

УДК 537.52;0.3;0.4

РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАВИНЫ В ПЛОТНОМ ГЕЛИИ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Проведено моделирование распространения быстрых электронов лавины в гелии при атмосферном давлении. Вычислена зависимость от времени средней координаты быстрых электронов вдоль поля. Определены значения напряжения, при котором быстрые электроны достигают анода в течение заданного времени.

В работах [1 – 5] показано, что распространение разряда в плотном газе в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. Такой механизм распространения разряда не зависит от направления электрического поля, что позволяет, в частности, отказаться [1 – 5] от известной фотонной гипотезы распространения стримера (см., например, [6]).

Вопрос о формировании волны ионизации в плотном газе важен для понимания механизма генерации мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления [7, 8]. В частности, надо знать зависимость характерного времени формирования фоновой плотности электронов от напряжения на электродах.

Есть основания считать, что фоновая плотность электронов формируется за счет предыонизации газа быстрыми электронами, предшествующими волне размножения [7, 8]. Ниже представлены результаты моделирования распространения группы быстрых электронов в гелии при атмосферном давлении.

Постановка задачи и метод решения. Моделирование размножения и убегания электронов в гелии было проведено также, как и в работах [9, 10], на основе одной из модификаций метода частиц (подробнее см. [11]). Иницирующий лавину электрон рождался в начале координат с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону, со средним значением $\epsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$. На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов, и разыгрывались

упругие и неупругие столкновения с атомами гелия. Движение электронов рассматривалось на основе релятивистской механики, так же как в работе [12]. Взаимодействие электронов друг с другом не учитывалось. Использованы те же сечения, что и в работах [9, 10, 12].

Однако непосредственно использовать такого рода расчеты для моделирования быстрых электронов невозможно. Дело в том, что интерес представляет таунсендовский режим размножения электронов, когда расстояние от катода x много больше обратного коэффициента Таунсенда $x \gg 1/\alpha_i$, а время рассмотрения лавины t много больше обратной частоты ионизации $t \gg 1/\nu_i$. В этих условиях общее количество электронов растет экспоненциально $n_e \sim \exp(\alpha_i x)$, $n_e \sim \exp(\nu_i t)$, а доля быстрых электронов экспоненциально мала. Ввиду того, что за всеми рожденными электронами проследить невозможно, в данной работе был применен следующий прием.

Прослеживались координаты и импульсы группы самых быстрых электронов. 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 n_{min} . Оставлялись электроны с максимальными проекциями импульса на направление поля. Перед отбрасыванием вычислялись и запоминались средние значения координаты вдоль поля l_1 и импульса p_1 по всем электронам. После отбрасывания вычислялись и запоминались средние значения координат l_2 , импульса p_2 по группе быстрых электронов. Далее рассматривалось движение и размножение этих быстрых электронов до тех пор, пока $n < n_{max}$.

Результаты расчетов. Была проведена серия расчетов при различных значениях напряженности электрического поля E . Давление гелия полагалось равным одной атмосфере: $p = 1 \text{ атм}$. Движение электронов прослеживалось до момента времени $t = \tau = 1 \text{ нс}$. Было положено $n_{max} = 2000$, $n_{min} = 1000$.

Зависимость от времени средних координат, энергий и скоростей для различных значений напряженности поля E представлены на рис. 1–3. Видно, что среднее значение координаты x для всех электронов l_1 и для наиболее быстрых электронов l_2 отличается незначительно $l = l_1 \approx l_2$ (см. рис. 1). Это можно объяснить малой величиной ионизационного пробега всех электронов по сравнению со средней координатой l , так что родившиеся электроны оказываются недалеко от электронов, их породивших. Действительно, при прохождении расстояния l происходит много актов ионизации: $\alpha_i l \approx 500 - 2500$, $\nu_i \tau \approx 200 - 800$ (при $E = 64 - 256 \text{ кВ/см}$).

