

01;04

Моделирование времени прохождения разрядного промежутка волной размножения электронов фона

© В.А. Гундиенков, С.И. Яковленко

Институт общей физики РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2006 г.)

Проведено двумерное моделирование распространения плазмы за счет размножения электронов малой фоновой плотности. Расчеты показывают, что скорость продвижения волны увеличивается по мере приближения к противоположному электроду. Приведены зависимости времени прохождения волны размножения между пластинами конденсатора от напряженности поля для гелия, азота и ксенона. Оценки показывают, что недавно обнаруженный факт более раннего появления пика тока пучка в газе по сравнению с вакуумом может быть обусловлен фоновой ионизацией в предымпulse и быстрым распространением волны размножения электронов фона.

PACS: 52.80.Tn

В работах [1–7] было отмечено, что распространение разряда в плотном газе в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. Такая волна размножения электронов фона (ВРЭФ) начинается вблизи проводящей поверхности малого радиуса кривизны, где концентрируется электрическое поле.

Механизм распространения ВРЭФ не зависит от направления вектора напряженности электрического поля. Этот факт недавно получил экспериментальное подтверждение. Было показано, что качественный вид высоковольтного наносекундного разряда с субнаносекундным фронтом при атмосферном давлении не зависит от полярности электродов, например, в геометрии штырь-плоскость [8,9].

Вопрос о распространении ВРЭФ в плотном газе важен для понимания механизма генерации мощных субнаносекундных пучков в газах атмосферного давления в оптимальных условиях [4–7]. Быстрые электроны предымпulse осуществляют фоновую ионизацию газа, подготавливая распространение ВРЭФ. В то же время волна размножения, приближаясь к аноду, приводит к тому, что выполняется нелокальный критерий убегания электронов [4–7], и в прианодной области генерируется мощный пучок.

В данной работе на основе решения двумерной нестационарной задачи проведен расчет времени прохождения разрядного промежутка волной размножения.

В работах [1–3] показано, что скорость фронта ВРЭФ u_{fr} направлена по градиенту модуля электрического поля, и ее можно записать в виде

$$u_{fr} = v_i \left[\left(\xi \frac{-\nabla E}{E} \right)_{E=E_{fr}} \text{Ln} \right]^{-1}, \quad \xi \equiv \frac{d \ln v_i}{d \ln E}. \quad (1)$$

Здесь $E = -\nabla\phi$ — напряженность электрического поля ($E = |E|$), ϕ — потенциал электрического поля; E_{fr} —

напряженность поля на поверхности фронта; v_i — частота ионизации; $\text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0)$; N_0 — фоновая плотность плазмы; N_{cr} — критическая плотность плазмы, при которой электрическое поле полностью экранируется.

Для частоты ионизации можно использовать выражение $v_i = \alpha_i u_d$, где $\alpha_i = p \xi(E/p)$ — коэффициент размножения Таунсенда, $u_d(E/p)$ — дрейфовая скорость, p — давление газа. Функции $u_d(E/p)$, $\xi(E/p)$ находятся на основе численного моделирования размножения и переноса электронов в заданном внешнем поле. В приводимых ниже расчетах использовались данные [4–7].

Отметим, что зависимость $v_i(E/p)$ при некотором значении приведенной напряженности поля $E/p = (E/p)_{cr}$ имеет максимум. Соответственно $\xi = 0$ при $E = E_{cr}$, а $u_{fr} \rightarrow \infty$. Для гелия $(E/p)_{cr} \approx 550$, для азота — ≈ 7000 , для ксенона — ≈ 4000 kV (cm·atm). Ниже будут рассматриваться не очень большие поля $E/p < (E/p)_{cr}$.

Ранее [1–7] волна размножения моделировалась в одномерной (сферически симметричной) геометрии с целью проверки выражения (1). В одномерных задачах (при сферической, цилиндрической и плоской геометрии) уравнение Лапласа $\Delta\phi = 0$, определяющее значение напряженности электрического поля на поверхности плазмы, решается аналитически. Однако для учета изменения формы плазменного сгустка, образующегося при распространении ионизации, необходимо использовать двумерное или даже трехмерное уравнение Лапласа для потенциала электрического поля ϕ . Мы ограничились рассмотрением двумерной геометрии.

