

Исследования субнаносекундного газового разряда атмосферного давления, развивающегося в однородном электрическом поле при участии убегающих электронов

С.Н. Иванов*, В.В. Лисенков

Институт электрофизики УрО РАН, Россия, Екатеринбург, Россия
*stivan@iep.uran.ru

Аннотация. Проведено моделирование развития электронной лавины инициированной электроном, эмитированным из микроострия на катоде в форме конуса высотой 3 мкм. Лавина развивалась в азоте при атмосферном давлении в однородном электрическом поле с напряженностью $E = 680$ кВ/см. То есть в условиях, когда E много больше, чем требуемая для этих условий для перехода электронов в режим непрерывного ускорения по классическому критерию убегания критическая напряженность электрического поля E_{cr} . Основной анализ являлись полученные в эксперименте осциллограммы напряжения на разрядном газовом промежутке. Получены пространственные распределения электронов в лавине на разных этапах ее развития и функции распределения электронов по энергиям при различном числе электронов в лавине. Показано, что к моменту времени, когда число электронов в лавине окажется в диапазоне 10^3 – 10^4 штук, максимальная энергия электронов начинает превышать 1 кэВ, что можно интерпретировать как начало перехода отдельных электронов из лавины в режим убегания. На пространственном распределении это заметно как начало выхода отдельных быстрых электронов из лавины медленных. Далее эти быстрые электроны, двигаясь к аноду, ионизируют газ и оставляют за собой узкий трек из медленных электронов. Показано, что доля убегающих электронов очень мала и составляет величину $\sim 10^{-5}$ от общего числа электронов. Таким образом, несмотря на то, что E существенно превышает E_{cr} , плазма газового разряда в основном состоит из медленных электронов.

Ключевые слова: убегающие электроны, электронная лавина, время формирования разряда, субнаносекундный самостоятельный разряд в газе.

1. Введение

Газовые разрядники субнаносекундного диапазона (под субнаносекундным диапазоном обычно понимают временной диапазон короче 1 нс, такая терминология является общепризнанной) в настоящее время очень широко применяются в различной электрофизической аппаратуре [1]. Непрерывное совершенствование параметров быстродействующих разрядников является важной практической задачей [2] и сильно стимулирует проведение новых работ по исследованию субнаносекундных газовых разрядов. Очевидно, что такие разрядники при неизменности изначально заложенных характеристик должны также иметь и максимально большой ресурс работы. Поэтому на практике обычно используют разрядники с массивными электродами и распределением электрического поля в разрядном газовом промежутке близким к однородному. Такое распределение электрического поля обеспечивают электроды в виде полусфер, с профилем Брюса, профилем Роговского. В этом случае катод дольше сохраняет свою начальную форму при эрозии поверхности за счет катодного распыления. Поэтому исследование механизмов инициирования, коммутационных характеристик и динамики развития, самостоятельных субнаносекундных разрядов в газе именно в условиях однородных электрических полей представляет особый интерес.

2. Эксперимент

Разрядный промежуток был выполнен в виде зазора в центральном электроде коаксиального диода, заполненного особо чистым азотом (99.996%) атмосферного давления. Катод и анод были изготовлены из нержавеющей стали и имели радиус закругления

вершины 1 см. В результате в разрядном промежутке формировалось достаточно однородное электрическое поле. Поверхность электродов была отполирована до зеркального блеска и непосредственно перед измерениями тренировалась несколькими сотнями импульсов высокого напряжения, прикладываемых к газовому зазору. Скорость нарастания напряжения на разрядном промежутке в эксперименте была $5.3 \cdot 10^{14}$ В/с. На Рис. 1 приведены измеренные методом рефлектометрии осциллограммы напряжения на разрядном промежутке отраженные от него в режимах отсутствия пробоя (режим холостого хода) $U_{xx}(t)$ и в случае пробоя $U(t)$. Измерения проводились с помощью емкостного делителя напряжения, встроенного в коаксиальный тракт между генератором импульсов высокого напряжения и разрядным промежутком.

