

К 90-ЛЕТИЮ ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН (ФИАН)

ОБОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Условия генерации убегающих электронов в воздушном зазоре с неоднородным электрическим полем: теория и эксперимент

Н.М. Зубарев, Г.А. Месяц, М.И. Яландин

Сравниваются условия генерации убегающих электронов (УЭ) в коаксиальном воздушном магнитоизолированном диоде с графитовыми катодами различных геометрий: игольчатым и коническим с тейлоровским полууглом раствора $49,3^\circ$. Аксиальное магнитное поле позволяет сфокусировать пучок УЭ на коллекторе датчика тока и тем самым повысить чувствительность используемой методики регистрации. Установлено, что пороговое для генерации УЭ напряжение для конуса Тейлора ниже, чем для иглы (т.е. конуса с малым углом раствора). Это свидетельствует о его немонотонной угловой зависимости с минимумом, приходящимся на угол, не превышающий тейлоровский. Согласно нашим оценкам, при угле Тейлора качественно меняется динамика свободных электронов. При больших углах они ускоряются во всём промежутке; при меньших — ускоряются вблизи катода и затем тормозятся на периферии.

Ключевые слова: убегающие электроны, воздушный диод, неоднородное электрическое поле, ведущее магнитное поле, импульсный пробой, конический катод, угол Тейлора

PACS numbers: 51.50. + v, 52.80. – s, 79.70. + q

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039608>

Содержание

1. Введение (853).
 2. Предварительный анализ и задачи экспериментов (854).
 3. Техника и методика экспериментов (856).
 4. Результаты экспериментов и их обсуждение (858).
 5. Моделирование динамики убегающих электронов (860).
 6. Заключение (862).
- Список литературы (863).

1. Введение

Эффект убегающих электронов [1–8] — их непрерывного ускорения в газовой либо плазменной среде в достаточно сильном внешнем электрическом поле — может быть использован для генерации пикосекундных [9–13] пучков быстрых, с энергией в десятки–сотни кэВ, электронов [14–22]. В однородном электрическом поле массовый переход электронов в режим убегающего происходит, если его напряжённость E превышает некоторое пороговое

значение E_c , которое зависит от типа газа и его плотности [3, 8, 23–25]. В воздухе атмосферного давления согласно [23, 26] $E_c \approx 270$ кВ см $^{-1}$ (в [24, 27] указывается значение 450 кВ см $^{-1}$; см. также результаты численного моделирования [28–31]). Наличие порога обусловлено тем, что сила торможения (трения) F , действующая на электрон в среде, ограничена сверху. Она достигает некоторого максимума F_{\max} при кинетической энергии электрона (ε) порядка 100 эВ. Для воздуха максимум приходится на энергию $\varepsilon_c \approx 110$ эВ [24, 32] (в [23, 26] приводится более высокое значение в 150 эВ). Если действующая на электрон электрическая сила eE (здесь e — элементарный заряд) превысит F_{\max} , то он начнёт непрерывно ускоряться (т.е. убежать) вне зависимости от его начальной энергии. В частности, убегают низкоэнергетические тепловые электроны, вследствие чего такой режим убегающего зачастую называют "холодным" [25]. Соответственно условием убегающего изначально тепловых электронов является $E > E_c = F_{\max}/e$.

В лабораторных экспериментах с убегающими электронами (УЭ) зачастую используют неоднородные распределения полей [12, 14, 33–38]. Применение острых (игольчатых, лезвийных, конических, трубчатых кромочных и пр.) катодов обеспечивает значительное локальное усиление поля в прикатодной области и облегчает переход свободных электронов в режим убегающего: в неоднородном поле оно происходит при значительно более низких напряжениях, чем в однородном. В недавних теоретических работах [39–43] указывалось на то, что для распределений поля с различной степенью неоднородности переход электронов в режим убегающего может

Н.М. Зубарев^(1,2,a), Г.А. Месяц^(1,b), М.И. Яландин^(1,2,c)⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация⁽²⁾ Институт электрофизики УрО РАН, ул. Амурдсена 106, 620016 Екатеринбург, Российская Федерация
E-mail: ^(a) nick@iep.uran.ru, ^(b) mesyats@sci.lebedev.ru,
^(c) yalandin@iep.uran.ruСтатья поступила 9 октября 2023 г.,
после доработки 15 ноября 2023 г.

определяться различными критериями; превышение напряжённостью поля вблизи катода величины E_c оказывается лишь необходимым, но не достаточным условием генерации УЭ в быстро спадающем с удалением от катода поле. Понимание условий генерации УЭ принципиально важно при разработке основанных на их использовании источников быстрых электронов. Так, например, для генерации дискового сгустка электронов требуется обеспечить с пикосекундной точностью синхронность эмиссии потоков УЭ с множества концентрических кромочных катодов [20]. Это обуславливает необходимость детального экспериментального и теоретического изучения условий и особенностей генерации УЭ при использовании электродных систем различной конфигурации. Именно данной тематике посвящён настоящий обзор.

В статье [36] целенаправленно исследовались условия убегания электронов в газовом диоде с неоднородным распределением поля, обусловленным использованием трубчатого кромочного катода. Применялись катоды из нержавеющей стали с различным радиусом скругления кромки. Было установлено, что для сильно заострённой кромки порог убегания определяется не значением поля вблизи катода, а нелокальным условием превышения приложенной к зазору разностью потенциалов некоторого значения, зависящего от межэлектродного расстояния и параметров газа (необходимо отметить, что условие из [36] не имеет отношения к также носящему нелокальный характер условию отсутствия таунсендовского размножения электронов, который авторы [44–46] предлагали использовать в качестве критерия убегания). Тем не менее используемая в [36] экспериментальная методика имела ряд недостатков и может быть усовершенствована.

Во-первых, представляется целесообразным перейти к использованию графитовых катодов, обладающих в силу значительной неоднородности поверхности намного большей эмиссионной способностью по сравнению со стальными. Сравнительно низкая и заметно меняющаяся в длинной серии экспериментов за счёт сглаживания неоднородностей (т.е. кондиционирования поверхности) эмиссионная способность поверхности стали может быть фактором, оказывающим влияние на условия генерации УЭ [47, 48] за счёт задержки момента эмиссии первичных (автоэмиссионных) свободных электронов. Использование графитового катода исключает этот фактор и позволяет сконцентрироваться на процессах в газе и формирующейся плазме.

Во-вторых, в последнее время были разработаны системы, использующие управление потоками УЭ посредством сильного магнитного поля в 1–5 Тл [14, 20, 49, 50]. Без магнитного поля УЭ распространяются в основном вдоль силовых линий электрического поля. Существенная расходимость силовых линий при использовании острых катодов приводит к тому, что поток УЭ расширяется в значительный телесный угол порядка π . Как следствие, плотность потока УЭ радикально падает с удалением от катода. При этом размер коллектора датчика тока, регистрирующего УЭ, ограничен миллиметровым масштабом, что обусловлено необходимостью пикосекундного временного разрешения [51]. В такой ситуации на датчик попадает лишь незначительная доля общего потока УЭ, что снижает чувствительность методики регистрации УЭ и, как следствие, точность определения порога их генерации. При использовании

конических и игольчатых катодов и приложении ведущего аксиального магнитного поля, сдерживающего расширение потока УЭ, появляется возможность доставки всего пучка УЭ до коллектора миллиметрового размера [14], что снимает описанную проблему.

План настоящей работы следующий. В разделе 2 проводится предварительный анализ динамики свободных электронов в газе в электрическом поле различной степени неоднородности, вариация которой обеспечивается изменением угла раствора конического катода. На основании анализа выделяются наиболее интересные для экспериментального исследования условия генерации УЭ конфигурации электродов. Эти исследования требуют изменения прикатодной напряжённости поля в широком диапазоне, что может быть обеспечено подачей высоковольтных субнаносекундных импульсов регулируемой амплитуды. В разделе 3 даётся описание техники формирования таких импульсов, методики определения их характеристик на катоде удалённым датчиком; представлен магнитоизолированный коаксиальный диод с воздухом атмосферного давления и сменными (коническим или игольчатыми) графитовыми катодами. В разделе 4 приводятся результаты экспериментов; сравниваются условия убегания для газовых зазоров различной длины при использовании катодов трёх конфигураций: иглы со скруглённой либо заострённой вершиной (лучаи сильнонеоднородного поля) и конуса с полууглом раствора $49,3^\circ$ (случай со сравнительно слабо неоднородным полем). В разделе 5 проводятся расчёты динамики электронов в зазорах реальной конфигурации. Вычисленные значения пороговых напряжений сравниваются с экспериментальными данными. Раздел 6 содержит наши выводы, касающиеся особенностей убегания электронов при разной степени неоднородности поля, основанные на сравнении теории и экспериментов.

