

УДК 0.3; 0.4

О ВЕЛИЧИНЕ ЭЛЕКТРОННОГО ФОНА В УСЛОВИЯХ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ СТРИМЕРНОМУ ПРОВОЮ

С. И. Яковленко

Показано, что в предпробойных полях как электроположительного, так и электроотрицательного газа имеет место интенсивное размножение электронов. Предпробойное размножение может обеспечить достаточно высокую плотность электронов фона, что позволяет при рассмотрении распространения стримера, как волны размножения, считать фон сплошной средой. Затравочная ионизация имеет место за счет естественного фона радиоактивности и космического излучения.

В настоящее время для объяснения механизма распространения стримера широко принята фотонная гипотеза Мика, Леба и Ретера [1 – 3]. Согласно этой гипотезе из головки стримера излучаются фотоны, ионизирующие газ перед нею. Акты фотоионизации порождают лавины, направленные к головке или от нее. Перекрываясь, лавины обеспечивают продвижение стримера. Эта теория была значительно усовершенствована Фирсовым и Лозанским [4].

В работе [5] предложена простая модель стримера, объясняющая его распространения как к аноду, так и к катоду без привлечения фотонной гипотезы. В рамках этой модели механизм распространения стримера объясняется не переносом электронов или фотонов, а экспоненциальным размножением всегда имеющихся фоновых электронов низкой плотности в неоднородном электрическом поле.

Вопрос о величине фона в [5] подробно не рассматривался, поскольку было показано, что от плотности электронов фона результат зависит слабо (логарифмически). Однако ясно, что электронов должно быть достаточно много, чтобы расстояния между ними были много меньше размеров головки стримера для того, чтобы была справедлива

модель сплошной среды. В связи с этим ниже рассматривается, какого порядка величины может быть плотность электронов в предпробойных условиях и за какое время она достигается.

Электроположительные газы. Естественный фон радиоактивности и космического излучения составляет ~ 10 микрорентген в час, что соответствует скорости наработки электронов $G_i \sim 6/(см^3с)$. При атмосферном давлении (при плотности нейтральных частиц $N \approx 2.4 \cdot 10^{19} см^{-3}$) в инертных газах атомарные ионы переходят в молекулярные за время ~ 10 нс, и имеет место диссоциативная рекомбинация, характеризуемая скоростью $k_d \sim 10^{-7} см^3/с$. Следовательно, для плотности электронов фона N_{e0} в равновесии $G_i = k_d \cdot N_{e0}^2$ имеем:

$$N_{e0} = (G_i/k_d)^{1/2} \sim 10^3 см^{-3}. \quad (1)$$

Во внешнем электрическом поле электроны размножаются, и это приводит к увеличению плотности фона, даже когда еще нет пробоя. Продемонстрируем это на примере простой модели, описывающей баланс числа электронов:

$$\frac{dN_e}{dt} = \left(\nu_i - \frac{u_d}{d} \right) \cdot N_e - k_d N_e^2, \quad N_e(0) = N_{e0}. \quad (2)$$

Здесь ν_i – частота ионизации; u_d – дрейфовая скорость электронов; d – расстояние между плоскими электродами; N_{e0} определяется формулой (1). Считается, что поле включено мгновенно при $t = 0$.

Решение уравнения (2) имеет вид:

$$N_e(t) = \frac{N_{e0} \exp(\nu t)}{1 + (N_{e0} k_d / \nu)(\exp(\nu t) - 1)},$$

где эффективная частота $\nu \equiv (\nu_i - u_d/d)$ может быть как положительной, так и отрицательной величиной.

Частота ионизации может быть записана как произведение $\nu_i = \alpha_i \cdot u_d$ коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$ [6]. При этом коэффициент Таунсенда можно записать в виде: $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа, E – напряженность поля, p – давление газа. Результаты расчетов коэффициента Таунсенда и частоты ионизации для разных газов по данным работ [7 – 9] приведены на рис. 1.

