электронов, эмитированных с катода, и может составлять  $I \sim 1 \text{ A}$  с одного микроострия.

PACS: 52.80.-s

В работах [1–3] экспериментально и теоретически исследуются режимы формирования и причины срыва тока пучка убегающих электронов в субнаносекундном разряде в воздухе атмосферного давления. В частности, указывается на то, что определяющую роль в этих процессах играет состояние поверхности катода и наличие на катоде микроострий, выступающих в качестве эмиттеров. Для выяснения процессов, проходящих на начальной стадии субнаносекундного разряда при атмосферном давлении вблизи поверхности катода, было проведено моделирование развития ионизационных лавин в азоте вблизи поверхности катода с учетом влияния микровыступа на поверхности катода.

Моделирование проводилось в  $RZ$ -геометрии с использованием PIC/MC-кода OOPIC-Pro [4], который предназначен для решения задач формирования и транспортировки пучков заряженных частиц методом крупных частиц, совместно с методом Монте-Карло в вакууме, газе и плазме. Данный код был оттестирован на ряде задач вакуумной

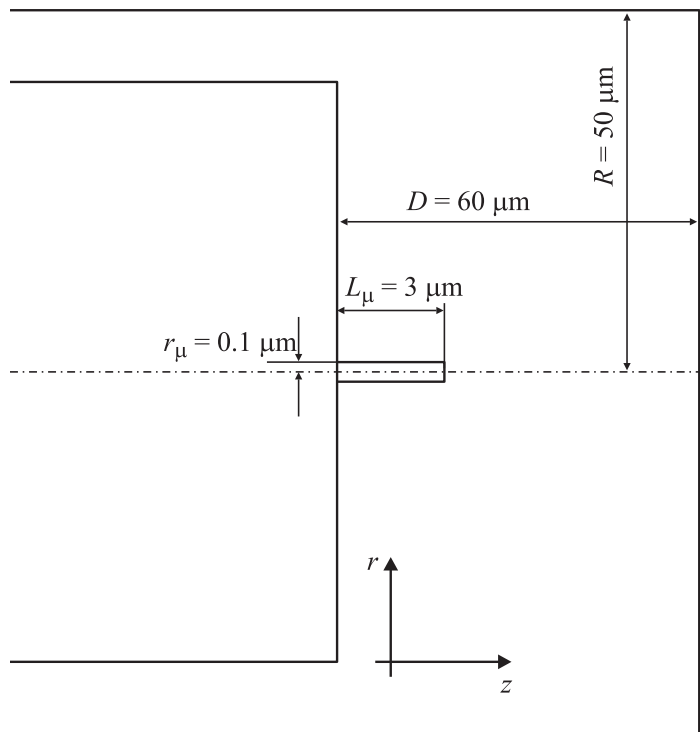


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

и плазменной электроники. Геометрия расчета (рис. 1) обусловлена физическими условиями задачи и возможностями кода: зазор катод-анод  $D = 60 \mu\text{m}$ , радиус  $R = 50 \mu\text{m}$ . Микровыступ на катоде представлял собой цилиндр высотой  $L_\mu = 3 \mu\text{m}$  и радиусом  $r_\mu = 0.1 \mu\text{m}$ . Данные параметры являются предельными для решения этого сорта задач с помощью кода ООРИС-Pro.

Эмиссия электронов в расчетную область задавалась с кончика микровыступа по формуле Фаулера–Нордгейма (Ф–Н) (1) в предположении, что за исследуемые времена  $t < 10 \text{ps}$  микроострие не успевает нагреться для начала взрывной эмиссии и перехода в режим

неограниченной эмиссии (модель холодного микроострия):