Полученные экспериментальные данные были проанализированы с помощью лавинно-стримерной модели [3, 4]. Следует отметить, что согласно [4] в электрических полях с напряженностью $E > 300$ кВ/см инициирующие разряд электроны, как правило, появляются на катоде вследствие автоэмиссии с микровыступов на его поверхности. В наших экспериментальных условиях именно автоэмиссия является наиболее вероятным механизмом инициирования разряда. Очевидно, что момент эмиссии первого электрона сильно зависит от размеров и формы микровыступа. Время, прошедшее с начала подачи высокого напряжения на разрядный промежуток, до момента появления первого автоэмиссионного электрона принято называть статистическим временем запаздывания t_s [4]. Далее, согласно лавинно-стримерной модели предполагается развитие из инициирующего электрона электронной лавины (ЭЛ), которая, набирая критическое число носителей N_{cr} , переходит в стример (направленную к аноду волну ионизации). Достигнув анода, стример формирует слабо проводящий канал в промежутке. Далее проводимость канала быстро растет до тех пор, пока его сопротивление не станет сравнимым с сопротивлением внешней цепи. Обычно за время формирования разряда t_f принимается интервал времени между моментом появления первого инициирующего электрона до момента времени, когда за счет роста проводимости разрядного промежутка вследствие развития ионизационных явлений напряжение на промежутке упадет на 10% (на осциллограмме $U(t)$ это примерно соответствует моменту времени, когда напряжение достигнет своего амплитудного значения). Общее время запаздывания пробоя t_d будет равняться сумме t_s и t_f [4]. Таким образом, согласно лавинно-стримерной модели, время набора лавиной критического числа электронов (или время t_{cr} достижения лавиной критического размера x_{cr} должно быть меньше времени формирования пробоя t_f . Нас интересовало сравнение t_{cr} и t_f . Ясно, что если $t_{cr} \geq t_f$, то лавинная модель в этих условиях не позволяет описать t_f .

Предположим, что первый свободный электрон в разрядном промежутке появился в момент времени t_1 (см. Рис. 1) за счет автоэмиссии с вершины микроострия на катоде в форме конуса высотой $h = 3$ мкм и основанием $h/2$. Для избежания сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01 h$. Согласно классических представлений этот электрон даст старт развитию ЭЛ в случае если в момент его эмиссии величина напряженности электрического поля в промежутке $E_{нач}$ будет меньше чем требуемая для перехода электрона в режим убегания по классическому критерию убегания критическая напряженность электрического поля E_{cr} . Если $E_{нач}$ будет больше E_{cr} , тогда автоэмиссионный электрон должен сразу перейти в режим убегания. Момент времени t_1 можно найти из следующего критерия:

$$\int_0^{t_1} \oint_{S_{MP}} j_{FN}(E_m(t) K(r, z)) dS dt = e, \quad (1)$$

где: j_{FN} – плотность тока Фаулера-Нордгейма; $E_m(t)$ – напряженность поля в окрестности катода, определяемая конфигурацией электродной системы и осциллограммой напряжения (в случае плоских электродов $E_m(t) = U(t)/d$); $K(r, z)$ – коэффициент усиления электрического поля определяемый геометрией микроострия на катоде (пример расчета $K(r, z)$ приведен нами в [5]); S_{MP} – площадь поверхности полусферы на вершине микроострия; e – заряд электрона.

Оценки показали, что эмиссия первого электрона из вершины микровыступа произойдет тогда, когда величина напряженности электрического поля в промежутке достигнет значения $E_{нач}=680$ кВ/см (см. Рис. 1). Приведенная напряженность электрического поля в момент эмиссии первого электрона будет $E_{нач}/p = 895$ В/(см Торр), где p – давление газа, что значительно превышает порог убегания, который для азота согласно критерию убегания [4] равняется 590 В/(см Торр). То есть, согласно критерию убегания, автоэмиссионный электрон автоматически должен стать убегающим.

