

УДК 537.52;0.3;0.4

## О ДВИЖЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАВИНЫ В НЕОДНОРОДНОМ НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОЛЕ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

*Проведено моделирование распространения быстрых электронов лавины в азоте в неоднородном нестационарном электрическом поле. Показано, что при некоторых сочетаниях времени нарастания импульса напряжения и его амплитуды на некотором временном интервале возможно движение центра тяжести электронного облака в направлении, противоположном направлению силы, действующей на электроны. Показано также, что количество быстрых частиц растет не только с повышением амплитуды напряжения, но и с укорочением времени нарастания импульса.*

Изучение явления убегающих (постоянно ускоряющихся) электронов в газе, помещенном в электрическое поле, за последние годы получило существенное развитие в связи с генерацией в газах атмосферного давления мощных субнаносекундных электронных пучков (см. литературу в [1 – 4], а также [5]). Изучение механизма генерации таких пучков побудило исследовать более детально механизм пробоя газа под воздействием высоковольтных импульсов с наносекундными и субнаносекундными фронтами.

Наблюдение рентгеновского излучения показало, что в объеме имеет место группа быстрых электронов с энергией примерно на порядок меньшей, чем энергия электронов генерируемого пучка [6 – 8]. Согласно концепции [1 – 4], эти быстрые электроны производят фоновую предыонизацию газа, а за фоновой предыонизацией следует волна размножения электронов фона [9 – 12]. Когда волна размножения приближается к аноду, выполняется нелокальный критерий убегания основной массы электронов в газе [1 – 4] и формируется мощный субнаносекундный импульс пучка убегающих электронов.

Высказывалось также предположение [13] о том, что механизм формирования субнаносекундного пучка в газе, до момента перекрытия межэлектродного зазора, разрядом

аналогичен механизму взрывной электронной эмиссии, который имеет место в вакуумном диоде. При таком механизме пучок электронов должен в основном состоять из электронов, испущенных при взрывной эмиссии. Однако моделирование [14] показало, что в условиях [13] заметная доля инжектированных частиц могла бы достигнуть анода лишь в том случае, когда они инжектируются с катода с достаточно большой энергией, которая не может быть обеспечена даже в условиях взрывной электронной эмиссии.

Исследование распространения электронов лавины ранее проводилось для однородного поля. Это оправдывалось тем, что размеры лавин были намного меньше характерного размера изменения поля, а характерное время изменения поля – много больше времени формирования лавины. В данной работе рассмотрен случай неоднородного и нестационарного поля. Дело в том, что, если проследивать распространение группы наиболее быстрых электронов во всем объеме, неоднородность и нестационарность электрического поля необходимо учитывать. В частности, как показано ниже, крутизна и амплитуда импульса напряжения в сочетании с неоднородностью поля влияют как на среднюю скорость распространения быстрых электронов, так и на их распределение по энергии.

*Использованная модель.* Рассматривалось движение и размножение электронов в азоте при атмосферном давлении. Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением  $\varepsilon_0$  (обычно выбиралось значение  $\varepsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$ ). На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов, и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Движение электронов рассматривалось на основе релятивистской механики. Взаимодействие электронов друг с другом не учитывалось.

Для моделирования быстрых электронов невозможно использовать непосредственно расчеты, аналогичные тем, которые подытожены в обзорах [1 – 4]. Дело в том, что быстрые электроны составляют малую долю от всех рожденных в лавине электронов, а за всеми рожденными электронами проследить в настоящее время технически невозможно. Поэтому в данной работе был применен тот же прием, что и в работах [6, 7, 15, 16]. Он состоял в том, что прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов.

Конкретнее, в процессе моделирования отслеживалось общее число электронов  $n$ . Если это число на некотором временном шаге превышало заданное значение  $n_{max}$ , то выполнялась процедура отбрасывания части медленных электронов так, чтобы число

оставшихся было равно заданному значению  $n_{min}$ . Оставлялись электроны с максимальными значениями проекции импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля  $r_1$ , энергии  $\varepsilon_1$  и импульса  $p_1$ , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии  $F_{1\varepsilon}(\varepsilon)$  и по проекции импульса на направление поля по всем рассматриваемым электронам  $F_{1p}(p_x)$ . После отбрасывания вычислялись и запоминались средние координаты  $r_2$ , энергии  $\varepsilon_2$  и импульса  $p_2$ , а также уточнялось распределение электронов по полной энергии  $F_{2\varepsilon}(\varepsilon)$  и по проекции импульса на направление поля по всем электронам в группе самых быстрых электронов  $F_{2p}(p_x)$ . Далее рассматривалось движение и размножение этих самых быстрых электронов, пока  $n < n_{max}$ .