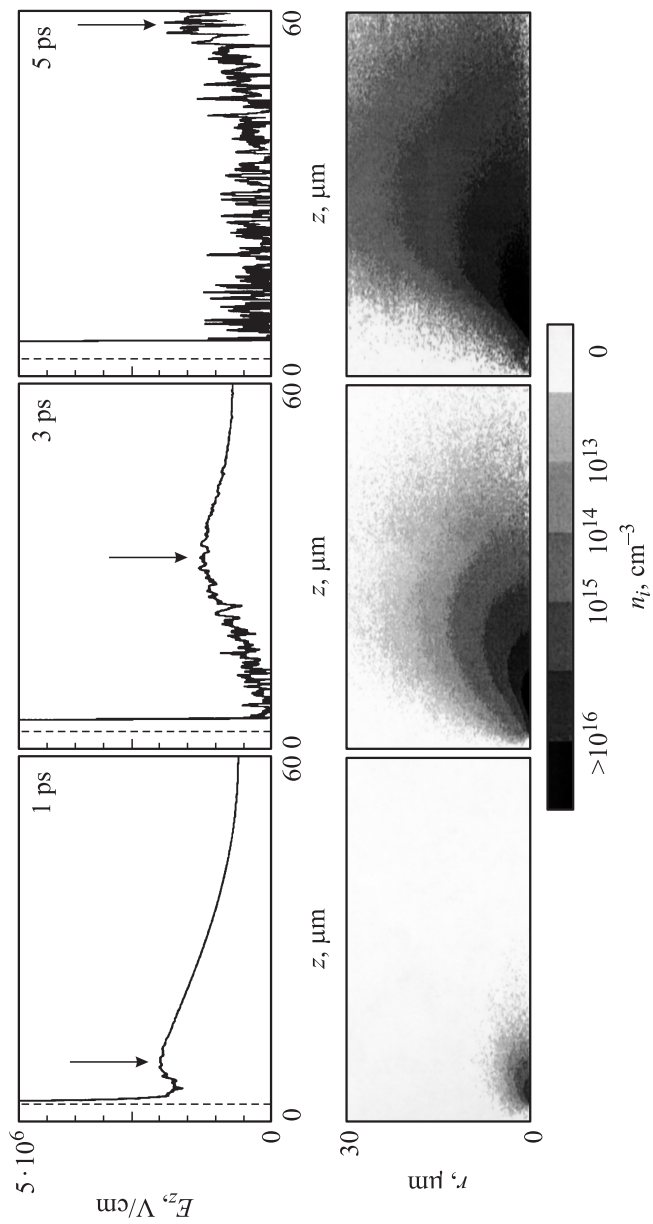
$$j_{F-N} = 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{(\beta E)^2}{1.1(e\phi)} \times \exp \left[ -\frac{6.8 \cdot 10^7 (e\phi)^{3/2}}{\beta E} \theta \left( \frac{3.79 \cdot 10^{-4} (\beta E)^{1/2}}{(e\phi)} \right) \right], \quad (1)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,  $e\phi$  — работа выхода электрона из материала катода ( $e\phi = 4.5$  eV),  $\beta$  — коэффициент усиления поля на кончике микроострия, который изменялся от 1 для плоского до 3 для полусферического. Исследуемые времена — единицы пикосекунд. Предполагалось, что за исследуемые времена напряжение сильно не изменяется, поэтому разность потенциалов между электродами была постоянной и составляла  $U = 7.3$  kV (на  $60 \mu\text{m}$ ), что соответствует напряжению  $\sim 100$  kV в диоде [1,2] длиной 1 см. Газ, заполняющий зазор, — азот при давлении 1 атмосфера. Моделирование электрон-атомных столкновений в коде OOPIC-Pro реализовано по методу Монте-Карло, в котором учитываются процессы упругого рассеяния, возбуждения и однократной ионизации атомов газа электронами в широком диапазоне энергий.

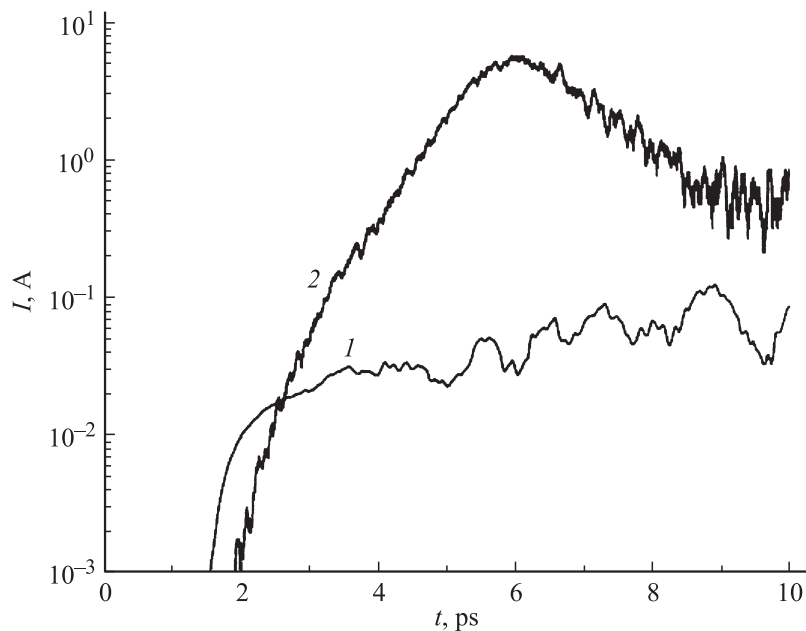
Учет наличия микровыступа на катоде приводит к увеличению напряженности электрического поля на эмитирующей поверхности до значения  $E \sim 20$  MV/cm по сравнению с гладким катодом, когда это значение составляет всего  $E \sim 2$  MV/cm. Однако при такой напряженности электрического поля плотность тока эмиссии, оцененная по формуле (1), составит всего  $j_{F-N} \sim 10^{-3}$  A/cm<sup>2</sup>, а ток с микроострия  $I_{F-N} \sim 10^{-13}$  А. Поэтому при задании эмиссии по закону Ф–Н с кончика микровыступа предполагалось, что он может иметь полусферическую форму. В этом случае плотность автоэмиссионного тока увеличивается до значения  $j_{F-N} \sim 10^6$  A/cm<sup>2</sup> ( $I_{F-N} \sim 10^{-3}$  А).