2. Предварительный анализ и задачи экспериментов

Для понимания ставящихся в экспериментах задач и выбора используемых в них конфигураций катода необходимо сделать несколько предварительных оценок.

Рассмотрим катод в виде идеального (с нулевым радиусом кривизны острия) конуса с полууглом раствора α . Поскольку УЭ генерируются на начальной стадии развития пробоя, а их количество при пороговых для убегания условиях минимально, можно считать, что они пересекают промежуток тогда, когда распределение электрического поля ещё не искажено объёмным электрическим зарядом (подобное искажение может являться причиной появления "аномальных" УЭ, энергия которых превышает энергию, соответствующую приложенному к промежуток напряжению [7, 52]). В отсутствие объёмного заряда потенциал электрического поля φ удовлетворяет уравнению Лапласа с условием эквипотенциальности поверхности катода. Без потери общности потенциал катода можно принять равным нулю; тогда потенциал анода будет положительным. В сферических координатах обладающее осевой симметрией распределение потенциала поля даётся выражением

$$\varphi = U \left(\frac{r}{D} \right)^\gamma P_\gamma(\cos \theta). \quad (1)$$

Здесь U — приложенная к промежутку разность потенциалов, r — расстояние от вершины конуса, θ — полярный угол, отсчитываемый от оси симметрии (оси z декартовой системы координат), D — межэлектродное расстояние, γ — показатель, характеризующий степень неоднородности поля, P_γ — функция Лежандра порядка γ . Показатель γ связан с углом α уравнением

$$P_\gamma(-\cos \alpha) = 0, \quad (2)$$

которое возникает из (1) как следствие требования эквипотенциальности поверхности конуса, $\phi|_{\theta=\pi-\alpha} = 0$. Согласно (2) при увеличении α от нуля (бесконечно тонкая игла) до $\pi/2$ (плоскость) показатель γ монотонно растёт, пробегая значения от нуля до единицы, $0 \leq \gamma \leq 1$. Таким образом, выбирая угол раствора конуса, мы регулируем в широком диапазоне степень неоднородности распределения поля.

Очевидно, что направление z (т.е. $\theta = 0$) является наиболее выгодным для убегания электронов. Поэтому ограничимся рассмотрением распространения электронов вдоль оси z . Как следует из (1), потенциал электрического поля удовлетворяет степенному закону $\phi \propto z^\gamma$ и, следовательно, абсолютное значение напряжённости поля E спадает с расстоянием z от катодного острия как $E \propto z^{\gamma-1}$. При $z \rightarrow 0$ напряжённость поля формально обращается в бесконечность (исключение составляет тривиальный случай однородного поля $\gamma = 1$), т.е. заведомо превышает порог убегания E_c . Стартующий с острия электрон тогда начинает убегать в прикатодной области. Однако возникает вопрос, будет ли он продолжать ускоряться в области больших z , где напряжённость поля становится низкой, или потеряет энергию и станет тепловым.

Начнём с предположения, что на периферии справедливо неравенство $eE \gg F$, т.е. электрическая сила доминирует над силой трения и, как следствие, электрон непрерывно ускоряется. В таком случае кинетическую энергию электрона можно оценить по пройденной им разности потенциалов: $\varepsilon \approx e\phi \propto z^\gamma$. Для силы трения согласно формуле Бете [53] получим на периферии в основном порядке (без учёта слабых логарифмических поправок): $F \propto \varepsilon^{-1} \propto z^{-\gamma}$. Сравним её с электрической силой $eE \propto z^{\gamma-1}$. Сразу видно, что при $z \rightarrow \infty$ использованное нами условие $eE \gg F$ справедливо, только если $\gamma > 1/2$, т.е. показатель находится в диапазоне $1/2 < \gamma \leq 1$. При $0 \leq \gamma < 1/2$ исходное предположение о доминировании ускоряющей силы eE над тормозящей силой F для больших z нарушается. При таких значениях γ электрон не будет непрерывно ускоряться. Его поведение оказывается более сложным: сначала, в области малых z , он будет ускоряться, а затем, удалившись от катода на достаточно большое расстояние, начнёт тормозиться. В отсутствие ограничений на z он неизбежно станет тепловым, с энергией меньшей ε_c .

Итак, наш априорный анализ динамики свободных электронов в газе в условиях неоднородного поля показал, что она должна радикально отличаться при $0 \leq \gamma < 1/2$ и при $1/2 < \gamma \leq 1$, т.е., как удобно принять, в случаях сильно- и слабо-неоднородных полей (см. также [54]). Граничный случай $\gamma = 1/2$, т.е. когда поле спадает с удалением от острия по корневому закону $E \propto 1/\sqrt{r}$, согласно (2) соответствует конусу с полууглом раствора $49,3^\circ$. Такой угол называют в литературе углом Тейлора;

он возникает при рассмотрении статических [55, 56] и динамических [57, 58] конических образований на поверхности проводящей жидкости во внешнем электрическом поле. Характерный скейлинг $E \propto 1/\sqrt{r}$ в этих задачах обеспечивается балансом электростатических и капиллярных сил на поверхности жидкого конуса. Мы будем иногда для краткости называть катод в форме конуса с $\alpha = 49,3^\circ$ конусом Тейлора, не подразумевая при этом какой-либо специфики, связанной с использованием электродов из проводящей жидкости.

Обсудим теперь, в чём различие между случаями $0 \leq \gamma < 1/2$ и $1/2 < \gamma \leq 1$ (конические катоды со сравнительно малыми $\alpha < 49,3^\circ$ и, соответственно, большими $\alpha > 49,3^\circ$ полууглами раствора) с точки зрения протекания ионизационных процессов в газовом зазоре. Поведение свободного электрона в случае слабонеоднородного поля в целом аналогично его поведению в однородном поле. Если тепловой электрон перешёл в режим убегания, то он будет непрерывно ускоряться во всём межэлектродном промежутке. Поскольку сечение ударной ионизации молекул газа падает с ростом кинетической энергии электрона в области $\varepsilon > \varepsilon_c$ примерно как $1/\varepsilon$ [24], электрон в основном ионизует газ в узкой прикатодной области. В основной части промежутка, где электрон набирает энергию в десятки кэВ, т.е. на порядки большую величины ~ 110 эВ, соответствующей максимуму сечения ионизации (для азота он приходится примерно на ту же энергию, что и максимум силы трения [32]), ионизационные процессы с участием УЭ протекают намного медленнее и не будут оказывать влияния на условия их генерации.

Совершенно иная ситуация возникает в сильнонеоднородном поле. Электроны переходят в режим убегания в закритическом поле в прикатодной области. Однако, попадая в слабое поле на периферии, они, как уже говорилось, начинают тормозиться. Если бы их движение не было ограничено анодом, они превратились бы в тепловые на некотором расстоянии L от катода, которое зависит от приложенного к промежутку напряжения примерно как $L \propto U^2/\rho$ (такая зависимость следует из формулы Шонланда [59] для глубины проникновения потока электронов, ускоренных напряжением U , в вещество — в нашем случае в газ — с плотностью ρ). Поскольку напряжение на промежутке в наших экспериментах нарастает не мгновенно, а с переменной крутизной фронта, достигающей в максимуме $(4-7) \times 10^{14}$ В с⁻¹, то расстояние L будет нарастать со временем. В начале импульса будет $L < D$, т.е. электроны станут тепловыми внутри промежутка. Будем для краткости называть такой режим движения электрона "незавершённым" убеганием (сходный режим движения свободных электронов в неоднородном поле вблизи головки лавины рассматривался в работе [60]). С ростом U до достаточно высоких значений станет $L > D$, т.е. электроны, несмотря на торможение, достигнут анода и при этом будут зарегистрированы в эксперименте как убегающие.

Важно, что в режиме "незавершённого" убегания радикально увеличивается скорость ионизационных процессов в основной части промежутка: при снижении энергии тормозящимися электронами до значений, сопоставимых с ε_c , резко увеличивается сечение ионизации молекул газа. Появление значительного числа вторичных электронов и их последующее лавинное размножение на фронте импульса напряжения длительностью в

сотни пикосекунд приведёт к формированию достаточно обширной области объёмного электрического заряда, которая неизбежно будет влиять на условия последующей генерации УЭ.

Таким образом, при использовании конических катодов с достаточно большими углами $49,3^\circ < \alpha < 90^\circ$ следует ожидать, что ионизационные процессы в основной части газового промежутка не будут заметно влиять на условия генерации УЭ. Напротив, для более острых катодов с $0^\circ \leq \alpha < 49,3^\circ$ можно ожидать, что в прикатодной части промежутка сформируется достаточно плотная плазма, которая будет экранировать поле вблизи катода и, как следствие, приводить к задержке генерации УЭ (обратим внимание на принципиальное отличие роли экранировки поля от описанной в [12, 61–63], где экранировка обуславливала прерывание потока УЭ). В итоге УЭ будут генерироваться при больших напряжениях, чем это произошло бы в лапласовском (имеется в виду не учитывающем влияния объёмного электрического заряда) поле.