Размножение имеет место при $\nu_i > u_d/d$, т.е. при $\alpha_i \cdot d > 1$. Из условия $\alpha_i \cdot d = 1$ для плоской геометрии, когда напряжение между электродами $U = Ed$, следует уравнение

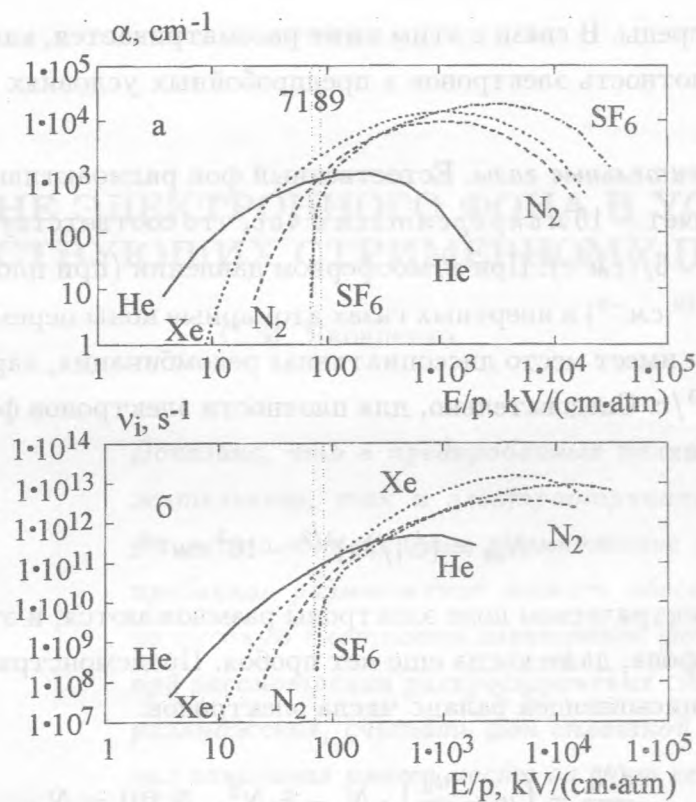


Рис. 1. Зависимость коэффициентов размножения Таунсенда (а) и частоты ионизации (б) от приведенной напряженности поля E/p (в $\text{kV}/\text{см}\cdot\text{атм}$) для различных газов при атмосферной плотности. По данным работ [7 – 9].

$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1$. Это уравнение определяет кривую ухода $U_{cr}(pd)$, которая разделяет область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться (подробнее см. [7 – 9]). Кривая ухода является универсальной для данного газа. Результаты расчетов кривых ухода для разных газов по данным работ [7 – 9] приведены на рис. 2.

Условия $U < U_{cr}(pd)$ еще недостаточно для стационарного горения разряда. Согласно традиционным представлениям необходимо, чтобы наработка ионов в объеме обеспечивала достаточное поступление электронов за счет вторичной электронной эмиссии [6]. Соответственно пробой характеризуется кривой Пашена, правая ветвь которой лежит несколько выше кривой ухода (подробнее см. [7 – 9]). Тем не менее, при $U > U_{cr}(pd)$ и при атмосферном давлении начинается интенсивное размножение электронов, которое, в рамках рассматриваемой модели при $d \approx 1 \text{ см}$ ограничено плотностью:

