

Об источнике убегающих электронов в импульсном газовом разряде

Г. А. Месяц¹⁾

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 сентября 2006 г.

После переработки 6 декабря 2006 г.

Показано, что при исследовании импульсного субнаносекундного разряда в атмосферном воздухе появление взрывной электронной эмиссии запаздывает по отношению к автоэлектронной на время 10^{-10} с. В течение примерно такого же времени в воздухе наблюдается импульс убегающих электронов. Соответственно, источником этих электронов является автоэлектронная эмиссия. Из-за резкой нелинейности зависимости плотности тока эмиссии от электрического поля $j(E)$ истинная длительность импульса тока убегающих электронов составляет величину порядка 10^{-11} с.

PACS: 51.50.+v, 52.80.Mg

При исследовании наносекундного импульсного разряда в атмосферном воздухе (электрическое поле $E > 10^6$ В/см, отношение $E/p \sim 10^3$ В/см · торр, длина промежутка $d < 1$ мм) было зарегистрировано рентгеновское излучение на аноде [1]. Это говорит о том, что на анод попадали электроны с высокой энергией. Позже аналогичный эффект наблюдался при разряде в гелии [2]. Объяснение этого эффекта “убегания” электронов было дано в работах [3, 4] на основе теории [5]. Обзор работ, связанных с “убеганием” электронов в газовых разрядах, дан в работах [6–8].

Известно, что электроны в низкотемпературной слабоионизованной плазме газового разряда приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют ее главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких отношениях напряженности электрического поля к давлению энергия, приобретаемая электроном на единице длины пути, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях, и электрон будет переходить в режим непрерывного ускорения. Критическое поле, при котором это имеет место, определяется из выражения [6]

$$E_{cr} = 4\pi e^3 n_0 z / 2.72 I, \quad (1)$$

где n_0 – плотность молекул газа, I – средняя энергия неупругих потерь, z – число электронов в молекуле, e – заряд электрона. Из формулы (1) следует условие, при котором электроны в газовом разряде движутся ускоренно:

$$E_{cr}/p = 3.38 \cdot 10^3 z / I. \quad (2)$$

Например, для азота $z = 14$, $I = 80$ эВ, $E_{cr}/p \approx 590$ В/см · торр; для гелия $z = 2$, $I = 44$ эВ, $E_{cr}/p = 154$ В/см · торр. Подобные величины E/p относительно просто достигаются в наносекундных импульсных разрядах, и, следовательно, в таких разрядах должно происходить непрерывное ускорение электронов.

В последнее время интерес к этому эффекту возрос в связи с тем, что стало возможно получать импульсы тока убегающих электронов с амплитудой вплоть до десятков ампер даже в атмосферном воздухе. Во всех экспериментах для получения большого тока используют катоды с заостренными краями. Это или одиночное острие, или лезвие, или торец свернутой в рулон металлической фольги. В этом случае электрическое поле в области катода усиливается, что позволяет достичь критерия (2) при значительно меньших напряжениях между катодом и анодом. Для примера рассмотрим промежуток, который образован катодом, имеющим форму гиперболического острия с радиусом кривизны R , и плоским анодом. В этом случае напряженность поля на катодном острие равна [9]

$$E_c = 2U/R \lg(4\gamma), \quad (3)$$

где d и U – соответственно расстояние и разность потенциалов между катодом и анодом, $\gamma = d/R$. Если $U = 100$ кВ, $d = 1$ см, $R = 0.04$ см, то поле на поверхности катода составит $2.5 \cdot 10^6$ В/см, тогда как среднее поле $E_d = U/d = 10^5$ В/см. В общем случае коэффициент усиления поля на катоде

$$\beta_1 = \frac{E_c}{E_d} = \frac{2\gamma}{\lg(4\gamma)}. \quad (4)$$

¹⁾e-mail: mesyats@nsc.gpi.ru

Электрическое поле вблизи поверхности гиперболического катода меняется с расстоянием x от острия согласно формуле [9]

$$E_x = \frac{R}{R+x} E_c. \quad (5)$$

Из формул (2) и (5) следует, что при $R = 0.04$ см в атмосферном азоте поле E_x превышает критическое E_{cr} вплоть до $x = 1.8$ мм. Поле E_c назовем макрополем на катоде.