Проведённый анализ обуславливает наш выбор используемых в экспериментах конфигураций катодов. Ряд экспериментов будет проводиться с коническим катодом с полууглом раствора $49,3^\circ$ (конус Тейлора). Такой угол соответствует наиболее интересному, выделенному случаю $\gamma = 1/2$, являющемуся граничным для слабо- и сильнонеоднородных распределений поля в промежутке. Начиная с этого угла можно считать, что объёмный заряд не будет существенно влиять на условия генерации УЭ. Поэтому можно провести в определённом смысле "чистый" эксперимент, исключив фактор объёмного заряда. Из общих соображений понятно, что усиление степени неоднородности поля упрощает переход электронов в режим убегания и приводит к снижению порогового напряжения. Как следствие, из области углов от $49,3^\circ$ до 90° , соответствующих слабонеоднородному полю, целесообразно использовать наиболее острый, тейлоровский угол. Полученные для такого катода экспериментальные данные можно будет рассматривать как эталонные.

Другая конфигурация катода, целесообразность использования которой следует из нашего анализа, — это игла, т.е. фактически конус с минимально возможным углом раствора. При применении игольчатого катода влияние объёмного заряда на условия убегания электронов будет наиболее выраженным. Сравнение такого случая с "эталонным" — со случаем конуса Тейлора — позволит вычлени фактор влияния объёмного заряда на условия генерации УЭ. Для лапласовского поля заострение катода привело бы к снижению порога убегания электрона. Влияние объёмного заряда обуславливает противоположную тенденцию — увеличение порогового напряжения с заострением катода. Понятно, что практически реализовать ситуацию с $\gamma \rightarrow 0$ невозможно. Реализованный в экспериментах случай (детали см. в разделах 3 и 5) допускает степенную аппроксимацию для распределения поля с $\gamma \approx 0,21$, что согласно (2) можно интерпретировать как достаточно тонкий конус с полууглом раствора $\alpha \approx 11^\circ$.

Ранее было теоретически показано [43], что при пороговом значении $R_c \approx 500$ мкм радиуса R вершины игольчатого катода происходит радикальное изменение характера зависимости порогового напряжения U_c эмиссии убегających электронов от R (бралось $D = 10$ мм; газ —

воздух атмосферного давления). Изменение обусловлено сменой критерия убегания. Носящее локальный характер условие превышения полем у катода критического значения E_c определяет порог генерации УЭ только для достаточно тупых игл с $R > R_c$ (слабонеоднородное распределение поля). При $R < R_c$ (сильнонеоднородное распределение поля) условие убегания принимает нелокальный характер — важна динамика электронов во всём промежутке, в том числе на периферии, в области слабого поля. При пороговых для наблюдения УЭ на аноде напряжениях (U_c) электрическое поле вблизи острия с $R < R_c$ может значительно превышать критическое (E_c), типичное для начальных тепловых электронов в промежутке с однородным полем. Описанный результат соответствует лапласовскому полю. Влияние объёмного электрического заряда, как следует из наших оценок, должно привести к увеличению порогового напряжения U_c и, как следствие, к ещё большему превышению напряжённостью поля у острия значения E_c . Исследование этого эффекта также входит в цели наших экспериментов.

3. Техника и методика экспериментов

Для проведения экспериментов по определению порога U_c эмиссии УЭ в газовом диоде с зазорами D , равными 10 и 30 мм, необходимы регулируемые по амплитуде высоковольтные импульсы с длительностью на полувывсоте ($\tau_{1/2}$) не менее $2D/c$. Фактор "2" приближённо учитывает пониженную скорость УЭ по сравнению со скоростью света c . Для большего зазора $D = 30$ мм это даёт $\tau_{1/2} \geq 200$ пс. Для формирования таких импульсов используется установка, схема которой представлена на рис. 1а.

Импульс драйвера РАДАН-303 с двойной формирующей линией (ДФЛ) [64] после коммутации управляемого разрядника S_0 заряжает короткую формирующую ли-

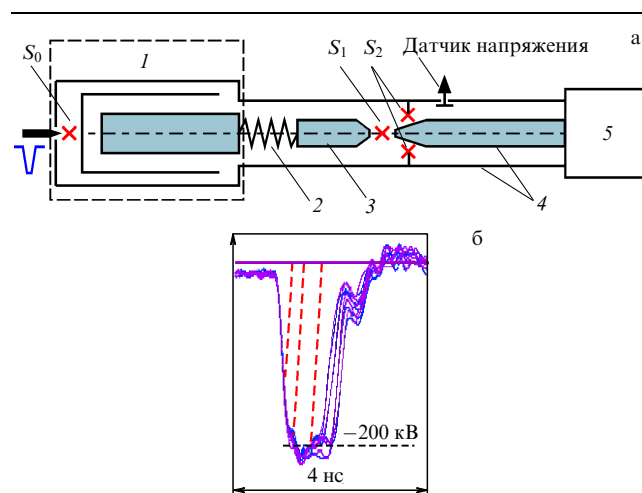


Рис. 1. Схема установки (а) и формируемые импульсы (б) с плавной перестройкой амплитуды и длительности (наклонные штриховые линии) при вариации напряжения пробоя срезающего разрядника. Обозначения: 1 — наносекундный высоковольтный драйвер; 2 — зарядная индуктивность; 3 — формирующая линия; 4 — коаксиальная передающая линия с масляной изоляцией; 5 — нагрузка: коаксиальный газовый диод с магнитной изоляцией; S_0 — управляемый азотный (40 атм) разрядник драйвера; S_1 , S_2 — обостряющий и срезающий азотные (60 атм) разрядники преобразователя импульса соответственно.

нию (ФЛ) преобразователя [65] за время ~ 5 нс. Предварительно ДФЛ заряжается за время ~ 8 мкс трансформатором Тесла. После срабатывания неуправляемого обостряющего искрового разрядника S_1 из ФЛ в передающую линию (ПЛ) с волновым сопротивлением ~ 43 Ом поступает импульс (рис. 16) с длительностью на полувывоте ~ 1 нс и субнаносекундным фронтом. Амплитуда этого импульса (-200 кВ, рис. 16) может быть снижена до десятков киловольт при регулировке момента запуска разрядника драйвера < 8 мкс, а также при уменьшении зазора S_1 . Ниже мы будем говорить об амплитудах отрицательных импульсов напряжения "по модулю". При высокой скорости перенапряжения зазора срезающего разрядника S_2 , в случае его срабатывания при соответствующей настройке зазора, задний фронт (срез) укороченного импульса оказывается более коротким, чем передний фронт. В описываемых ниже экспериментах мы использовали регулировку амплитуды импульса напряжения на нагрузке — газовом диоде (ГД) — именно с помощью вариации зазора S_2 . Как показано наклонными штриховыми линиями на рис. 16, по мере снижения амплитуды импульса уменьшается и его длительность. Выбор регулировки с помощью настройки напряжения пробоя S_2 связан с тем, что разрядник S_1 имеет межэлектродную ёмкость, и поэтому перед основным импульсом в ПЛ поступает предимпульс напряжения с амплитудой порядка 10 кВ. Учитывая задачи наших экспериментов, параметры предимпульса менять нельзя, т.е. зазор S_1 должен быть фиксированным. Действительно, известно [15], что от амплитуды и длительности предимпульса будут существенно зависеть условия иницирования прикатодной плазмы автоэмиссионными электронами с катода и, следовательно, полный ток УЭ. На рисунке 2 представлены типичные осциллограммы, показывающие возможности регулировки амплитуды и длительности импульсов напряжения с помощью срезающего разрядника.