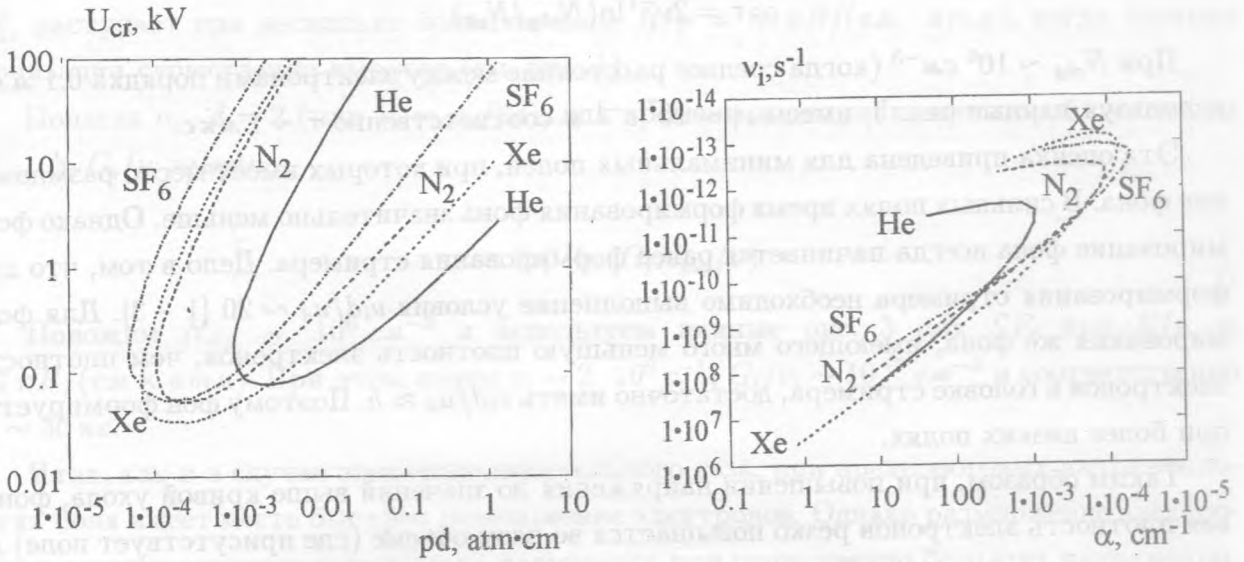


Рис. 2. Кривые ухода $U_{cr}(pd)$, разграничивающие область размножения электронов и область ухода электронов из объема без размножения для различных газов. По данным работ [7 – 9].

Рис. 3. Зависимость частоты ионизации от коэффициента размножения Таунсенда для различных газов при атмосферной плотности. По данным работ [7 – 9].

$$N_{emax} = \nu_i/k_d \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

На самом деле в этих условиях величина N_{emax} не достигается из-за экранировки внешнего поля плазмой. Стример формируется при высоких давлениях именно потому, что в этом случае велика частота ионизации $\nu_i \sim N \sim p$, и, соответственно, велика максимальная плотность электронов N_{emax} . Экранировка становится существенной при $4\pi edN_{emax} > E$.

Согласно рис. 3 при атмосферном давлении и $d \approx 1 \text{ см}$ условие $\alpha_i \cdot d = 1$ (или $U = U_{cr}$) достигается уже при таких полях, когда частота ионизации довольно велика. Соответственно, плотность фоновых электронов, при которой расстояние между электронами много меньше размеров головки стримера, достигается за сравнительно небольшие времена.

Действительно, полагая $\alpha_i \cdot d = 2$ (или $\nu_i = u_d/2d$), для времени достижения некоторой заданной плотности фона $N_{ebg} \ll N_{emax}$ имеем:

$$\tau = 2\nu_i^{-1} \ln(N_{ebg}/N_{e0}).$$

При $N_{ebg} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ (когда среднее расстояние между электронами порядка 0.1 мм), используя данные рис. 3, имеем $\nu_i \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ и соответственно $\tau \sim 1 \text{ мкс}$.

Эта оценка приведена для минимальных полей, при которых имеет место размножение фона. В сильных полях время формирования фона значительно меньше. Однако формирование фона всегда начинается ранее формирования стримера. Дело в том, что для формирования стримера необходимо выполнение условия $\nu_i d/u_d \sim 20$ [1 – 3]. Для формирования же фона, имеющего много меньшую плотность электронов, чем плотность электронов в головке стримера, достаточно иметь $\nu_i d/u_d \approx 5$. Поэтому фон формируется при более низких полях.