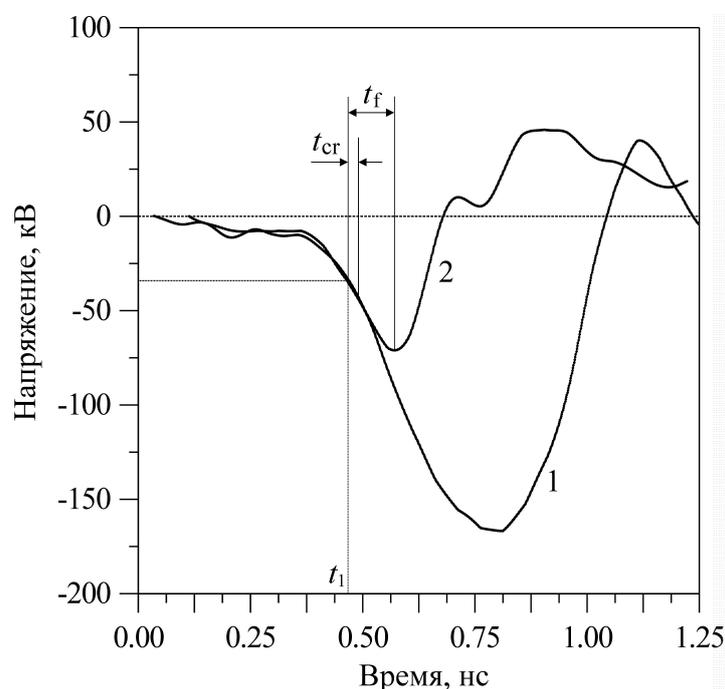


Рис. 1. Измеренные методом рефлектометрии осциллограммы напряжения на разрядном газовом промежутке (длина промежутка $d = 0.5$ мм; рабочий газ – азот атмосферного давления; однородное распределение электрического поля в разрядном промежутке). Кривая 1 – напряжение на разрядном газовом промежутке в режиме холостого хода $U_{xx}(t)$. Кривая 2 – напряжение на разрядном газовом промежутке на предпробойной стадии и стадии пробоя $U(t)$. t_1 – момент эмиссии первого электрона. Осциллограммы измерены с помощью осциллографа Tektronix TDS 6604 (полоса пропускания 6 ГГц, время установления переходной характеристики 70 пс).

Время достижения лавиной критического числа носителей N_{cr} при нарастающем напряжении будем определять из уравнения [4]:

$$\int_0^t \alpha(E(t))v_e(E(t))dt = \ln N_{cr} = 18 \quad (2)$$

где: v_e – дрейфовая скорость электронов, α – коэффициент ударной ионизации. В оценках в случае азота будем использовать часто применяемые аппроксимации для коэффициента ударной ионизации α и дрейфовой скорости v_e [3, 4, 6]:

$$\frac{\alpha}{p} = 8.8 \exp\left(-\frac{275}{E/p}\right), \quad (3)$$

$$v_e = 3 \cdot 10^5 \frac{E}{p}, \quad (4)$$

где размерности используемых величин следующие: E/p [В/см·Торр], α [1/см], v_e [см/с]. Оценки показали, что t_{cr} равняется 27 пс. Измеренное по осциллограмме $U(t)$ (см. Рис. 1) время формирования разряда t_f равняется 111 пс. То есть в наших условиях остается 84 пс на развитие стримера. Можно сказать, что лавинно-стримерная модель хорошо описывает время запаздывания разряда. И это несмотря на то, что разряд, согласно классическому критерию убегания [4] в наших условиях должен развиваться при участии убегающих электронов (УЭ).

Отметим, что похожий анализ мы проводили не только для конкретного микроострия с четко определенной геометрией, но и для участка поверхности катода с площадью автоэлектронной эмиссии равной 0.1 см^2 . По данным работы [4] типичные эффективные коэффициенты усиления поверхности катода β , в случае хорошо отполированных и тренированных импульсами высокого напряжения катодов, как правило, не превышают сотни. Мы при анализе меняли β в пределах от 20 до 40. В результате были также определены напряженности электрического поля $E_{нач}$, при которых появлялись иницирующие электроны для разных эффективных коэффициентов усиления поверхности β : $E_{нач} = 4.2 \cdot 10^5$ В/см (при $\beta = 40$); $E_{нач} = 5.6 \cdot 10^5$ В/см (при $\beta = 30$) и $E_{нач} = 8.4 \cdot 10^5$ В/см (при $\beta = 20$). Видно, что даже в условиях когда $\beta = 40$ приведенная напряженность электрического поля будет $E_{нач}/p = 553$ В/(см Торр), что очень близко к $E_{кр}/p$ для азота. В условиях когда $\beta = 30$ и $\beta = 20$ приведенная напряженность электрического поля в момент эмиссии первого электрона будет $E_{нач}/p = 737$ В/(см Торр) и $E_{нач}/p = 1105$ В/(см Торр), соответственно, что также значительно превышает порог убегания. Следует отметить, что при увеличении t_s одновременно уменьшается t_{cr} , поскольку лавина развивается в более сильном электрическом поле на нарастающем фронте импульса напряжения. И суммарное значение $t_s + t_{cr}$ остается примерно одинаковым и меньше t_d . То есть параметры выбранного для анализа микроострия не оказывают определяющего влияния на результат: лавинно-стримерная модель позволяет описать измеренное в эксперименте время запаздывания пробоя t_d .