Важной проблемой при выяснении порога эмиссии УЭ является определение величины U_c для импульсов напряжения на катоде ГД. Расположить у катода какой-либо бесконтактный датчик нельзя по причине проблем случайных пробоев. Поэтому для получения информации об U_c мы анализируем импульсы напряжения, отражённые от ГД. Коаксиальный тракт, продолжающий ПЛ внутри ГД, перед катодом меняет волновое сопротивление, т.е. неоднороден. Из-за этого нет возможности использовать методику динамической рефлектометрии [66] для точного определения U_c . Кроме того, подобные измерения осложнены наличием шумов, сопровождающих задний фронт падающего импульса. В таких условиях было проведено численное моделирование (код КАРАТ) доставки импульса (кривая 3 на рис. 2) из ПЛ до катода с последующим отражением. Полученные данные (рис. 3а) показывают, что фронт отражённого импульса искажается незначительно, а его амплитуда снижена относительно амплитуды падающего примерно на 7%. В экспериментах при длительности падающего импульса на полувывоте ~ 200 пс мы наблюдали возврат отражений со снижением амплитуды с типичным фактором 0,8 (рис. 3б). Причиной большего, чем в расчёте, снижения амплитуды отражения являются потери в диэлектрике достаточно длинной ПЛ между датчиком и катодом. Таким образом, имеются основания считать, что на катод поступают импульсы с амплитудой с фак-

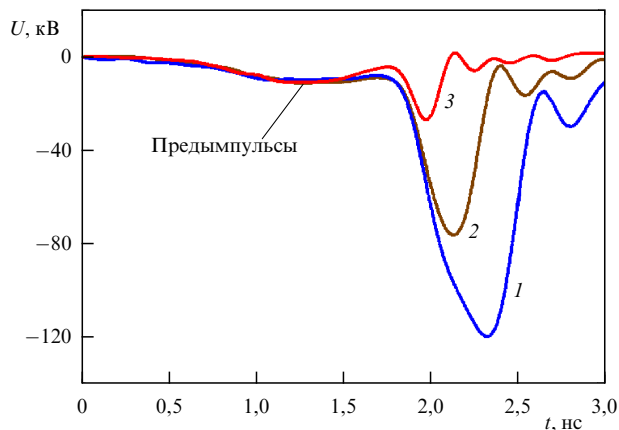


Рис. 2. Вариация с помощью настройки срезающего разрядника амплитуды и длительности импульса напряжения, подаваемого на нагрузку по передающей линии. Последовательность импульсов 1, 2, 3 соответствует уменьшению зазора разрядника S_2 (рис. 1).

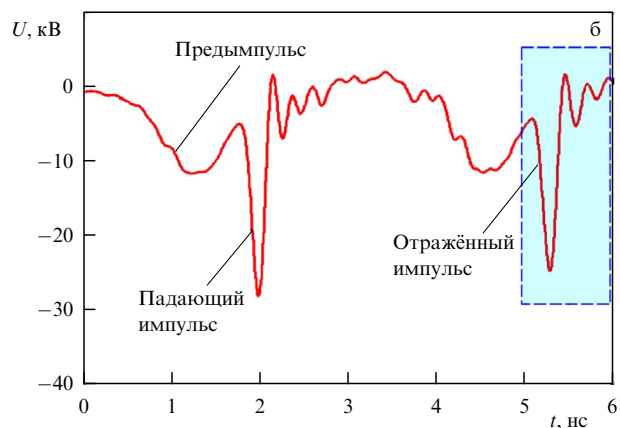
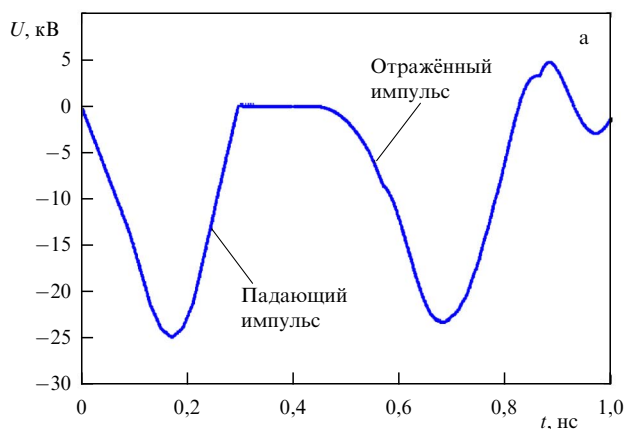


Рис. 3. (а) Численная модель отражения в режиме холостого хода короткого падающего импульса напряжения от катодной системы в виде конуса Тейлора. Предимпульс не представлен. (б) Типичное отражение в эксперименте в режиме эмиссии УЭ.

тором $\sqrt{0,8} \approx 0,9$ по отношению к амплитуде импульса, измеренной датчиком напряжения в области регистрации. Датчик был специально расположен в области ПЛ, удалённой от ГД, чтобы задержать отражение относительно шумов, следующих за задним фронтом падающего импульса.

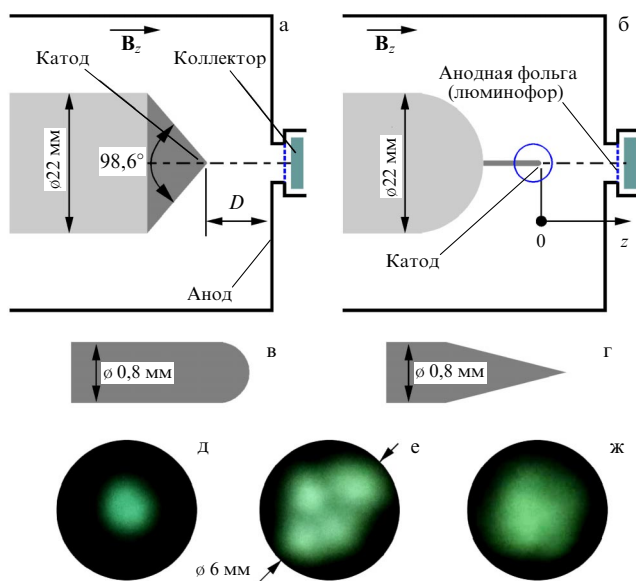


Рис. 4. (а, б) Геометрия ГД с коническим (полуугол раствора $49,3^\circ$) и игольчатым графитовыми катодами соответственно. (в, г) Варианты профилей вершины игольчатых катодов. Индукция продольного магнитного поля $B_z = 2$ Тл — во всех случаях. (д–ж) Свечение люминофора $Gd_2O_2S:Tb$, установленного в плоскости анода ($D = 30$ мм), под воздействием замагниченных потоков УЭ, формируемых вблизи катодных острий (а, в, г) соответственно.

Важная закономерность регистрации пороговых по напряжению режимов эмиссии УЭ состоит в том, что при достаточно малой длительности падающего импульса отражённый импульс практически повторяет его форму (рис. 3б). В частности, отражение не имеет реверса полярности, обычно проявляющегося уже в начале развития пробоя, инициируемого прохождением до анода УЭ со значительным током. Это означает, что регистрируемые пороговые токи УЭ были малыми и вызванная ими волна ионизации не создавала достаточной проводимости, чтобы существенно исказить в ГД распределение электрического поля, задаваемого падающим импульсом напряжения. Последнее даёт основание для расчётов электрических полей в отсутствие эффектов, связанных с возможным наличием пространственного заряда потока электронов в основной части промежутка ГД (как бывает в вакуумных диодах [67]) и плотного ионизационного следа после прохождения УЭ с относительно большим током.

На рисунке 4 представлены конфигурации диодов с воздушным заполнением, использованные в экспериментах. Зазоры D составляли 10 или 30 мм. Коаксиальная питающая ПЛ на газовом участке имела соотношение диаметров 45/22, что соответствовало волновому сопротивлению 43 Ом. Это же волновое сопротивление было в области специально профилированного проходного изолятора и на участке ПЛ с масляной изоляцией, где установлен ёмкостный датчик напряжения. Таким образом, паразитных опережающих сигналов при регистрации отражённого от ГД импульса напряжения не имелось.

Катоды в виде конуса или иглы были изготовлены из графита. Этот материал выбран потому, что он образован из спрессованных микрочастиц. В отличие от вакуумного режима сильноточной взрывной электронной

эмиссии [68], в ГД микроскопическая структура поверхности катода после каждого включения восстанавливается из-за уноса графита. Заметим, что на металлических катодах происходит ещё и оплавление микровыступов, которых изначально много меньше, чем для графита, и они обеспечивают значительно меньший коэффициент усиления поля на эмиссионной поверхности. Как следствие, при прочих равных условиях в случае использования графита генерация УЭ начинается несколько раньше, чем для металлических катодов, и она более стабильна по времени — разбросы фронтов тока УЭ обычно составляют единицы пикосекунд [50].

Для регистрации тока УЭ на аноде использовался коллекторный датчик с конструкцией, аналогичной описанной в работах [12, 51, 69]. Чтобы все ускоренные УЭ фокусировались на коллекторе датчика с диаметром 9 мм, мы, как и в работе [14], применили продольное магнитное поле с индукцией ~ 2 Тл, создаваемое импульсным соленоидом. Фокусировка УЭ демонстрируется на рис. 4д–ж. Здесь показано свечение люминофора, расположенного у анода, наблюдавшееся под воздействием замагниченных потоков УЭ для разных профилей катодов (рис. 4а, в, г соответственно). Амплитуды падающих импульсов напряжения (в диапазоне между импульсами 1 и 2 на рис. 2) и их отражений от катодов заметно превышали значения, достаточные для появления УЭ. Повышенная амплитуда напряжения требовалась потому, что реакция люминофора $Gd_2O_2S:Tb$ на воздействие быстрых электронов зависит от многих факторов (энергия, плотность тока, длительность) [70] и в нашем случае (для фиксации U_c) не калибровалась. Обратим внимание, что наиболее узкий поток УЭ реализуется для конического катода (рис. 4а), в то время как игольчатые катоды (рис. 4в, г) дают уширенный поток. Причиной такого уширения может быть больший масштаб области объёмного заряда вблизи катода вследствие реализации режима "незавершённого" убегания электронов. Также обращает на себя внимание наличие внутренней структуры потока УЭ в случае скруглённой иглы (рис. 4е). Это, по-видимому, связано с наличием нескольких зон эмиссии из-за большей рабочей поверхности катода и меньшего различия электрического поля у оси и на периферии, чем в случае острой иглы (рис. 4ж).

