

04;10

Прохождение газоразрядного промежутка инжектированными быстрыми электронами под воздействием высоковольтного импульса

© А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 6 февраля 2006 г.

Проведено моделирование прохождения быстрыми инжектированными электронами газоразрядного промежутка, наполненного азотом при атмосферном давлении. Движение происходит под воздействием ускоряющего импульса электрического поля субнаносекундной длительности с пиковым напряжением 150 кВ. Показано, что инжектированные электроны могут достичь анода лишь при очень большой начальной энергии, которая не может иметь место при взрывной эмиссии. Следовательно, в обычно реализуемых экспериментальных условиях эмиссионные электроны не могут составить основную долю электронов пучка, генерируемого в диоде, наполненном газом атмосферного давления.

PACS: 05.60.-k, 52.80.Qj

1. В работах, подытоженных в обзорах [1–3], сообщается о генерации мощных субнаносекундных электронных пучков (до 200 А) в газах атмосферного давления. Механизм генерации пучка, согласно [1–5], состоит в следующем. Сначала, в предимпульсе, имеет место слабая фоновая предьонизация объема быстрыми эмиссионными электронами, затем распространяется волна размножения электронов фона. Когда волна размножения подходит близко к аноду, выполняется нелокальный критерий убегания электронов и происходит генерация пучка убегающих электронов.

Эксперименты, близкие по постановке к работам [1–3], представлены в недавней работе [6], однако ее авторы исходили из предположения, что механизм формирования субнаносекундного пучка в газе до момента перекрытия межэлектродного зазора разрядом аналогичен механизму взрывной электронной эмиссии, который имеет место в

вакуумном диоде. В результате анализа своих экспериментов авторы [6] приходят к выводу, что концепция газоразрядного формирования электронных пучков [1] для условий экспериментов [6] и аналогичных им неприменима. Более того, по их мнению, „есть основание полагать, что газовый пробой может быть фактором, только ограничивающим длительность инжектированного пикосекундного электронного пучка в газонаполненном диоде“. Иначе говоря, в [6] утверждается, что основу электронов пучка составляют эмиссионные, а не газоразрядные электроны.

В связи с этим мы провели расчеты, показывающие, какая доля эмиссионных электронов может достигнуть анода в условиях экспериментов [6].

2. Моделирование движения группы инжектированных быстрых электронов, не взаимодействующих между собой, было проведено так же, как и в работах, подытоженных в [1–5] (см. также, [7]), на основе одной из модификаций метода частиц. Электроны инжектировались в начале координат на катоде в момент времени $t = 0$. На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов и разыгрывались упругие столкновения с ядрами атомов. Движение вторичных электронов не рассматривалось.

Движение отдельного электрона между упругими столкновениями описывалось уравнением:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} - F_{fr} \frac{\mathbf{p}}{p}, \quad \mathbf{p} = \frac{m_e \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Здесь t — время; \mathbf{p} , \mathbf{v} — импульс и скорость электрона; e , m_e — его заряд и масса; $\beta = v/c$; c — скорость света в вакууме; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; F_{fr} — сила трения (торможения), обусловленная неупругими столкновениями электрона с частицами (она направлена против направления скорости).

Для силы трения использовалось выражение [8]:

$$F_{fr}(\varepsilon) = \frac{4\pi e^4}{mc^2} ZN \cdot f_{fr}(\beta),$$

$$f_{fr}(\beta) = \frac{1}{2\beta^2} \left\{ \ln \frac{m_e^2 c^4}{2\varepsilon_{mean}^2} + \ln \left[\beta^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \right] - \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right\}.$$

Здесь Z — число электронов в атоме нейтрального газа; N — плотность атомов нейтрального газа; ε_{mean} — средняя энергия неупругих потерь; $\varepsilon = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e c^2$ — кинетическая энергия электрона, при этом $\beta(\varepsilon) = v/c = \sqrt{1 - [(\varepsilon/m_e c^2) + 1]^{-2}}$.