Метод расчета движения границы плазмы состоял в том, что на основе решения уравнения Лапласа и формулы (1) определялась скорость точек поверхности, экранирующей поле. Затем каждая точка поверхности сдвигалась на небольшое расстояние по градиенту модуля электрического поля. Величина сдвига бралась равной скорости (1), умноженной на рассматриваемый временной интервал. Новая граница плазмы проводилась

по сдвинутым точкам, при этом кривая сглаживалась. Кроме того, для подавления неустойчивости [3] выбирались такие точки, чтобы была обеспечена выпуклость кривой. Далее решалось уравнение Лапласа с новой границей плазменного сгустка.

Уравнение Лапласа решалось для внутренней области цилиндра высотой d (соответствующей расстоянию между плоскими электродами) и радиусом R . Рассматривался осесимметричный случай, соответственно потенциал зависел только от расстояния $0 < \rho < R$ до оси симметрии и координаты по этой оси $0 < z < d$. Таким образом, область решения задачи — это прямоугольник, в левом нижнем углу находится проводящий сгусток плазмы. Начальная граница плазменного сгустка задавалась в виде четверти сферической выпуклости радиуса r_0 на одной из обкладок плоского конденсатора. На плоском электроде и примыкающем к нему плазменном сгустке потенциал полагался равным нулю. На противоположном электроде потенциал полагался равным U_0 на цилиндрической поверхности и оси симметрии полагалась равной нулю радиальная составляющая напряженности поля.

Исследовалась зависимость развития волны размножения от напряженности поля U_0 на обкладках конденсатора при различных расстояниях между ними $d = 1-2$ см. Радиус цилиндрической области, в которой рассматривалось распространение волны, полагался достаточно большим $R = 5$ см, чтобы не влиять на распространение плазмы.

Как и следовало ожидать, область, занимаемая плазмой, деформируется в ходе распространения волны размножения. Сферическая поверхность приобретает

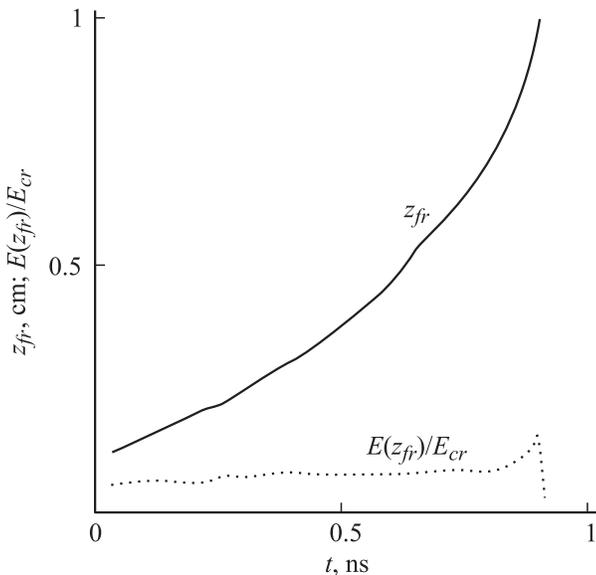


Рис. 1. Временная зависимость координаты конца плазменного сгустка z_{fr} и напряженности поля на конце плазмы $E(z_{fr})/E_{cr}$, отнесенной к критическому значению $E_{cr} = 500$ кВ/см. Параметры расчета: $U_0 = 10$ кВ, $d = 1$, $r_0 = 0.1$, $R = 5$ см, $p = 1$ атм, $N_0 = 10^6$, $N_{cr} = 10^{14}$ см $^{-3}$, $\text{Ln} = 18.4$.

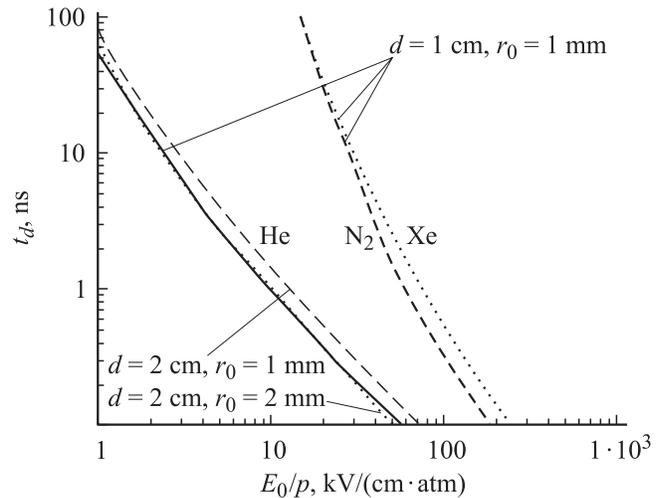


Рис. 2. Зависимость времени прохождения расстояния между электродами от приведенной напряженности поля $E_0/p = U_0/(pd)$ для гелия, азота и ксенона. Для гелия расчеты проведены при различных расстояниях между электродами и начальном радиусе сгустка.