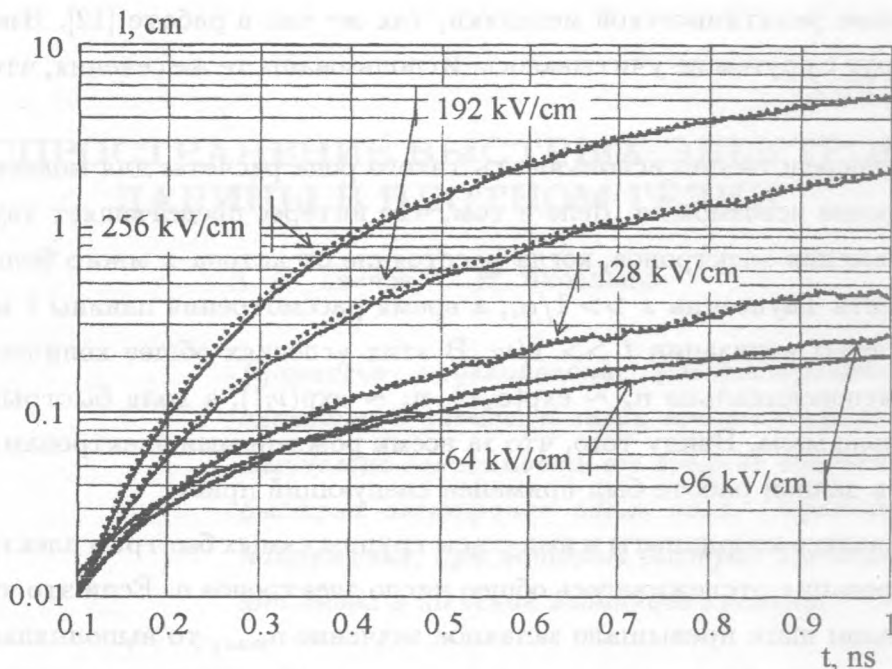


Рис. 1. Зависимость от времени средних координат быстрых электронов l_1, l_2 . Сплошные кривые l_1 — усреднение по числу $n < n_{max}$ электронов; пунктирные кривые l_2 — усреднение по $n_{min} < n < n_{max}$ наиболее быстрых электронов. Цифры у кривых — напряженность поля в вольтах на сантиметр; $p = 1$ атм.

Средние энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и средние скорости u_1, u_2 электронов заметно отличаются (см. рис. 2, 3), поскольку величины ε_2 и u_2 получены усреднением по более быстрым электронам. Отметим, что даже группа быстрых электронов не ускоряется непрерывно. За сравнительно короткое время $\sim 10/\nu_i$ устанавливается некоторое постоянное значение как скорости, так и энергии. Установившиеся значения скорости группы быстрых электронов u_2 превышают дрейфовую скорость $u_{d,e}$ в 3–60 раз (при $E = 64–256$ кВ/см).

Из сказанного следует, что группу быстрых электронов нельзя считать убегающими электронами, как это часто делают [13 – 15]. Критику традиционного понимания явления убегания электронов в газах см. в обзорах [7, 8].

Время предыонизации разрядного промежутка. Согласно экспериментальным данным объемный разряд при атмосферном давлении имеет место при подаче на газонаполненный диод высоковольтного наносекундного импульса напряжения с субнаносекундным фронтом [7]. Распространение этого разряда мы, следуя работам [1 – 5, 7, 8],

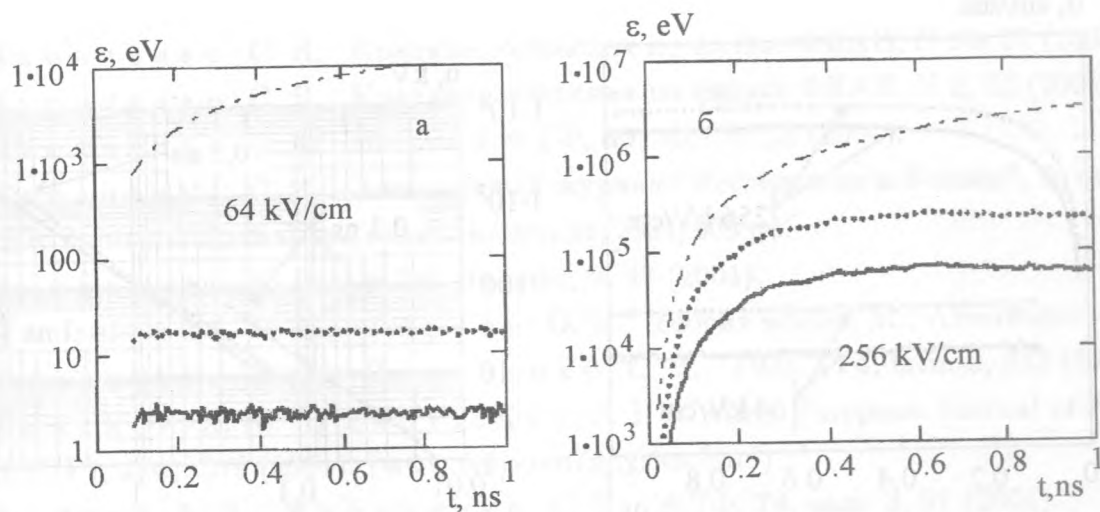


Рис. 2. Зависимость от времени средних энергий быстрых электронов ϵ_1 , ϵ_2 для напряженности поля $E = 64$ кВ/см (а) и $E = 256$ кВ/см (б). Сплошные кривые ϵ_1 – усреднение по числу $n < n_{max}$ электронов; пунктирные кривые ϵ_2 – усреднение по $n_{min} < n < n_{max}$ наиболее быстрых электронов; штрих-пунктирные кривые – энергия, набираемая электроном в отсутствие столкновений $\epsilon = eEl$; $p = 1$ атм.

трактуем как волну размножения электронов малой фоновой плотности и считаем, что предыонизацию осуществляют быстрые электроны.