Таким образом, катоды с неоднородным полем увеличивают эффективность появления убегающих электронов. При использовании этих катодов происходит также увеличение тока автоэлектронной эмиссии за счет большого поля на катоде. Кроме того, поверхность катода всегда имеет микроскопические выступы, электрическое поле на которых усиливается во много раз (коэффициент β_2) по сравнению с внешним полем E_c . В практически полезной области значений величин β_2 можно пользоваться простыми приближенными зависимостями β_2 от отношения высоты выступа h_0 к радиусу вершины r_0 для различных форм выступов [6]. Например, для эллипсоида при $\beta_2 = 7 \div 100$ величина

$$\beta_2 = (ah_0/r_0) + 1, \quad (6)$$

где $a = 0.4 \div 1$. Для цилиндра со сферической вершиной при $\beta_2 = 10 \div 1000$

$$\beta_2 = (h_0/r_0) + 2. \quad (7)$$

То есть при $\beta_2 \gg 2$ эта зависимость имеет очень простой вид $\beta_2 \approx h_0/r_0$. Коэффициент β_2 на обычных катодах может достигать 100 и более [6]. Электрическое поле на поверхности микроострия будем называть микрополем, в отличие от макрополя, обусловленного геометрией промежутка. Совместное действие этих полей приводит к тому, что на поверхности микровыступов катода поле может превышать 10^8 В/см [6]. При таких полях автоэлектронная эмиссия должна играть определяющую роль в появлении убегающих электронов.

Важную информацию о природе источника убегающих электронов можно получить, измеряя длительность импульса тока этих электронов t_r за тонкой металлической фольгой на аноде. Ранее для этого использовались наносекундные LC -генераторы, которые показали, что $t_r \leq 10^{-9}$ с [8]. Лучшего временного разрешения с использованием таких генераторов и осциллографов достигнуть не удавалось. Более точные измерения с использованием техники коаксиальных пикосекундных высоковольтных импульсных генераторов, разработанных в Институте

электрофизики УрО РАН [10–12], и сверхскоростных осциллографов Tektronix TDS 6604 (6 GHz; 20 Gs/S) показали, что для графитовых и металлических катодов t_r порядка 10^{-10} с.

В [8] такая малая величина t_r была объяснена тем, что в газоразрядном промежутке от катода к аноду движется волна ионизации со скоростью, существенно большей, чем $0.3 \cdot 10^{10}$ см/с [7]. Когда эта волна приблизится к аноду на расстояние, при котором напряженность электрического поля между анодом и фронтом волны будет равна критической величине E_{cr} , согласно формуле (2), то в течение времени от этого момента до касания плазмой анода будет протекать ток убегающих электронов. При этом в [8] не объясняется, какова причина появления волны ионизации и каков механизм появления электронов на катоде, которые затем становятся убегающими. Если авторы [8] правы, то импульс тока убегающих электронов в промежутке катод–анод $d = 1$ см должен появиться примерно через время, равное 1 нс после появления фронта импульса. Однако, как показано в [12], импульс тока убегающих электронов появляется в течение длительности фронта импульса, равной $2 \cdot 10^{-10}$ с.

Следовательно, механизм, предложенный в [8], требует уточнения. Автор считает, что это можно сделать, установив природу источника убегающих электронов на катоде. Для этого нами было проведено исследование динамических характеристик формирования электронного пучка в условиях вакуума и газового заполнения (водород, гелий, воздух). Временное разрешение аппаратуры составляло 10^{-11} с. Показано, что при заполнении камеры воздухом, гелием или водородом ток пучка убегающих электронов формируется за 10^{-10} с до момента появления пучка электронов в вакууме. В экспериментах использовался графитовый цилиндрический катод с заостренными краями, длина промежутка регулировалась в пределах от нуля до 20 мм. Фронт импульса напряжения не превышал 100 пс, длительность импульса по основанию – $5 \cdot 10^{-10}$ с, а амплитуда – 160 кВ. Длительность импульса тока убегающих электронов с точностью до 10^{-11} с совпадала с длительностью фронта импульса разрядного напряжения. Следовательно, ток убегающих электронов в газе протекал только на фронте импульса напряжения, а затем прерывался. Обратим внимание на то, что в условиях вакуума реализуется взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) [13]. опережение тока газонаполненного диода по сравнению с вакуумным было обнаружено для зазоров $d = 5 \div 15$ мм, причем не только для графитовых, но и для стальных электродов. Это связа-

но с задержкой появления ВЭЭ в вакуумном диоде за счет взрыва микронеоднородностей на катоде током автоэлектронной эмиссии (АЭЭ). То, что в газовых разрядах имеет место фактически безынерционная АЭЭ с плотностью тока $\sim 10^9$ А/см², показывает оценка электрического поля на микроостриях катода на фронте импульса с учетом усиления поля ионами газоразрядной плазмы. Так, за время $t \ll 10^{-10}$ с на микровыступах достигается величина напряженности электрического поля $> 10^8$ В/см. При таких полях инициирование ВЭЭ происходит за время 10^{-10} с.