По сигналам тока с коллекторного датчика было установлено отсутствие условий для эмиссии УЭ на наносекундном предимпульсе напряжения с амплитудой ≈ 10 кВ (рис. 3б). УЭ, проявляющиеся в виде всплеска тока, всегда возникали при больших напряжениях и были привязаны к области короткого пика, следующего за предимпульсом.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

На первом этапе экспериментов определялось напряжение эмиссии УЭ (U_c) в диоде с графитовым катодом в виде конуса Тейлора при значениях зазора до анодного сужения 10 и 30 мм. В качестве примера такие измерения представлены на рис. 5 для зазора 30 мм. Сигнал тока ≈ 2 мА с датчика (при заряде УЭ $\approx 0,2$ пКл) наблюдался на фоне шумов осциллографа (второй сверху луч на рис. 5б), когда амплитуда напряжения отражённого импульса (рис. 5а) составляла 24,88 кВ. Отклонения амплитуды напряжения в единицы процентов приво-

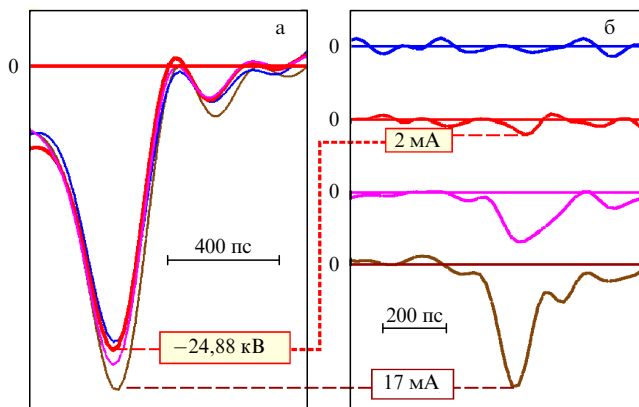


Рис. 5. (а) Вариация амплитуд отражённых импульсов напряжения, в диапазоне которой регистрировался порог появления тока УЭ в ГД при зазоре $D = 30$ мм. (б) Токи УЭ, регистрируемые коллекторным датчиком. Второй сверху (красный) луч — пороговый ток на фоне шумов осциллографа. Полоса регистрации осциллографа 6 ГГц.

дили к значительному росту тока или, наоборот, к его исчезновению (два нижних и верхний луч на рис. 5б соответственно). Импульсы напряжения на рис. 5а показаны на участке, выделенном на рис. 3б штриховым (полутоновым) прямоугольником. С учётом фактора ослабления в тракте (0,9) и удвоения напряжения в режиме холостого хода перед эмиссией УЭ или при её отсутствии, на катоде достигалось напряжение 55,8 кВ. Аналогичные измерения напряжений U_c , при которых наблюдались УЭ, были проведены для всех вариантов катодов, представленных на рис. 4, для зазоров 10 и 30 мм. Полученные данные приведены в табл. 1. Здесь также показаны значения напряжённости поля в контрольной точке, отстоящей от катода на 50 мкм, рассчитанные в электростатическом приближении [71] без учёта влияния объёмного заряда для пороговых напряжений (обозначим такое поле как E_0). Подобный выбор контрольной точки обусловлен тем, что основной поток УЭ формируется не на катоде, а на внешней границе узкой плазменной области, возникающей вблизи катодного острия [61, 62]. Согласно результатам численного моделирования для различных конфигураций катода [12, 63], достаточно плотная плазма, обеспечивающая выравнивание потенциала (вытеснение поля), формируется в области $25 < z < 75$ мкм у вершины острия. Это позволяет взять за основу для оценок точку $z = 50$ мкм.

Рассмотрим распределения полей, рассчитанные для зарегистрированных пороговых пиковых напряжений (рис. 6). Из данных табл. 1 и распределений $E(z)$ на рис. 6а следует, что только для катода в виде конуса Тейлора напряжённость поля на расстоянии $z = 50$ мкм от острия (E_0) попадает в диапазон предлагаемых в литературе критических значений от 270 кВ см^{-1} по данным [23, 26] до 450 кВ см^{-1} согласно [24, 27]. Мы имеем $E_0 = 340$ и 375 кВ см^{-1} для $D = 10$ и 30 мм соответственно (см. также кривые E_5 и E_6 на рис. 6). Как для скруглённой, так и для острой иглы напряжённость поля E_0 в несколько раз превышает значение E_c . Это свидетельствует о неприменимости локального условия $E_0 > E_c$ в качестве критерия генерации УЭ в условиях сильнонеоднородного электрического поля (см. также разделы 2 и 5 с теоретическим анализом и работы [39–43]).

Таблица 1. Экспериментальные значения напряжения эмиссии УЭ (U_c) и соответствующие им поля (E_0) в точке, отстоящей от катода на 50 мкм

	Зазор 10 мм	Зазор 30 мм
Конус Тейлора	$U_c = 44,6 \text{ кВ};$ $E_0 = 340 \text{ кВ см}^{-1}$	$U_c = 55,8 \text{ кВ};$ $E_0 = 375 \text{ кВ см}^{-1}$
Игла скруглённая	$U_c = 63,2 \text{ кВ};$ $E_0 = 720 \text{ кВ см}^{-1}$	$U_c = 68,5 \text{ кВ};$ $E_0 = 725 \text{ кВ см}^{-1}$
Игла острая	$U_c = 62,8 \text{ кВ};$ $E_0 = 1050 \text{ кВ см}^{-1}$	$U_c = 69,9 \text{ кВ};$ $E_0 = 1090 \text{ кВ см}^{-1}$

Обратим внимание на то, что пороговые напряжения убегания для скруглённой и заострённой игл при одинаковых зазорах оказались практически совпадающими: 63,2 и 62,8 кВ для $D = 10$ мм и 68,5 и 69,9 кВ для $D = 30$ мм (табл. 1). В то же время напряжённость поля в контрольной точке $z = 50$ мкм заметно отличаются: 720 и 1050 кВ см^{-1} для $D = 10$ мм и 725 и 1090 кВ см^{-1} для $D = 30$ мм (табл. 1 и рис. 6а). Это свидетельствует о том, что детали распределения электрического поля в непосредственной близости от вершины игл не оказывают определяющего влияния на условия генерации УЭ. Порог убегания в первую очередь определяется приложенной к промежутку разностью потенциалов. Таким образом, условие убегания электронов оказывается нелокальным.

Из рисунка 6 видно, что соответствующие порогу убегания зависимости $E(z)$ для каждой из трёх исследованных конфигураций катодов с хорошей точностью попарно совпадают для обоих зазоров в 10 и 30 мм (т.е. совпадают распределения поля в парах E_1 и E_2 ; E_3 и E_4 ; E_5 и E_6). Понятно, что в силу разной длины зазоров можно сравнивать лишь области $0 < z < 10$ мм (рис. 6б). Такое совпадение естественно и является результатом масштабирования параметров задачи. Динамика убегания электронов, и в частности порог убегания, определяются распределениями электрического поля. Следует ожидать, что если распределения полей в целом будут совпадать, как это имеет место для трёх пар на рис. 6, то связанные с убеганием электронов процессы будут протекать идентично. Если одно из распределений поля оказывается пороговым для генерации УЭ, то и другое распределение также будет соответствовать порогу убегания. Увеличение межэлектродного расстояния при заданной конфигурации катода тогда потребует (для сохранения пороговых для генерации УЭ условий) увеличения приложенной разности потенциалов. В любом случае попарное совпадение распределений поля свидетельствует о том, что используемая экспериментальная методика определения пороговых напряжений убегания (U_c) обеспечивает стабильные и предсказуемые результаты.