Из представленных выше расчетов следует, что объемная предыонизация на заданной длине произойдет за заданный промежуток времени лишь в том случае, если падение напряжения на этой длине будет достаточно большим. Для иллюстрации этого факта на рис. 4 построены зависимости падения напряжения $U = El$ от длины $l = l_1 \approx l_2$, соответствующей средней координате быстрых электронов для различных моментов времени $\tau = 0.1; 0.5; 1$ нс. Эти зависимости показывают, какое напряжение U следует превысить, чтобы быстрые электроны осуществили предыонизацию разрядного промежутка с данным расстоянием между электродами l за время, меньшее τ . Видно, что для осуществления предыонизации за наносекунду сантиметрового промежутка, заполненного гелием, при атмосферном давлении требуется напряжение более 100 кВ. Это соответствует экспериментальным фактам.

Впрочем, зависимости рис. 4 можно трактовать и иначе. Они показывают, что для обеспечения предыонизации разрядного промежутка заданной длины при заданном напряжении длительность фронта импульса должна быть меньше того времени τ , для которого построена данная кривая.

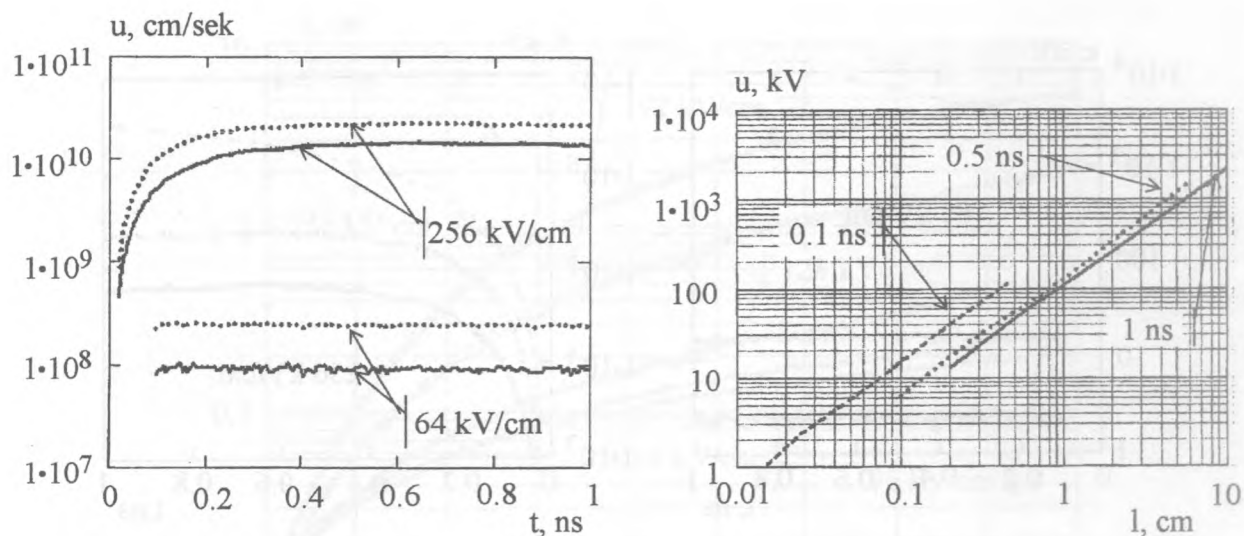


Рис. 3. Зависимость от времени средних скоростей быстрых электронов u_1, u_2 . Сплошные кривые u_1 – усреднение по числу $n < n_{max}$ электронов; пунктирные кривые u_2 – усреднение по $n_{min} < n < n_{max}$ наиболее быстрых электронов. Цифры у кривых – напряженность поля; $p = 1 \text{ ат.м.}$

Рис. 4. Зависимость падения напряжения $U = El$ на длине $l = l_1 \approx l_2$, соответствующей средней координате быстрых электронов, от этой длины l для различных моментов времени $\tau = 0.1 \text{ нс}; 0.5 \text{ нс}; 1 \text{ нс}$.

Заключение. Таким образом, моделирование распространения быстрых электронов, предшествующих электронной лавине, показывает следующее:

1. За сравнительно короткое время устанавливается некоторое постоянное значение как скорости, так и энергии не только электронов лавины, но и группы наиболее быстрых электронов. Поскольку группа наиболее быстрых электронов в среднем не испытывает постоянного ускорения, эти электроны не являются убегающими.

2. Зависимость средней координаты электронов вдоль поля от времени несильно отличается для электронов различных энергетических групп.

3. Для обеспечения быстрой предыонизации необходимо превысить некоторое значение напряжения, определяемое в частности расстоянием между электродами. При этом фронт импульса должен быть короче времени предыонизации.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 27 (2003).
- [2] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 22 (2004).
- [3] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 9, 12 (2004).
- [4] Яковленко С. И. Электронный журнал "Исследовано в России", **9**, стр. 86, 2004 г. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/009.pdf>
- [5] Яковленко С. И. ЖТФ, **34**, вып. 9, 47 (2004).
- [6] Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
- [7] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, вып. 9, 953 (2004).
- [8] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Central European Journal of Physics (CEJP), **2(4)**, 579 (2004). (www.cesj.com/physics.html)
- [9] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **74**, вып. 3, 91 (2004).
- [10] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Laser physics, **12(7)**, 1022 (2002).
- [12] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 43 (2004).
- [13] Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. УФН, **160(7)**, 49 (1990).
- [14] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991.
- [15] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., Наука, 1992.

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 28 октября 2004 г.