Упругие столкновения электронов с ядрами учитывались для прицельных параметров ρ , меньших радиуса орбиты K -электрона: $\rho < a_B/Z$, $a_B \equiv \hbar^2/m_e e^2$ — боровский радиус. При этом угол χ , характеризующий изменение направления скорости электрона в результате упругого рассеяния электрона на ядре, определялся выражением [9]:

$$\chi(y, \gamma) = \begin{cases} \pi \left[\frac{2y}{\sqrt{(y-1)(y+1)}} - 1 \right] - \\ - \frac{2y}{\sqrt{(y-1)(y+1)}} \arccos \left[\frac{2}{\sqrt{y^2 - \gamma^{-2}(y-1)(y+1)}} \right] & \text{при } y > 1, \\ \pi - \frac{2y}{\sqrt{(y-1)(y+1)}} \operatorname{arcch} \left[\frac{2}{\sqrt{y^2 - \gamma^{-2}(y-1)(y+1)}} \right] & \text{при } y < 1, \end{cases}$$

где $y = \rho r c / Z e^2$ — приведенный момент импульса (прицельное расстояние); $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — полная энергия электрона, нормированная на энергию покоя. Величины y и γ рассматриваются как функции кинетической энергии ε . Отметим, что учет релятивистских эффектов понадобился нам для других применений изложенной выше модели, в данной работе релятивистские эффекты несущественны.

Рассматривался слой газа конечной толщиной d между катодом и анодом, а напряжение между анодом и катодом задавалось как функция времени $U(t)$ (рис. 1), аппроксимирующая соответствующую зависимость, приведенную в [6].

Кроме обычной диагностики вычислялись число электронов, добравшихся до анода к моменту времени t , и соответственно доля инжектированных электронов η , добравшихся до анода, что и являлось основной целью рассмотрения.

3. Результаты расчетов показывают (рис. 2), что сколько-нибудь заметная доля электронов добирается до анода только при сравнительно высокой энергии инжектированного электрона: при $\varepsilon_0 > 13 \text{ keV}$ для времени пика импульса $t = 100 \text{ ps}$ и при $\varepsilon_0 > 6 \text{ keV}$ для времени окончания импульса $t = 200 \text{ ps}$.

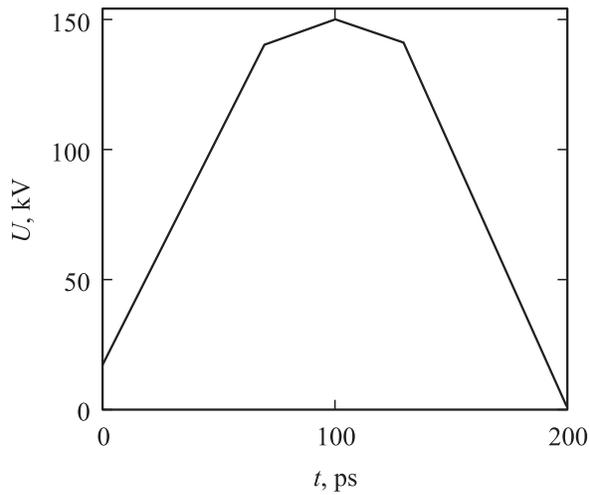


Рис. 1. Зависимость напряжения на разрядном промежутке от времени.

В условиях экспериментов [6] эмиссионные электроны в начале импульса такую энергию иметь не могут даже в условиях взрывной эмиссии. Действительно, максимальная энергия электрона, инжектируемого с плазменного выступа высотой a , составляет величину $\varepsilon_{0\max} \sim eU(t=0) \cdot a/d$. Полагая для примера $a \sim 1$ мм, $d \sim 1$ см, $U(t=0) \sim 20$ кВ, имеем $\varepsilon_{0\max} \sim 2$ кеВ. Согласно рис. 2, энергии $\varepsilon_0 \sim 2$ кеВ явно недостаточно, чтобы эмиссионный электрон добрался до анода даже к концу импульса напряжения.