Интересным результатом, на который указывал наш предварительный анализ в разделе 2, является то, что пороговые напряжения убегания для конуса Тейлора оказались заметно ниже, чем для игл обеих конфигураций: более чем в $\sim 1,4$ раза для $D = 10$ мм и более чем в $\sim 1,2$ раза для $D = 30$ мм (см. табл. 1). В лапласовском электрическом поле естественно было бы ожидать противоположной тенденции, т.е. снижения напряжения убегания при увеличении степени неоднородности поля, в частности, при переходе от конуса Тейлора к тонкой игле

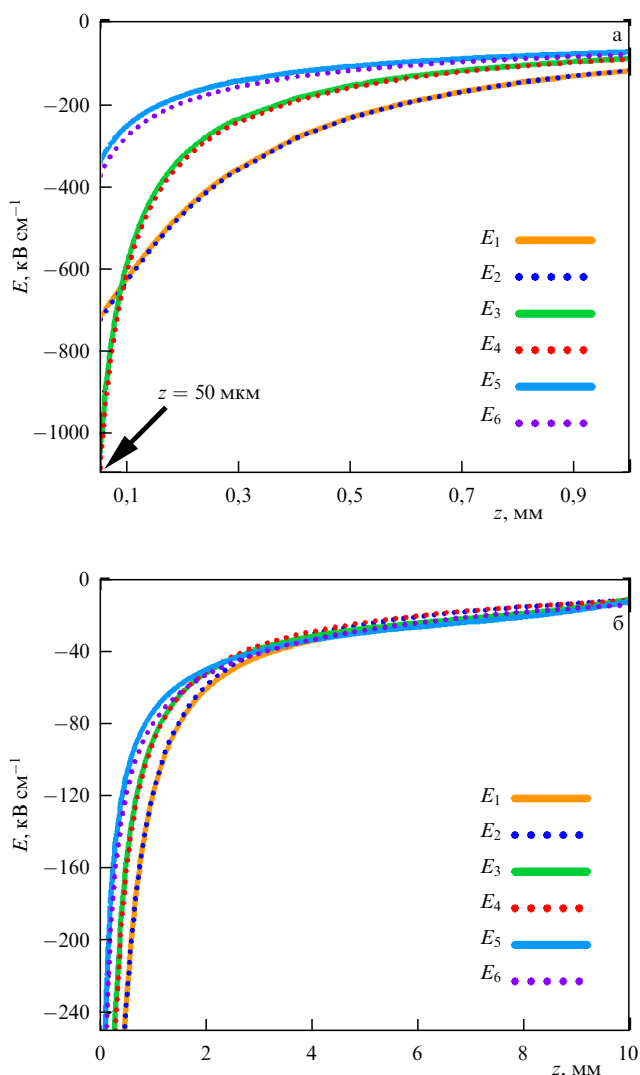


Рис. 6. Распределения полей в электростатическом приближении при пиковых "пороговых" значениях напряжений, приведённых в табл. 1: E_1 — скруглённая игла, $D = 10$ мм; E_2 — скруглённая игла, $D = 30$ мм; E_3 — острая игла, $D = 10$ мм; E_4 — острая игла, $D = 30$ мм; E_5 — конус Тейлора, $D = 10$ мм; E_6 — конус Тейлора, $D = 30$ мм.

в качестве катода [54]. Особенности динамики электронов в резко неоднородном поле вблизи вершины иглы (режим "незавершённого" убегания) могут обуславливать образование в начальной части промежутка объёмного заряда, экранирующего субмиллиметровую область усиленного поля у катода (рис. 6а) и, как следствие, затрудняющего убегание электронов.

То, что пороговое напряжение убегания для конуса Тейлора ниже, чем для иглы, свидетельствует о его немонотонной зависимости от угла раствора конического катода. Из общих соображений понятно, что максимальным напряжением будет для тривиального случая однородного поля, соответствующего конусу с $\alpha = 90^\circ$ (оно оценивается как $E_c D$; для $E_c = 270$ кВ см $^{-1}$ это даёт $U_c = 270$ кВ при $D = 10$ мм и 810 кВ при $D = 30$ мм). При заострении конуса напряжение снижается в области больших углов и затем увеличивается в области малых углов, когда конус превращается в иглу. На основании нашего анализа из раздела 2, свидетельствующего о смене характера динамики УЭ при тейлоровском угле

раствора, можно предположить, что минимум будет приходиться на $\alpha \leq 49,3^\circ$.

5. Моделирование динамики убегания электронов

Рассмотрим динамику свободных электронов в зазорах ГД. Одномерное (вдоль оси z) движение электрона с кинетической энергией ε в газе под действием электрического поля E описывается уравнением [8, 23]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -eE(z, t) - F(\varepsilon). \quad (3)$$

Для зависимости силы трения электрона в газе от его энергии будем использовать следующую аппроксимацию:

$$F(\varepsilon) = \begin{cases} eE_c \sqrt{\frac{4e\varepsilon}{9\varepsilon_c}}, & \varepsilon < \varepsilon_0 \equiv e^{-1/3} \varepsilon_c, \\ eE_c \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} \ln\left(\frac{e\varepsilon}{\varepsilon_c}\right), & \varepsilon > \varepsilon_0, \end{cases} \quad (4)$$

где $e = 2,718$ — основание натурального логарифма. Эти выражения представляют собой сшивку в точке $\varepsilon = \varepsilon_0 \approx 79$ эВ степенной зависимости $F \propto \varepsilon^{1/2}$ (сила трения пропорциональна скорости при низких энергиях) с нерелятивистской формулой Бете [53], записанной через величины ε_c и E_c [40, 42, 43]. Для воздуха атмосферного давления примем $\varepsilon_c = 110$ эВ и $E_c = 270$ кВ см $^{-1}$.

Распределения напряжённости поля в ГД экспериментальных конфигураций (рис. 4а–г) рассчитывались в электростатическом приближении без учёта влияния объёмного заряда пакетом [71] для некоторой заданной разности потенциалов, а затем перенормировались с учётом реальной формы импульсов напряжения (рис. 2). Наличие предимпульса при этом не принималось во внимание. Отметим, что статические распределения поля вдоль оси z для конуса Тейлора и острой иглы достаточно хорошо аппроксимируются зависимостью

$$E(z) \approx -Az^{\gamma-1} + B, \quad (5)$$

где A и B — некоторые положительные константы. Для конуса Тейлора, как и следует из его определения, показатель γ близок к значению 0,5. Для острой иглы $\gamma \approx 0,21$, что согласно (2) соответствует полууглу раствора в 11° при аппроксимации реальной геометрии катода (рис. 4б, г) идеальным конусом. Первое слагаемое в правой части (5) соответствует полю конического катода; второе, постоянное слагаемое учитывает уменьшение поля в прианодной области, обусловленное наличием в аноде отверстия для доставки потока УЭ через сетку или тонкую фольгу до коллектора датчика.

Рассмотрим конус Тейлора. Для начала будем считать, что приложенное к промежутку напряжение постоянно. Из общих соображений ясно, что УЭ генерируются вблизи максимума "удвоенного" импульса напряжения (кривая 3 на рис. 2) и на характерном времени пролёта электрона — около 60 пс — через наиболее важную область сильного поля $z < 3$ мм (рис. 6б) напряжение меняется слабо (ниже мы отдельно обсудим влияние формы импульса на порог убегания).

Электроны при некоторой заданной разности потенциалов U запускались из контрольной точки $z = 50$ мкм

Таблица 2. Расчётные значения напряжения эмиссии УЭ (U_c), основанные на лапласовских (т.е. не учитывающих влияния объёмного заряда) распределениях электрического поля. В скобках даны значения, учитывающие реальную форму импульсов напряжения

	Зазор 10 мм	Зазор 30 мм
Конус Тейлора	$U_c = 44,5$ (45,1) кВ	$U_c = 50,8$ (57,5) кВ
Игла скруглённая	$U_c = 28,2$ кВ	$U_c = 41,1$ кВ
Игла острая	$U_c = 32,5$ кВ	$U_c = 48,7$ кВ

с нулевой начальной энергией. Варьированием U искалось пороговое значение напряжения U_c , при котором электроны переходят в режим убегания и достигают анода с достаточно высокой энергией. В рамках модели (3), (4) удобно считать электрон быстрым, если его кинетическая энергия превышает величину ε_c . Тогда порог убегания U_c соответствует условию на аноде $\varepsilon(D) = \varepsilon_c$.

В результате расчётов для воздуха атмосферного давления для зазоров $D = 10$ и 30 мм найдено: $U_c = 44,5$ и $50,8$ кВ соответственно (табл. 2). Рассчитанные значения оказались достаточно близки к экспериментальным значениям в $44,6$ и $55,8$ кВ (табл. 1). Если для короткого промежутка в 10 мм значения U_c практически совпали, то для длинного промежутка в 30 мм расчёт даёт несколько завышенное (на 5 кВ, т.е. на 10%) значение. Это можно связать с тем, что в реальности распределения полей в ГД не статические, а динамические. Для УЭ, стартующего от острия конуса на максимуме импульса напряжения, за время его движения к аноду поле в промежутке будет значительно снижаться на спадающем заднем фронте импульса. Данный эффект сильнее выражен для длинного промежутка, поскольку время пролёта УЭ через него больше.

Расчёты, учитывающие реальную форму импульсов напряжения, дают для зазоров $D = 10$ и 30 мм следующие значения пороговых пиковых напряжений: $45,1$ и $57,5$ кВ соответственно (табл. 2, значения в скобках), что лучше коррелирует с экспериментальными значениями $44,6$ и $55,8$ кВ (табл. 1).