В отличие от работ [6, 7, 15 – 17], здесь моделировалось движение электронов в неоднородном поле. Считалось, что частицы двигаются между обкладками сферически или цилиндрически симметричного конденсатора. Ниже приведены результаты для сферически симметричного конденсатора, поскольку напряженность поля в такой геометрии лучше соответствует напряженности поля вблизи электрода в форме штыря. Кроме того, в отличие от [6, 7, 15 – 17], рассматривалось не постоянное во времени поле, а импульс, задаваемый несколькими временными точками. Конкретнее, в представленных расчетах временная зависимость потенциала на электроде (на расстоянии от центра катода  $r = r_0$ , где  $r_0$  – радиус катода) задавалась в виде ступеньки конечной крутизны:

$$U_0(t) = \begin{cases} U_1 \cdot (t/t_1), & t < t_1, \\ U_1, & t \geq t_1. \end{cases}$$

*Результаты расчетов и обсуждение.* Движение центра тяжести быстрых электронов. Зависимость среднего радиуса совокупности быстрых электронов  $r_1$  от времени  $t$  качественно меняется при разных значениях  $t_1$  и  $U_1$  (рис. 1). Особый интерес представляет то обстоятельство, что при некоторых сочетаниях параметров  $t_1$  и  $U_1$  имеет место уменьшение  $r_1$  с ростом  $t$ , т.е. движение центра тяжести облака быстрых электронов в направлении, противоположном направлению силы, действующей на электроны. Такой эффект невозможен как в случае постоянного числа частиц, так и для однородного поля.

В данном случае аномальная зависимость  $r_1(t)$  объясняется следующим образом. Электроны, удалившиеся на значительное расстояние, оказываются в более слабом поле и начинают преимущественно тормозиться. Если же в это время для электронов, находящихся ближе к катоду, поле вырастает настолько, что в нем возникает много бы-

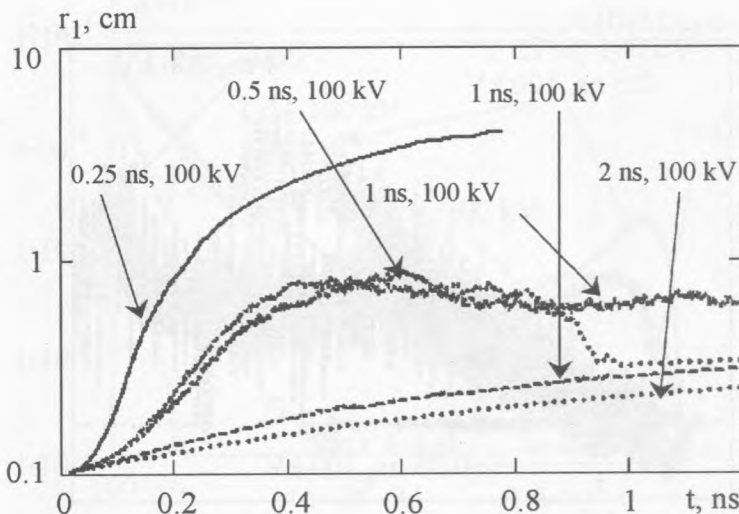


Рис. 1. Зависимость среднего значения координаты (центра тяжести) быстрых электронов от времени для различных значений времени нарастания напряжения  $t_1$  и амплитуды импульса напряжения  $U_1$ . Плотность молекул азота  $N = 3.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , радиус катода  $r_0 = 1 \text{ мм}$ ,  $n_{\text{max}} = 2000$ ,  $n_{\text{min}} = 1000$ .

стрых электронов, то центр тяжести быстрых электронов при их пересчете сместится ближе к катоду. Этот эффект проявляется, когда разброс координат рассматриваемых электронов становится порядка радиуса катода  $r_0$ .