Следовательно, можно утверждать, что убегающие электроны существуют только в течение времени функционирования АЭЭ до появления ВЭЭ, а время t_r равно времени задержки взрыва t_d . Время t_d для цилиндрических микроострий на катоде под действием тока АЭЭ определяется из [13] по формуле

$$t_r = t_d = \bar{h}/j^2, \quad (8)$$

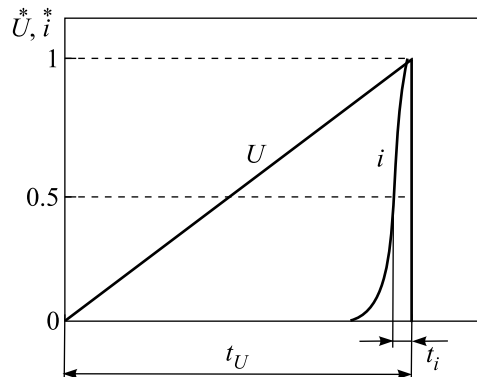
где j – плотность тока АЭЭ, при которой происходит взрыв микроострий, \bar{h} – удельное действие при взрыве проводника. Для многих металлов величина $\bar{h} \cong 10^9$ (А²с)/см⁴. Следовательно, время $t_d = 10^{-10}$ с при плотности тока $j \approx 3 \cdot 10^9$ А/см², что является вполне реальным [13]. Итак, мы считаем, что источником-инициатором электронов является автоэлектронная эмиссия с микроострий на катоде. Этот источник прекращает свое существование после появления ВЭЭ.

Следует иметь в виду, что измеряемое нами время 10^{-10} с является предельным временем, которое может быть зарегистрировано нашим осциллографом. Действительно, длительность фронта регистрируемого импульса t_f и верхняя граничная частота частотной характеристики устройства f_u связаны соотношением [14] $t_f = 0.4/f_u$. Так как в используемом нами осциллографе $f_u = 6 \cdot 10^9$ Гц, то время $t_f \cong 0.7 \cdot 10^{-10}$ с. Мы считаем, что реальная длительность импульса тока убегающих электронов $t_r \ll 10^{-10}$ с. Продемонстрируем это на следующем примере. В [15] было показано, что длительность импульса тока АЭЭ в десятки раз короче, чем длительность импульса напряжения, который этот ток вызывает из-за сильной нелинейности кривой Фаулера–Нордгейма. Например, пусть напряжение на диоде меняется по линейному закону (см. рисунок):

$$\begin{aligned} U &= U_a t/t_U \quad \text{при } t \leq t_U, \\ U &= 0 \quad \text{при } t > t_U, \end{aligned} \quad (9)$$

где t_U – длительность импульса по основанию, U_a – амплитуда импульса напряжения. Используя форму-

лу Фаулера–Нордгейма для АЭЭ, можно определить отношение длительности импульса электронного то-



Качественная иллюстрация эффекта уменьшения длительности импульса автоэлектронного тока t_i относительно импульса напряжения t_U . На оси напряжения отложены напряжение и ток, отнесенные к их амплитудам, то есть $U^* = U/U_a$, $i^* = i/i_a$