Отметим, что УЭ были нами зарегистрированы при атмосферном давлении с аналогичным по форме катодом в работе [7]. Единственным объяснением того, что лавинно-стримерная модель позволяет описать измеренное t_d в разряде развивающимся при участии УЭ, является то, что лишь малое число электронов может перейти в режим убегания. В работе [8] было аналитически показано, что в рассматриваемых нами условиях за время запаздывания пробоя t_d успевает произойти эмиссия лишь нескольких электронов с микроострия. То есть нарастание проводимости разрядного промежутка происходит в основном за счет доминирующих при атмосферном давлении ионизационных явлений, а не за счет эмиссии большого числа электронов с катода. В следующем разделе мы в рамках 3D моделирования рассмотрим процесс перехода автоэмиссионных электронов и электронов из развивающейся вблизи микроострия ЭЛ в режим убегания и оценим количество УЭ в формирующейся в рассмотренных выше условиях плазме разряда.

3. Моделирование ионизационных явлений на предпробойной стадии разряда

Проведено моделирование развития электронной лавины инициированной электроном, который первым эмитировал из микроострия на катоде в форме конуса высотой $h = 3$ мкм. То есть в момент времени, когда напряженность среднего электрического поля в разрядном

промежутке достигла значения $E_{нач} = 680$ кВ/см. Далее при моделировании мы не учитывали тот факт, что напряжение на разрядном промежутке продолжает нарастать во времени, поскольку процесс развития ЭЛ занимает достаточно короткое время. То есть исследовали развитие ЭЛ в среднем однородном поле разрядного промежутка с напряженностью $E_m = E_{нач} = 680$ кВ/см. Еще раз подчеркнем, что $E_{нач}$ много больше, чем требуемая для перехода электронов в азоте при атмосферном давлении в режим непрерывного ускорения по классическому критерию убегания критическая напряженность электрического поля E_{cr} . В расчете учитывалось усиление электрического поля в окрестностях микроострия, определяемое геометрией микроострия. Численный расчет проводился с помощью модели подробно описанной нами в [9]. В результате получены пространственные распределения электронов в лавине на разных этапах ее развития и функции распределения электронов по энергиям при различном числе электронов в лавине. Распределения электронов в лавине построены по принципу наличия (черный цвет) или отсутствия (белый цвет) электронов в ячейке пространства (см. Рис. 2). Показано, что к моменту времени, когда число электронов в лавине N_e окажется в диапазоне 10^3 – 10^4 штук, максимальная энергия электронов начинает превышать 1 кэВ, что можно интерпретировать как начало перехода отдельных электронов из лавины в режим убегания. На Рис. 2б это заметно как начало выхода отдельных быстрых электронов из лавины медленных. На Рис. 2в и 2г процесс ухода электронов в режим убегания виден более наглядно: в виде треков, выходящих из лавины. Эти треки соответствуют медленным электронам, которые появились в результате ионизации газовой среды при движении убегающих электронов. Сами убегающие электроны находятся в конце треков. Рис. 2а–г иллюстрируют тот факт, что доля убегающих электронов в лавине очень мала. Моделирование показало, что средняя энергия электронов в лавине не меняется, начиная с $N_e = 10^3$. При числе электронов $N_e > 10^5$ форма функции распределения практически не меняется, а доля убегающих электронов составляет величину $\sim 10^{-5}$ от общего числа электронов. Таким образом, несмотря на то, что E_m существенно превышает E_{cr} , плазма газового разряда все равно в основном состоит из медленных электронов.