На рис. 1 приведена зависимость  $r_1(t)$  для общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение. Зависимости  $r_2(t)$  для группы самых быстрых электронов слабо отличаются от  $r_1(t)$ . Наиболее существенные отличия имеются для тех моментов времени, при которых величины  $r_1(t)$ ,  $r_2(t)$  падают с ростом  $t$ . В эти моменты времени  $r_1(t) > r_2(t)$  и  $(r_1(t) - r_2(t))/r_1(t) < 20\%$  (рис. 2).

*Распределение по энергии.* Расчеты показывают (рис. 3), что количество быстрых частиц растет не только с повышением напряжения  $U_1$ , но и с укорочением фронта импульса  $t_1$ . Например, при напряжении  $U_1 = 100 \text{ кВ}$  в области энергий  $\epsilon \approx 20 \text{ кеВ}$  при времени нарастания импульса  $t_1 = 0.25 \text{ нс}$  электронов примерно в два раза больше, чем при  $t_1 = 0.5 \text{ нс}$ , а при  $t_1 > 0.5 \text{ нс}$  электроны в этой области практически отсутствуют. На рис. 3 приведено распределение по энергии  $F_{1\epsilon}(\epsilon)$  для общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение. Отметим, что распределения по энергии группы самых быстрых электронов  $F_{2\epsilon}(\epsilon)$  практически не отличаются от  $F_{1\epsilon}(\epsilon)$  в области высоких энергий и поэтому здесь не приводятся.

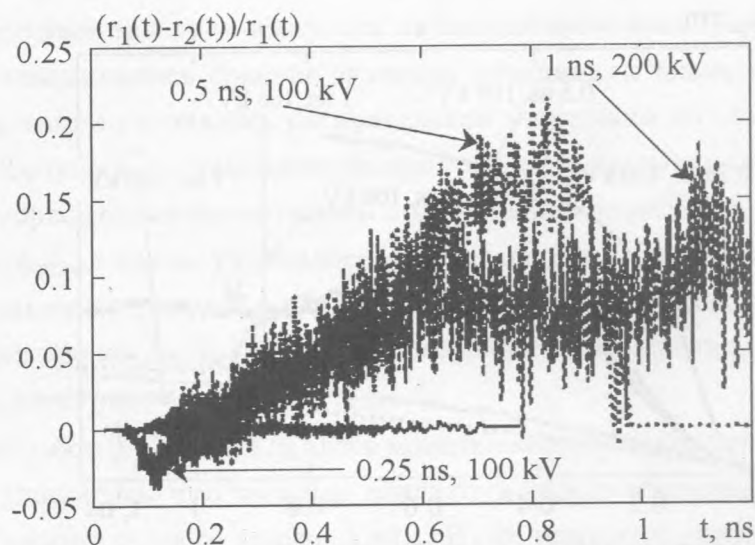


Рис. 2. Зависимость относительной разности средних значений координат быстрых и самых быстрых электронов от времени для различных значений времени нарастания напряжения  $t_1$  и амплитуды импульса напряжения  $U_1$ . Параметры те же, что и для рис. 1.

Повышение количества высокоэнергетичных электронов с увеличением крутизны фронта объясняется тем, что при коротком фронте электрон набирает энергию вблизи катода, а при пологом фронте – на значительном расстоянии от катода, где поле существенно меньше.

Энергия даже наиболее быстрых электронов при коротких импульсах  $t_1 = 0.25$  ns не достигает предельной величины  $eU_1$ . Это связано с торможением электронов о газ, в частности с лобовыми столкновениями, роль которых установлена в [15 – 17]. Лобовые столкновения приводят к тому, что распределения электронов по проекции импульса на направление поля у общего числа электронов, за которыми ведется наблюдение  $F_{1p}(p_x)$ , близко к симметричному (подробнее см. [16, 17]). Наличие большого числа электронов с отрицательной проекцией импульса на направление поля говорит о большой роли лобовых столкновений. Лобовые столкновения и приводят к наблюдавшемуся в [7 – 9, 18] излучению рентгеновских квантов из газового объема.

