

03;04;10

## Генерация аномальных электронов при высоковольтном наносекундном пробое плотных газов

© С.И. Яковленко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

Поступило в Редакцию 7 ноября 2005 г.

При высоковольтном наносекундном пробое плотных газов возникают аномальные электроны, имеющие энергию большую, чем может обеспечить напряжение на промежутке. Ранее их наличие связывали с поляризационным ускорением на головке стримера. Рассмотрена модель сжимающегося конденсатора, позволяющая объяснить наличие аномальных электронов в экспериментах, где искровых каналов не наблюдается.

PACS: 52.77.Fv

1. При высоковольтном наносекундном пробое плотных газов в 1967–1968 гг. было зарегистрировано некоторое количество быстрых электронов, порождающих рентгеновское излучение [1,2] (литературу см. в обзоре [3]). Некоторая доля этих быстрых электронов имеет, как принято говорить, аномальную энергию. Речь идет об энергии электрона  $\varepsilon > eU$ , где  $e$  — заряд электрона,  $U$  — максимальная разность потенциалов, подаваемая на электроды. Появление таких аномальных электронов обычно связывают [3] с эффектом так называемого поляризационного самоускорения. Его механизм предсказан в [4]. При этом считается, что возникает синхронное движение максимума электростатического поля, сконцентрированного на остром кончике стримера, и непрерывно ускоряющегося в этом поле электрона.

В недавних работах, подытоженных в обзорах [5,6], удалось получить мощные (до 200 А) субнаносекундные электронные пучки в плотных газах. В этих работах было также зарегистрировано и некоторое количество аномальных электронов. Механизм формирования таких пучков наиболее полно изложен в обзорах [5–7], однако в условиях генерации мощных электронных пучков [5,6] не наблюдается искрового пробоя. Более того, когда возникают искровые каналы,

эффективность генерации пучка резко падает [8]. Ниже показано, что можно объяснить появление аномальных электронов, используя основную идею работы [4], однако не связывая ее с наличием стримера.

2. Согласно [5–7], в механизме формирования мощных субнаносекундных пучков в плотных газах наиболее существенны следующие два момента.

Во-первых, генерация пучка происходит при превышении напряженностью поля некоторого критического значения, определяемого нелокальным критерием убегания электронов. Нелокальный критерий выполняется, когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на близкое расстояние, сравнимое с обратным коэффициентом ионизации Таунсенда. Плазма как бы приближает катод к аноду, что приводит к выполнению нелокального критерия убегания электронов.

Во-вторых, распространение ионизации в газе атмосферного давления происходит не за счет переноса электронов в ходе пробоя, а за счет размножения в неоднородном поле уже имеющихся фоновых электронов малой плотности [9–11]. Движение фронта определяется областью, где плотность электронов достигает некоторого критического значения, при котором экранируется внешнее электрическое поле. Эта движущаяся область названа волной размножения, чтобы отличить ее от обычно рассматриваемой волны ионизации, обусловленной явлениями переноса (дрейфом электронов и их теплопроводностью). Фоновая ионизация обеспечивается быстрыми электронами, излучаемыми с неоднородных образований на катоде.

Исходя из этой модели, рассмотрим, как генерируется аномальный электрон не на острие, а в плоском конденсаторе со сближающимися обкладками.

3. Пусть движение электрона происходит вдоль оси  $x$ , перпендикулярной обкладкам конденсатора, которые поддерживаются под постоянным напряжением  $U$ ; в начальный момент они находились на расстоянии  $d$ . Рассмотрим два случая. В первом случае пластины конденсатора сближаются с постоянной скоростью  $u_{jr}$ . Во втором — они сближаются равноускоренно с ускорением  $a_{jr}$ . Рассмотрение ускоренного движения представляет интерес в связи с тем, что, согласно расчетам [11], волна размножения движется ускоренно.

Уравнения движения координаты электрона  $x$  в этих случаях запишем в виде

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m_e} \frac{U}{d - u_{fr}t}, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m_e} \frac{U}{d - (a_{fr}t^2)/2}. \quad (1)$$

Здесь  $m_e$  — масса электрона; далее  $v \equiv dx/dt$  — его скорость.

Будем считать, что электрон в начальный момент времени испускается с катода и его начальная скорость равна скорости сближения обкладок конденсатора:  $v(0) = u_{fr}$  — в случае равномерного;  $v(0) = 0$  — в случае равноускоренного движения. Тогда решения уравнений (1) имеют вид

$$v/u_{fr} = -a \ln(1 - \tau) + 1, \quad x/d = a[\tau + (1 - \tau) \ln(1 - \tau)] + \tau, \quad (2a)$$

$$v/\sqrt{a_{fr}d/2} = 2a \operatorname{arth}(\tau), \quad x/d = a[2\tau \cdot \operatorname{arth}(\tau) + (1 - \tau) \ln(1 - \tau^2)]. \quad (2b)$$

Здесь в случае равномерного движения:  $\tau = tu_{fr}/d$ ;  $a = eU/(m_e u_{fr}^2)$ ; в случае равноускоренного движения:  $\tau = t(a_{fr}/2d)^{1/2}$ ;  $a = eU/(m_e a_{fr}d)$ .