ка на полувысоте t_i к длительности импульса напряжения по основанию t_U из формулы [15]

$$t_i/t_U = (1 + D/E_a \ln 2)^{-1}. \quad (10)$$

В этой формуле использованы следующие обозначения: наибольшее электрическое поле на кончике острия

$$E_a = \beta_1 \beta_2 \frac{U_a}{d}; \quad (11)$$

параметр D определяется из соотношения [16]

$$D = \frac{8\pi}{3} \frac{\sqrt{2m}}{h} \frac{\varphi^{3/2}}{e}, \quad (12)$$

где φ – работа выхода металла катода; m , e – соответственно масса и заряд электрона, h – постоянная Планка. Если работу выхода φ измерять в электронвольтах, а электрическое поле – в В/см, то $D = 6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}$. С учетом сказанного выше, из (10) следует, что для молибденового острия ($\varphi = 4.2$ эВ), при электрическом поле $E_a = 10^8$ В/см, отношение $t_i/t_U = 0.11$. Применительно к нашим рассуждениям из этого вывода следует ожидать, что длительность импульса тока убегающих электронов должна быть на порядок меньше, чем длительность фронта импульса напряжения. То есть в нашем случае, по видимому, $t_r \approx 10^{-11}$ с.

Исходя из вывода, сделанного выше, можно высказать предположение о природе волны ионизации, описанной в [7]. По нашему мнению, она обусловлена движением убегающих электронов в газоразрядном промежутке и производимой ими ионизацией газа.

В этом случае просто объяснить очень высокую скорость движения этой волны $\gg 0.3 \cdot 10^{10}$ см/с. Напомним, что в вакууме скорость электронов при напряжении $U = 100$ кВ равна $2 \cdot 10^{10}$ см/с. Поэтому убегающие электроны не создаются волной ионизации, как считают [8], а наоборот, волна ионизации создается этими электронами.

Итак, в заключение отметим, что источником убегающих электронов является АЭЭ с микровыступов на катоде, которая существует от момента приложения импульса напряжения до появления ВЭЭ. В ряде ранних работ других авторов есть факты, подтверждающие наш вывод о ведущей роли АЭЭ как источника электронов в эффекте “убегания” электронов. Во-первых, на пленке, помещенной вплотную за анодом, наблюдается увеличенное изображение эмитирующих центров на катоде [7]. Фактически в этом случае мы имеем аналог автоэлектронного микроскопа Мюллера, работающего в газе. Во-вторых, в столбе наносекундного разряда между плоскими электродами в атмосферном воздухе наблюдаются диффузные слабопроводящие каналы без катодного пятна. Число каналов было тем больше, чем шире катод [17]. Число этих диффузных каналов равняется числу пучков в электронном потоке за анодом [7]. По этим каналам, по-видимому, и движутся убегающие электроны к аноду. В-третьих, появление убегающих электронов сопровождается появлением микрократеров на катоде [3, 6, 7], которые в нашей модели возникают за счет инициирования током АЭЭ взрывной эмиссии электронов. Наконец, в-четвертых, в [7] предполагается, что источником убегающих электронов является эмиссия с катода. Однако природа этой эмиссии не была указана. Мы считаем, что это автоэлектронная эмиссия.

Работа поддержана грантом Федерального агентства по науке и инновациям # НШ-9603.2006.2.

1. Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**, 72 (1967).
2. R. C. Noggle, E. P. Krider, and J. R. Wayland, J. Appl. Phys. **39**, 4746 (1968).
3. Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, УФН **107**, 201 (1972).
4. Л. П. Бабич, Ю. Л. Станкевич, ЖТФ **42**, 1669 (1972).
5. А. В. Гуревич, ЖЭТФ **39**, 1296 (1960).
6. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде*, Новосибирск: Наука, 1982.
7. Л. П. Бабич, Г. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**, 49 (1990).
8. В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, УФН **174**, 953 (2004).
9. J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford: Clarendon Press, 1953.
10. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**, 225 (2005).
11. В. Ф. Тарасенко, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов и др., Письма в ЖТФ **29**, 1 (2003).
12. Г. А. Месяц, С. Д. Коровин, К. А. Шарыпов и др., Письма в ЖТФ **32**, 35 (2006).
13. Г. А. Месяц, *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга*, М.: Наука, 2000; Г. А. Mesyats, *Cathode phenomena in a vacuum discharge: the breakdown, the spark and the arc*, Moscow: Nauka, 2000.
14. I. A. D. Lewis and F. N. Wells, *Millimicrosecond Pulse Techniques*, London: Pergamon Press, 1954.
15. Г. А. Месяц, В. Г. Шпак, ПТЭ **6**, 5 (1978).
16. М. И. Елинсон, Г. Ф. Васильев, *Автоэлектронная эмиссия*, М.: Физматгиз, 1958.
17. В. В. Воробьев, А. М. Искольдский, ЖТФ **36**, 2095 (1966).