форму вытянутой капли. Координата конца волны размножения z_{ir} растет со временем быстрее, нежели линейно (рис. 1). Иначе говоря, волна размножения ускоряется по мере удаления от стартового электрода. Это ускорение нельзя связать с ростом напряженности поля на конце плазменного сгустка $E(z_{fr})$, поскольку почти во все время распространения ВРЭФ величина $E(z_{fr})$ меняется слабо. Только при $z_{fr} \rightarrow d$ она испытывает скачок. Ускорение фронта связано с увеличением радиуса кривизны плазменного сгустка.

Ввиду ускорения волны размножения время ее прохода между плоскостями t_d не очень сильно зависит от расстояния между плоскостями. Сильная зависимость имеет место от напряженности поля в конденсаторе $E_0 = U_0/d$ (рис. 2).

В работе [10] представлены эксперименты по генерации электронного пуска в газовом и вакуумном диоде под воздействием высоковольтного (~ 150 кВ) импульса напряжения субнаносекундной длительности (~ 150 пс) и фронта (~ 100 пс). В [10] сообщается интересный результат измерений: в газе пик импульса пучка имел место примерно на 100 пс раньше, чем в вакууме.

Этот факт укладывается в концепцию [4–7], если учесть то, что еще до основного импульса напряжения имеет место предимпульс длительностью несколько наносекунд, который приводит к образованию фона, по которому потом бежит волна размножения. Действительно, при напряжении предимпульса $U \sim 15$ кВ для азота при атмосферном давлении имеем $\alpha_i \approx 1$ см $^{-1}$. Соответственно слабая предыонизация имеет место во всем разрядном промежутке $1/\alpha_i \approx 1$ см $\sim d = 0.5-1.5$ см. Расчеты, представленные на рис. 2, показывают, что при $d = 1$ см, $U \sim 150$ кВ время прохождения волной размножения разрядного промежутка $t_d \sim 0.1$ нс. Это

объясняет более раннее появление пика тока пучка в газе по сравнению с вакуумом. Дело в том, что ВРЭФ по предварительно созданному фону может распространяться быстрее, чем эмиссионные электроны в вакууме.

Однако утверждение [10] о том, что до момента перекрытия межэлектродного зазора разрядом механизмы формирования пучка электронов в газе атмосферного давления и в вакууме аналогичны, вызывает сомнения. Для напряжения 150 kV в атмосфере азота коэффициент Таунсенда составляет $\alpha_i \sim 2000 \text{ cm}^{-1}$, соответственно размножение электронов происходит на длине $1/\alpha_i \sim 5 \mu\text{m}$. На этой длине устанавливается и дрейфовая скорость $u_d \approx 6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Такой электрон пролетит разрядный промежуток лишь за огромное время $d/u_d \approx 17 \text{ ns}$ ($d = 1 \text{ cm}$). Разумеется, самые быстрые электроны кончиков лавин, как показывают расчеты [9], при напряженности поля $E/p > 170 \text{ kV}/(\text{cm}\cdot\text{atm})$ в азоте переходят в режим непрерывного ускорения. В неоптимальных условиях эти лидирующие электроны лавин могут дать основной вклад в ток пучка. Однако сами автоэмиссионные электроны при атмосферном давлении не могут составить основную долю пучковых электронов.

Таким образом, простая модель скорости распространения точек фронта волны размножения электронов фона позволяет произвести двумерное моделирование распространения плазмы между электродами. Моделирование показывает, что волна размножения ускоряется по мере удаления от стартового электрода. Время прохождения волны размножения между пластинами конденсатора резко падает с ростом напряженности поля. Оценки показывают, что в условиях экспериментов [10] более раннее появление пика тока пучка в газе по сравнению с вакуумом может быть обусловлено фоновой ионизацией в предимпульсе и быстрым распространением волны размножения электронов фона.

Работа поддержана МНТЦ, проект № 2706.

Список литературы

- [1] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 9. С. 12–20.
- [2] Яковленко С.И. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 47–54.
- [3] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 4. С. 76–82.
- [4] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [5] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // CEJP. 2004. Vol. 2. N 4. P. 579–635 (www.cesj.com/physics.html).
- [6] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Physica scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [7] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma devices and operations. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [8] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 11. С. 19.
- [9] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 64–69.
- [10] Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 1. С. 35–44.