Моделирование показало, что в таких условиях распределение напряженности электрического поля вблизи катода начинает искажаться объемным зарядом лавины, образованной в результате ионизации газа электронами, эмитированными с катода, уже через 1 ps после начала расчета (рис. 2).

За время около 3 ps вблизи катода формируется прикатодный слой, длиной  $l_c < 10 \mu\text{m}$  и падением потенциала  $U_c \sim 2.5$  kV, и слой плотной



**Рис. 2.** Распределение напряженности электрического поля вдоль оси микроострия (вверху) и концентрации ионов азота (внизу) в зазоре в различные моменты времени после начала расчета.



**Рис. 3.** Зависимости тока электронов с энергией выше 1 keV на анод от времени: 1 — ток автоэмиссионных электронов, 2 — ток „газоразрядных“ электронов.

( $n_i > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) газоразрядной плазмы, напряженность электрического поля внутри которого  $E_{pl} \ll 1 \text{ MV/cm}$ . В период времени с 3 по 5 ps граница плазмы, обозначенная на рис. 2 стрелочкой, движется к аноду со скоростью  $\sim 10^9 \text{ cm/s}$ . За время  $\sim 6 \text{ ps}$  после начала расчета граница плазмы достигает анода, а радиус плазменного канала составляет  $\sim 20\text{--}30 \mu\text{m}$ . На возможность развития таких каналов без катодного пятна и движения по ним, а точнее перед ними, убегающих электронов указывается в работе [3].

На рис. 3 приведена зависимость от времени тока электронов с энергией  $\varepsilon > 1 \text{ keV}$  на анод. Такая энергия выбрана, поскольку именно эти электроны являются убегающими и формируют пучок. Видно, что ток электронов, эмитированных с катода (кривая 1 на рис. 3), не превышает значения  $I_{F-N} \sim 0.1 \text{ A}$  (плотность тока с микроострия  $j_{F-N} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ ), в то время как амплитуда тока электронов,

сформированных в результате ионизации газа (кривая 2 на рис. 3) составляет  $I > 1$  А. Это говорит о том, что пучок убегающих электронов, сформированный в резко неоднородном электрическом поле вблизи катода, состоит в основном из электронов, образованных в результате ионизации газа. Отметим, что время задержки взрыва микроострия при плотностях автоэмиссионного тока  $j_{F-N} \sim 3 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup> составит  $t_d = h/(j_{F-N})^2 \sim 10$  пс, что обосновывает выбор модели холодного микроострия при исследуемых временах в единицы пикосекунд (здесь  $h = 1.4 \cdot 10^9$  А<sup>2</sup>·с/см<sup>4</sup> — удельное действие взрыва металла [3,5]).

На рис. 3 хорошо видно, что ток „автоэмиссионных“ электронов за 1–2 пс увеличивается больше чем на порядок. Это связано с увеличением напряженности электрического поля на поверхности микроострия за счет его экранировки положительным объемным зарядом, образованным в результате ионизации газа.

Таким образом, проведено моделирование развития ионизационных лавин на начальной стадии развития субнаносекундного разряда в сильно неоднородном электрическом поле вблизи холодного одиночного микроострия.

Моделирование показало, что ток электронов, появившихся в результате ионизации газа, больше чем на порядок, превышает ток электронов, эмитированных с катода, и может составлять  $I \sim 1$  А с одного микроострия. Вблизи микроострия за время  $t \sim 3$  пс в результате ионизации газа формируется слой плотной газоразрядной плазмы, граница которой движется в глубь зазора со скоростью  $\sim 10^9$  см/с, что согласуется с результатами расчетов, проведенных в [6].

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-08-00637.

## Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 35–44.
- [2] Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 4. С. 71–80.
- [3] Месяц Г.А. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. В. 2. С. 119–122.
- [4] Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. // Comp. Phys. Comm. 1995. V. 87. P. 199.
- [5] Месяц Г.А. // Эктоны в вакуумном разряде. М.: Наука, 2000.
- [6] Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 9. С. 10–16.