Таким образом, при повышении напряжения до значений выше кривой ухода, фоновая плотность электронов резко повышается во всем объеме (где присутствует поле) до того, как в какой-либо точке пространства сформируется плазменный сгусток, экранирующий поле.

Электроотрицательные газы. В электроотрицательных газах плотность электронов в отсутствие поля намного меньше значения, определяемого формулой (1). Электроны прилипают к нейтралам как за счет парных столкновений на стадии деградации по энергии через область порядка нескольких эВ, так и за счет тройных столкновений при комнатных температурах. Плотность же отрицательных и положительных ионов $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$.

При рассмотрении размножения электронов в электроотрицательном газе в модели (2) следует учесть прилипание электронов и то, что в начальный момент их плотность равна нулю:

$$\frac{dN_e}{dt} = \left(\nu_i - \frac{u_d}{d} \right) \cdot N_e + G_i, \quad N_e(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь, в отличие от электроположительного газа, величина $\nu_i \equiv \nu_{mult} - \nu_{att}$ учитывает как размножение, так и прилипание электронов (ν_{mult} – частота размножения; ν_{att} – частота прилипания); рассматривается начальная стадия, когда $N_e \ll N_{емах}$.

Решение уравнения (4) имеет вид:

$$N_e(t) = \frac{G_i}{\nu} \cdot (\exp(\nu t) - 1), \quad \nu \equiv (\nu_i - u_d/d). \quad (5)$$

У электроотрицательных газов зависимость величины ν_i от приведенной напряженности поля проходит через ноль при некотором значении E/p . Например, для SF_6 [9]

$\nu_i = 0$ при $E/p = 71 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. Пробой же, согласно экспериментальным данным [6], наступает при несколько большем поле $E/p = 89 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$, когда частота ионизации существенно выросла (см. рис. 1).

Полагая $\alpha_i \cdot d = 2$ (или $\nu_i = u_d/2d$), для времени достижения некоторой плотности $N_{ebg} \gg G_i/\nu_i$ имеем:

$$\tau = 2\nu_i^{-1} \ln(G_i N_{ebg}/\nu).$$

Положим $N_{ebg} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ и используем данные рис. 3 для SF_6 при $E/p = 77 \text{ кВ}/(\text{см} \times \text{атм})$. При этом имеем $\nu_i \sim 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $G_i/\nu_i \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ и соответственно $\tau \sim 30 \text{ нс}$.

Итак, как и в случае электроположительного газа, при предпороговых напряженностях поля имеет место быстрое размножение электронов. Однако размножение электронов в электроотрицательных газах начинается при существенно больших напряженностях поля, чем в электроположительных газах.

Итак, в данной работе рассмотрено размножение электронов в предпробойных полях как электроположительного, так и электроотрицательного газа. Затравочная ионизация имеет место за счет естественного фона радиоактивности и космического излучения. Показано, что предпробойное размножение может обеспечить достаточно высокую плотность электронов фона. Высокая плотность электронов фона позволяет при рассмотрении распространения стримера как волны размножения [5] считать фон сплошной средой.

Разумеется, со стримером связан большой комплекс разнообразных явлений, которые не учтены как в работе [5], так и выше. В частности, не учтена возможность ветвления стримера. Однако даже представленный в работе [5] и выше простой анализ показывает, что можно отказаться от фотонной гипотезы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л е б Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.-Л., ГИТТЛ, 1950.
- [2] М и к Дж., К р э г с Дж. Электрический пробой в газах. М., ИЛ, 1960.
- [3] Р е т е р Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., Мир, 1968.
- [4] Л о з а н с к и й Э. Д., Ф и р с о в О. Б. Теория искры. М., Атомиздат, 1975.
- [5] Я к о в л е н к о С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 27 (2003).

- [6] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., Наука, 1992.
- [7] Качев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [8] Качев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **29**, вып. 16, 54 (2003).
- [9] Качев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **78**, вып. 11, 1223 (2003).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 10 декабря 2003 г.