4. Отметим, что утверждению [6] о тождественности процессов, протекающих при формировании пучка в вакуумном и газонаполненном диоде, противоречит и ряд экспериментальных результатов этой же работы. Например, зависимость амплитуды тока пучка от расстояния для вакуумного и газонаполненного диода принципиально отличаются (см. рис. 2, *b* в [6]). Более того, на амплитуду тока пучка существенное влияние оказывает сорт газа-наполнителя: при замене азота на водород амплитуда пучка возрастает в несколько раз, а при замене азота элегазом (SF_6) пучок вообще не генерировался.

Конечно, многие детали механизма генерации мощных субнаносекундных пучков [1–6] в плотных газах нуждаются в дополнительных экспериментальных и теоретических исследованиях. Однако предпо-

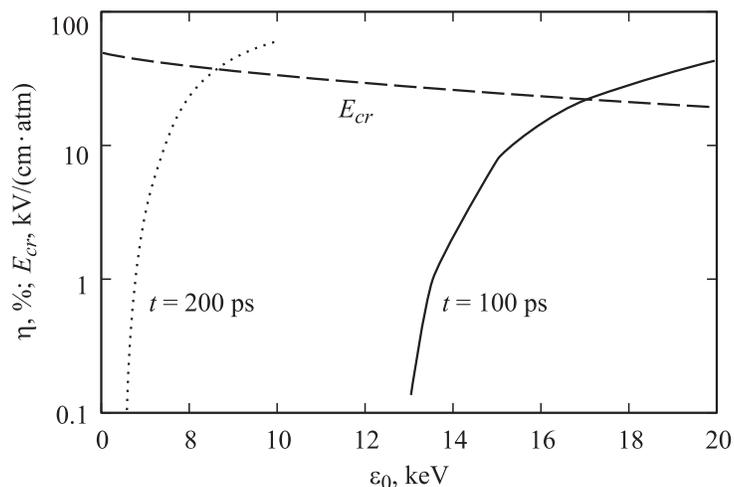


Рис. 2. Зависимость от энергии электронов, инжектированных на катоде доли электронов, добравшихся до анода ко времени достижения пика напряжения ($t = 100$ ps) и по окончании импульса напряжения ($t = 200$ ps). Приведена также зависимость критического напряжения $E_{cr}(\epsilon_0) = F(\epsilon_0)/e$ для убегания отдельного электрона; здесь $N = 2 \cdot 3.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ — плотность атомов нейтрального газа; $\epsilon_{mean} \approx 40 \text{ eV}$ — средняя энергия неупругих потерь. Расчеты проведены для расстояния между электродами $d = 1 \text{ cm}$ и зависимости $E(t) = U(t)/d$, соответствующей рис. 1.

ложение о том, что основную долю электронов пучка составляют эмиссионные электроны, противоречит как экспериментальным фактам, так и теоретическим представлениям.

5. Итак, проведено моделирование прохождения быстрыми инжектированными электронами газоразрядного промежутка, наполненного азотом при атмосферном давлении. Движение происходит под воздействием ускоряющего импульса электрического поля. Показано, что заметная доля инжектированных частиц достигает анода лишь в том случае, когда они инжектируются с достаточно большой энергией. Эта энергия не может быть обеспечена даже в условиях взрывной электронной эмиссии.

Работа поддержана МНТЦ, проект № 2706.

Список литературы

- [1] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // УФН. 2004. Т. 174. В. 9. С. 953.
- [2] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Physica scripta. 2005. V. 72 (1). P. 41.
- [3] *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I.* // Plasma devices and operations. 2005. V. 13 (4). P. 231–279.
- [4] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. V. 2 (4). P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).
- [5] *Газовые и плазменные лазеры* / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Наука, 2005. 820 с. (Сер. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Форгова).
- [6] *Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарытов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 35–44.
- [7] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 4. С. 118.
- [8] *Далгарно А.* // Атомные и молекулярные процессы / Под ред. Д. Бейтса. М.: Мир, 1964.
- [9] *Батыгин В.В., Топтыгин И.Н.* Сборник задач по электродинамике. М.: ГИФМЛ, 1962. 480 с.