Таким образом, наши расчёты динамики УЭ в ГД с катодом в форме конуса Тейлора в рамках простой модели (3), (4) с использованием лапласовских распределений поля продемонстрировали хорошую корреляцию с экспериментальными данными. Это означает, что наши предварительные оценки из раздела 2, демонстрирующие незначительность влияния ионизационных процессов на условия генерации УЭ для конического катода с тейлоровским углом раствора, оказались верны. Эксперименты с подобным катодом могут рассматриваться как "эталонные" — в "чистых" условиях отсутствия заметного влияния объёмного электрического заряда.

Сравним с этим "эталоном" случай игольчатых катодов, для которого наш анализ в разделе 2 говорит о важности ионизационных процессов и вызванного ими искажения поля в субмиллиметровой прикатодной области за счёт "незавершённого" убегания электронов, стартующих на переднем фронте импульса напряжения. Результаты расчётов с лапласовскими полями (рис. 6) даны в табл. 2. Видно, что вычисленные пороговые значения напряжения заметно меньше, чем для конуса Тейлора, — увеличение степени неоднородности поля ожидаемо облегчает переход электронов в режим убегания. Однако в экспериментах наблюдалась противоположная тенден-

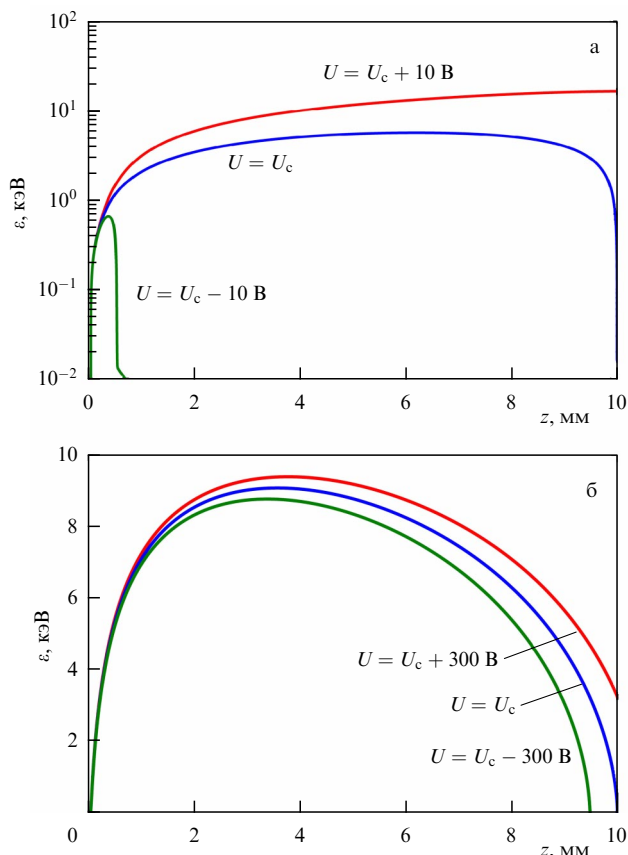


Рис. 7. Зависимости кинетической энергии электрона ε от расстояния z при околокритических для убегания электронов значениях напряжения ($D = 10$ мм, газ — воздух атмосферного давления). (а) Конус Тейлора, $U = U_c \approx 44,5$ кВ (синяя линия), $U = U_c \pm 10$ В (зелёная и красная линии соответственно). (б) Острая игла, $U = U_c \approx 32,5$ кВ (синяя линия), $U = U_c \pm 300$ В (зелёная и красная линии соответственно).

ция — напряжения убегания для игл были выше, чем для конуса Тейлора. Различия между экспериментальными данными и теоретическими оценками радикальны — примерно в два раза для $D = 10$ мм и в полтора раза для $D = 30$ мм. При этом, как уже обсуждалось, для конуса Тейлора такого различия практически нет.

Мы связываем это с принципиальными отличиями в динамике свободных электронов при различной степени неоднородности поля, а именно, с тем что для конуса Тейлора критерий убегания носит локальный, а для игл — нелокальный характер. Последнее иллюстрирует рис. 7, на котором показана динамика набора (и потери) энергии свободными электронами при нескольких близких к пороговым (U_c) напряжениях для конуса Тейлора и острой иглы при одинаковой длине зазора в 10 мм. Из рисунка 7а видна высокая чувствительность динамики электрона к приложенному напряжению вблизи порога убегания для конуса Тейлора. При минимальном изменении напряжения — всего на ± 10 В кардинально меняется поведение электрона. При докритическом напряжении электрон становится тепловым в непосредственной близости к катоду, в точке $z \approx 0,5$ мм. При этом максимальная энергия, которой он достигает, не превышает $0,7$ кВ. При закритическом напряжении электрон достигает анода с высокой энергией более $16,5$ кВ. Таким образом, переход электронов в режим убегания носит ярко выраженный пороговый характер.

Рисунок 7б, напротив, демонстрирует низкую чувствительность динамики электрона к приложенному напряжению для острой иглы. При достаточно существенном отклонении напряжения на ± 300 В от критического значения U_c (такое отклонение тридцатикратно превышает рассмотренное в предыдущем примере) поведение электрона существенно не меняется: все три приведённые на рис. 7б траектории близки. При докритическом напряжении электрон становится тепловым вблизи анода, в точке $z \approx 9,5$ мм; максимальная энергия электрона в промежутке составляет 8,8 кэВ. При закритическом напряжении электрон, если бы его движение не было ограничено анодом, стал бы тепловым в точке $z \approx 10,5$ мм. При этом максимальная энергия, которой он достигает в промежутке, составляет 9,4 кэВ, т.е. качественных изменений, в отличие от предыдущего случая с конусом Тейлора, не происходит.

Обратим внимание, что при снижении напряжения относительно его порогового значения превращение электрона в тепловой для конуса Тейлора (рис. 7а) происходит вблизи катода, а для иглы (рис. 7б) — вблизи анода. Таким образом, "узкое место", которое должен преодолеть электрон для того, чтобы убежать во всё промежутке, в первом случае находится у катода, а во втором — у анода. Это и говорит о том, что для конуса Тейлора критерий убегания носит локальный характер (всё определяется динамикой электрона вблизи места его старта, у катода), а для иглы — нелокальный характер (важна динамика во всё промежутке, включая прианодную область).

В таблице 3 приведены рассчитанные для конуса Тейлора и для острой иглы при $D = 10$ мм значения напряжений U_0 , U_c и $U_{1/2}$, характеризующие поведение электронов при их переходе в режим убегания. Напряжение U_0 соответствует режиму, когда максимальная энергия электрона в промежутке составляет $2\varepsilon_c$; начиная с этого значения возникает выраженный эффект "незавершённого" убегания электронов. Напряжение U_c соответствует использованному нами определению $\varepsilon(D) = \varepsilon_c$ порога убегания. Напряжение $U_{1/2}$ соответствует условию $\varepsilon(D) = (1/2)eU_{1/2}$, т.е. "развитому" убеганию, когда электрон при пересечении промежутка в результате соударений с молекулами газа теряет только половину получаемой от электрического поля энергии.

Данные табл. 3 говорят о качественном различии между двумя сравниваемыми случаями. Для иглы (случай сильнонеоднородного поля) на переднем фронте импульса напряжения имеется достаточно значимая область шириной в ~ 10 кВ, в которой реализуется "незавершённое" убегание электронов: они начинают ускоряться в сильном электрическом поле в непосредственной близости к катоду, но затем попадают в слабое поле на периферии, где теряют энергию и становятся тепловыми. В этом режиме движения электроны эффективно ионизируют газ, инициируя образование плазмы. Можно ожидать, что плазма будет экранировать область усиленного поля на катоде, что затруднит генерацию УЭ и приведёт к превышению реальных пороговых напряжений убегания над рассчитанными для лапласовского поля.

Далее, как видно из табл. 3, для конуса Тейлора аналогичный интервал напряжений является пренебрежимо малым (менее 0,3 кВ), т.е. переход от дрейфового движения свободных электронов в режим убегания происходит скачком. Ещё при $U = 44,23$ кВ электроны сравнительно

Таблица 3. Расчётные значения напряжений U_0 (порог для "незавершённого" убегания — максимальная энергия в промежутке $2\varepsilon_c$), U_c (порог убегания) и $U_{1/2}$ ("развитое" убегание — энергия УЭ на аноде составляет $0,5eU_{1/2}$) для катодов различных конфигураций при $D = 10$ мм

	U_0 , кВ	U_c , кВ	$U_{1/2}$, кВ
Конус Тейлора	44,23	44,50	44,64
Игла острая	23,09	32,48	43,10

медленно дрейфуют в прикатодной области, достигая максимума энергии в точке $z = 120$ мкм, а уже при напряжении 44,64 кВ, т.е. большем лишь на 0,4 кВ, они достигают анода с энергией выше 20 кэВ. При фактическом отсутствии эффекта "незавершённого" убегания следует ожидать, что влияние объёмного электрического заряда будет незначительным, и порог убегания может быть корректно рассчитан в приближении лапласовского поля. Описанные результаты полностью согласуются с нашими оценками из раздела 2, основанными на использовании модельного степенного распределения поля в промежутке (формула (1)). Оценки вполне объясняют совпадение данных табл. 1 и 2 для "эталонной" конфигурации катода в виде конуса Тейлора и их существенное отличие для игольчатых катодов.