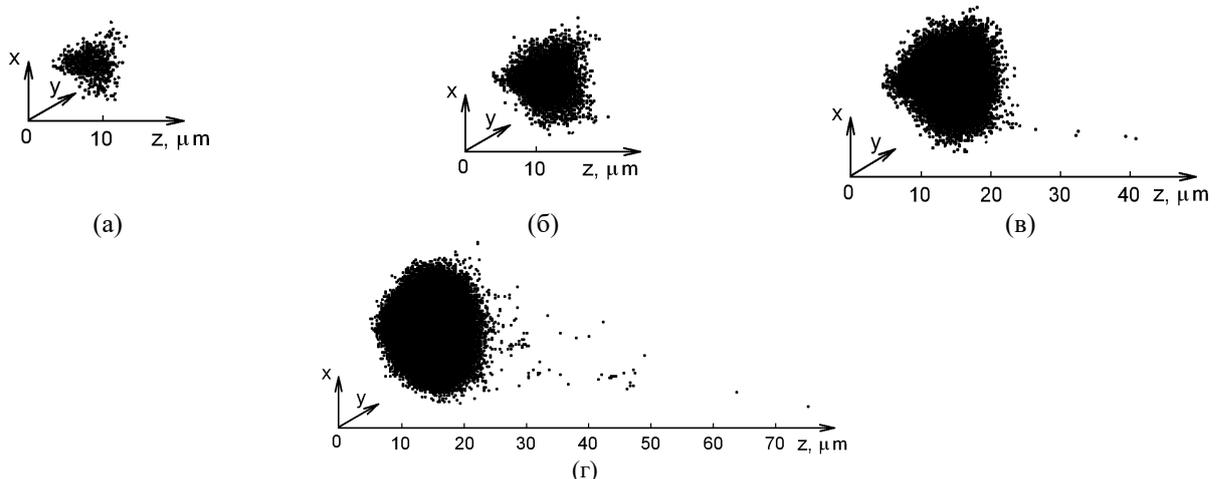


Рис.2. Динамика развития электронной лавины. (а) $N_e = 10^3$, $t = 7.0 \cdot 10^{-12}$ с; (б) $N_e = 10^4$, $t = 1.1 \cdot 10^{-11}$ с; (в) $N_e = 10^5$, $t = 1.5 \cdot 10^{-11}$ с; (г) $N_e = 10^6$, $t = 1.9 \cdot 10^{-11}$ с; t – момент времени.

4. Заключение

Проведены экспериментальные исследования динамики развития самостоятельного субнаносекундного разряда, развивающегося в однородном поле в азоте атмосферного давления при участии убегающих электронов. Показано, что, несмотря на то, что разряд развивается при участии убегающих электронов, лавинно-стримерная модель позволяет

описать измеренное в эксперименте время запаздывания пробоя t_d . Проведенный 3D анализ развития ЭЛ инициированной электроном, эмитированным из микроострия на катоде, показал, что, несмотря на то, что ЭЛ развивается в электрическом поле, значительно превышающем по величине порог убегания согласно классическому критерию убегания, общая доля убегающих электронов в формирующейся в разрядном промежутке на начальном этапе развития разряда плазме составляет величину $\sim 10^{-5}$ от общего числа электронов. Таким образом, несмотря на то, что E_m существенно превышает E_{cr} , плазма газового разряда все равно в основном состоит из медленных электронов.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

5. Список литературы

- [1] Г.А. Месяц, *Импульсная энергетика и электроника*. М.: Наука, 2004.
- [2] S.N. Ivanov, Investigation of the switching characteristics of high-pressure subnanosecond gas dischargers with the purpose of a sharp increasing of the breakdown voltages and the switching speed, *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. **31**, 055001, 2022, doi: 10.1088/1361-6595/ac6693
- [3] Г. Петер, *Электронные лавины и пробой в газах (пер. с нем. под ред. В. С. Комелькова)*. М.: Мир, 1968.
- [4] Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*. М.: Наука, 1991.
- [5] С.Н. Иванов, В. В. Лисенков, Генерация убегающих электронов вблизи микронеоднородностей на поверхности катода в субнаносекундных самостоятельных разрядах в широком диапазоне высоких давлений, *Физика плазмы*, том **49**, 1222, 2023, doi: 10.31857/S0367292123600796
- [6] В.Л. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток*. М.: Наука, 1971.
- [7] S.N. Ivanov, The transition of electrons to continuous acceleration mode at subnanosecond pulsed electric breakdown in high-pressure gases, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. **46**, 285201, 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/28/285201
- [8] N.M. Zubarev and S.N. Ivanov, Mechanism of runaway electron generation at gas pressures from a few atmospheres to several tens of atmospheres, *Plasma Physics Reports*, vol. **44**, 445, 2018, doi: 10.1134/S1063780X18040104
- [9] S.N. Ivanov, V.V. Lisenkov, Y.I. Mamontov, Streak investigations of the dynamics of subnanosecond discharge developing in nitrogen at a pressure of 6 atmospheres with the participation of runaway electrons, *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. **30**, 075021, 2021, doi: 10.1088/1361-6595/abf31f