Формирование же пучка убегающих электронов и соответствующее рентгеновское излучение более жестких квантов с энергией  $\sim eU_1$  происходит за счет механизма, изложенного в обзорах [1 – 4] (см. также [5, 17]). Он состоит в том, что за фоновой пре-дыонизацией следует волна размножения электронов фона. Когда волна размножения

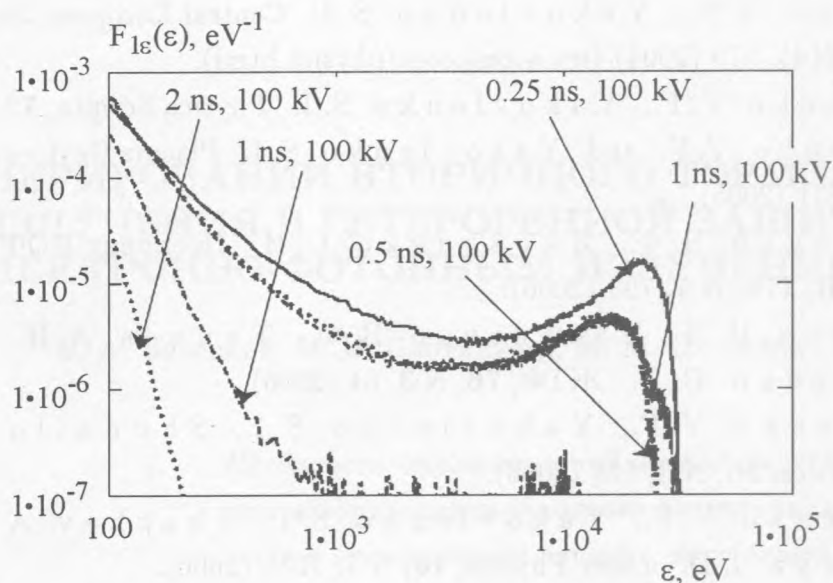


Рис. 3. Распределения быстрых электронов лавины по энергии  $\epsilon$  для различных значений времени нарастания напряжения  $t_1$  и амплитуды импульса напряжения  $U_1$ . Параметры те же, что и для рис. 1. Распределения нормированы на единицу  $\int_0^\infty F_{1\epsilon}(\epsilon) d\epsilon = 1$ .

приближается к аноду, выполняется нелокальный критерий убегания основной массы электронов в газе [1 – 4] и формируется мощный субнаносекундный импульс пучка убегающих электронов.

Основным результатом работы является демонстрация влияния крутизны импульса напряжения и неоднородности поля как на среднюю скорость распространения быстрых электронов, так и на их распределение по энергии. Показано, что при некоторых сочетаниях времени нарастания импульса напряжения и его амплитуды на некотором временном интервале возможно движение центра тяжести электронного облака в направлении, противоположном направлению силы, действующей на электроны. Показано также, что количество быстрых частиц растет не только с повышением амплитуды напряжения, но и с укорочением времени нарастания импульса.

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, вып. 9, 953 (2004).

- [2] Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2(4)**, 579 (2004) ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html)).
- [3] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**, N 1, 41 (2005).
- [4] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. Plasma Devices and Operations, **13**, N 4, 231 (2005).
- [5] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. Препринт ИОФ РАН N 43, М., 2006; УФН, **176**, N 7, 793 (2006).
- [6] Костыря И. Д., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **76**, N 3, 64 (2006).
- [7] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I., Shunailov S. A., et al. Laser Physics, **16**, N 3, 526 (2006).
- [8] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I., Tkachev A. N., and Kostyuga I. D. Laser Physics, **16**, N 7, 1039 (2006).
- [9] Яковленко С. И. ЖТФ, **34**, вып. 9, 47 (2004).
- [10] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **31**, вып. 14, 76 (2005).
- [11] Яковленко С. И. Волна размножения фона в плотном газе. Механизм распространения стримеров к аноду и к катоду. В: "Газовые и плазменные лазеры". Отв. ред. С.И. Яковленко. Серия "Энциклопедия низкотемпературной плазмы". Гл. ред. серии В.Е. Фортов. Серия Б. Том XI - 4. М., Физматлит, 2005, с. 354.
- [12] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 17 (2006).
- [13] Месяц Г. А., Коровин С. Д., Шарыпов К. А., и др. Письма в ЖТФ, **32(1)**, 35 (2006).
- [14] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **32**, вып. 12, 68 (2006).
- [15] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 36 (2005).
- [16] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 8 (2005).
- [17] Yakovlenko S. I. Laser Physics, **16**, N 3, 403 (2006).
- [18] Репин П. Б., Репьев А. Г. ЖТФ, **74**, вып. 7, 33 (2004).