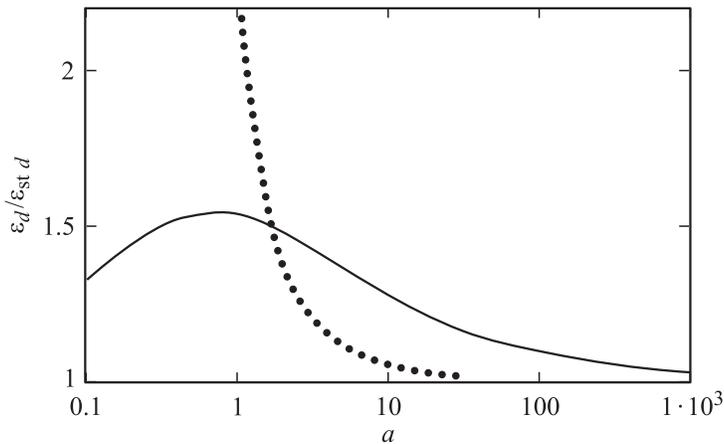
В статическом случае, т.е. в отсутствие сжатия пластин конденсатора, электрон набирает энергию  $\varepsilon_{st} = eUx/d + m_e u_{fr}^2/2$  — для начальных условий при равномерном движении обкладок;  $\varepsilon_{st} = eUx/d$  — для начальных условий при равноускоренном движении обкладок. Рассмотрение зависимости кинетической энергии электрона  $\varepsilon = m_e v^2/2$  от его координаты показывает, что при достаточном приближении электрона к аноду его энергия может существенно превышать статическое значение  $\varepsilon_{st}$ . Рассмотрим, как это превышение зависит от параметров задачи.

Пусть электрон достигает анода в момент времени  $\tau = \tau_d$ . Зависимость  $\tau_d$  от параметра  $a$  определяется трансцендентными уравнениями:

$$a[\tau_d + (1 - \tau_d) \ln(1 - \tau_d)] + \tau_d - 1 = 0,$$

$$a[2\tau_d \cdot \operatorname{arth}(\tau_d) + (1 - \tau_d) \ln(1 - \tau_d^2)] - 1 = 0. \quad (3)$$

Подставляя  $\tau_d(a)$  из (3) в выражения для скорости (2), вычисляя  $\varepsilon_d(a) \equiv \varepsilon(\tau_d(a))$  и сравнивая со значением для статического случая  $\varepsilon_{st d}(a) \equiv \varepsilon_{st}(\tau_d(a))$ , получаем результат, представленный на рисунке.



Зависимость от параметра  $a$  энергии электрона при достижении анода, отнесенной к этой же энергии в статическом случае. Сплошная кривая — случай равномерного движения обкладок конденсатора; пунктирная кривая — случай равноускоренного движения обкладок конденсатора.

4. В случае равноускоренного движения обкладок конденсатора необходимо, чтобы напряжение было достаточно большим  $a > 1$  ( $eU/d > m_e a_{fr}$ ). При  $a < 1$  ( $eU/d < m_e a_{fr}$ ) катод сразу обгоняет электрон, и электрон не набирает энергию. Это не имеет места в задаче с равномерным движением катода, поскольку при выбранных начальных условиях скорость электрона все время больше скорости катода.

Во всех случаях при больших напряжениях  $a \gg 1$  энергия электрона, достигшего катода  $\varepsilon_d(a)$ , незначительно превышает „статическую“ энергию  $\varepsilon_{st,d}(a)$ . Большое превышение имеет место при  $a \approx 1$ . Это естественно. При больших напряжениях электрон проскакивает разрядный промежуток быстрее, чем успеет существенно повыситься напряженность поля за счет сдвига обкладок конденсатора.

Максимальный эффект имеет место, когда увеличение напряженности поля происходит синхронно с движением электрона. Действительно, в том случае, когда координата катода все время совпадает с координатой электрона, имеем уравнение движения:  $d^2x/dt^2 = eU/m_e(d-x)$ . Используя  $d^2x/dt^2 = (dv/dx)(dx/dt) = vdv/dx$ , для энергии электрона имеем  $\varepsilon = eU \ln(d/(d-x))$ . Формально при  $x \rightarrow d$  электрон может набрать бесконечную энергию.

5. Проведем оценки. Для того чтобы эффект аномального ускорения был заметен ( $a \sim 1$ ) при напряжении  $U \sim 100$  kV, необходимо, чтобы в случае равномерного движения скорость движения волны размножения составляла  $u_{fr} \sim 10^{10}$  cm/s. Такой порядок скорости волны размножения характерен для этих условий [5–7,9].

При равноускоренном движении для  $d \sim 1$  cm требуется ускорение  $a_{fr} \sim 2 \cdot 10^{20}$  cm/s<sup>2</sup>. Ускорение такого порядка при этих параметрах дают расчеты [11].

Таким образом, модель сжимающегося конденсатора позволяет объяснить наличие аномальных электронов в экспериментах.

## Список литературы

- [1] Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. // ДАН СССР. 1967. Т. 177 (1) С. 72.
- [2] Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4746.
- [3] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [4] Аскарьян Г.А. // Письма ЖЭТФ. 1965. Т. 1. С. 44.
- [5] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [6] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Physika scripta. 2005. V. 72 (1). P. 41.
- [7] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. V. 2 (4). P. 579–635 ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html))
- [8] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 12. С. 89.
- [9] Яковленко С.И. // ЖТФ. 2004. Т. 34. В. 9. С. 47–54.
- [10] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 4. С. 76–82.
- [11] Гундиенков В.А., Яковленко С.И. Моделирование двумерной волны размножения электронов в плотном гелии. Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 2006 (в печати).