6. Заключение

Основная цель нашего исследования состояла в установлении соответствия между экспериментальными результатами, аналитическими оценками и численными расчётами, касающимися пороговых напряжений эмиссии УЭ в ГД с конфигурациями катодов, обеспечивающими сильно различающиеся по степени неоднородности распределения электрического поля в промежутке. Как характерно для анализа пороговых эффектов, использовались методики измерений и техника эксперимента, дающие возможность выделения искомого явления на фоне случайных процессов и шумов при малых изменениях ключевого параметра — амплитуды импульса напряжения. Так, применение графитовых катодов обеспечило стабильное инициирование процессов ионизации газа начальными автоэмиссионными электронами. Фокусировка потоков УЭ магнитным полем на коллектор датчика тока позволила наблюдать появление сгустков электронов с типичным зарядом в доли пикокулон. Подобная методика регистрации УЭ с энергией в десятки килоэлектронвольт является альтернативой, например, электронно-оптическим наблюдениям порога возникновения свечения люминофора под их воздействием. Нестабильность субнаносекундных импульсов, подаваемых на катод после их формирования устройством с искровыми коммутаторами, позволяла селективно фиксировать факт появления УЭ при девиации амплитуды на уровне процента.

Описанные методы и подходы в сочетании с теоретическим анализом позволили определить особенности убегания электронов для случаев сильно- и слабонеоднородных электрических полей, соответствующих использованию конических катодов с малыми (до $49,3^\circ$) и большими ($49,3^\circ$ и выше) полууглами раствора. Установлено, что условия генерации УЭ в первом случае носят нелокальный характер (всё определяет приложенное к промежутку напряжение), а во втором случае — локаль-

ный характер (для непрерывного ускорения электронов во всём промежутке достаточно, чтобы напряжённость поля превысила порог убегания в месте их старта, вблизи катода). В условиях сильнонеоднородного поля важную роль может играть эффект "незавершённого" убегания электронов — они начинают ускоряться в прикатодной области, но затем, попадая в слабое поле на периферии, тормозятся, превращаясь в тепловые. Такой процесс будет препятствовать последующему переходу электронов в режим убегания: он сопровождается интенсивной ионизацией газа и, как мы считаем, приведёт к экранированию формирующейся плазмой субмиллиметровой области усиленного поля с $E > E_c$ у катода. Подобный механизм позволяет объяснить экспериментальные результаты (раздел 4), согласно которым напряжение убегания в случае слабонеоднородного распределения поля (катод в форме конуса Тейлора) ниже, чем в случае сильнонеоднородного распределения (игольчатые катоды). Без учёта влияния объёмного заряда увеличение степени неоднородности поля неизбежно привело бы к снижению порогового напряжения эмиссии УЭ [54].

На основании проведённых исследований можно сделать вывод, что зависимость порогового напряжения от угла раствора конуса и, как следствие, от степени неоднородности поля носит немонотонный характер. Для однородного поля ($\alpha = 90^\circ$ и $\gamma = 1$) пороговое напряжение оценивается, очевидно, как $U_c = E_c D$, что при $D = 10$ мм и $E_c = 270$ кВ см⁻¹ даёт 270 кВ, т.е. в разы превышает все приведённые в табл. 1 экспериментальные значения. При заострении конуса в области тупых углов раствора происходит снижение напряжения генерации УЭ: для конуса Тейлора ($\alpha = 49,3^\circ$ и $\gamma = 1/2$) эксперимент даёт $U_c = 44,6$ кВ. При дальнейшем заострении конуса в области малых углов раствора (т.е. фактически при его превращении в иглу) тенденция меняется — происходит увеличение напряжения генерации УЭ. Для игольчатых катодов эксперимент даёт $U_c \approx 63$ кВ, т.е. почти в полтора раза больше, чем для конуса Тейлора. Наш анализ характера поведения УЭ позволяет утверждать, что минимум напряжения будет приходиться на угол конуса, не превышающий тейлоровский.

Следует также отметить, что в работе [36], где исследовались условия убегания в воздушном диоде с трубчатым кромочным катодом, экспериментальные значения пороговых напряжений были близки к теоретическим оценкам, основанным на аналитическом рассмотрении динамики УЭ в лапласовском электрическом поле [39]. Как показывает наш анализ, такое совпадение свойственно для слабо-неоднородного (по нашей классификации) поля. Для экспериментально исследованных в настоящей работе конфигураций катодов оно имеет место только для конуса Тейлора, для которого поле на оси симметрии z спадает с удалением от вершины конуса по корневому закону $E \propto 1/\sqrt{z}$. Примечательно, что для трубчатого кромочного катода реализуется аналогичный скейлинг: напряжённость поля с удалением от кромки спадает по этому же закону [39, 40, 72]. Сходство распределений поля для конуса Тейлора и для кромочного трубчатого катода вдоль наиболее выгодного для убегания электронов направления определяет сходство сценариев и условий генерации УЭ.

Экспериментальные исследования условий генерации УЭ (М.И. Яландин, разделы 3 и 4) и моделирование динамики УЭ (Н.М. Зубарев, раздел 5) выполнены за

счёт Российского научного фонда, грант № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>. Анализ ионизационных процессов в ГД с участием УЭ (Г.А. Месяц, разделы 2 и частично 6) выполнен за счёт Российского научного фонда, грант № 19-79-30086-П, <https://rscf.ru/project/23-79-33006/>. Авторы признательны коллегам: С.А. Шунайлову, Л.Н. Лобанову и К.А. Шарыпову — за помощь в подготовке и проведении экспериментов, О.В. Зубаревой — за помощь в численных расчётах динамики УЭ.

Список литературы

- Wilson C T R *Proc. Phys. Soc. London* **37** 32D (1924)
- Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
- Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960); Gurevich A V *Sov. Phys. JETP* **12** 904 (1961)
- Frankel S et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **44** 345 (1966)
- Станкевич Ю Л, Калинин В Г *ДАН СССР* **177** (1) 72 (1967); Stankevich Yu L, Kalinin V G *Sov. Phys. Dokl.* **12** 1042 (1968)
- Кремнев В В, Курбатов Ю А *ЖТФ* **42** 795 (1972); Kremnev V V, Kurbatov Yu A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 626 (1972)
- Тарасова Л В и др. *ЖТФ* **44** 564 (1974); Tarasova L V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** 351 (1974)
- Месяц Г А, Бычков Ю И, Кремнев В В *УФН* **107** 201 (1972); Mesyats G A, Bychkov Yu I, Kremnev V V *Sov. Phys. Usp.* **15** 282 (1972)
- Месяц Г А и др. *Письма в ЖТФ* **34** (4) 71 (2008); Mesyats G A et al. *Tech. Phys. Lett.* **34** 169 (2008)
- Tarasenko V F et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 086106 (2012)
- Tarasenko V F, Rybka D V *High Voltage* **1** (1) 43 (2016)
- Mesyats G A et al. *Appl. Phys. Lett.* **116** 063501 (2020)
- Тарасенко В Ф, Белоplotов Д В, Сорокин Д А *ЖТФ* **92** 694 (2022); Tarasenko V F, Beloplotov D V, Sorokin D A *Tech. Phys.* **67** 586 (2022)
- Mesyats G A et al. *IEEE Electron Device Lett.* **43** 627 (2022)
- Mesyats G A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2497 (2008)
- Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **29** (21) 1 (2003); Tarasenko V F et al. *Tech. Phys. Lett.* **29** 879 (2003)
- Aksheyev Yu et al. *J. Phys. D* **51** 394003 (2018)
- Тарасенко В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **102** 388 (2015); Tarasenko V F et al. *JETP Lett.* **102** 350 (2015)
- Kozyrev A et al. *Europhys. Lett.* **114** 45001 (2016)
- Lobanov L N et al. *IEEE Electron Device Lett.* **44** 1748 (2023)
- Алексеев С Б, Орловский В М, Тарасенко В Ф *Письма в ЖТФ* **29** (10) 29 (2003); Alekseev S B, Orlovskii V M, Tarasenko V F *Tech. Phys. Lett.* **29** 411 (2003)
- Тарасенко В Ф, Орловский В М, Шунайлов С А *Изв. вузов. Физика* **46** (3) 94 (2003); Tarasenko V F, Orlovskii V M, Shunailov S A *Russ. Phys. J.* **46** 325 (2003)
- Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990); Babich L P, Loiko T V, Tsukerman V A *Sov. Phys. Usp.* **33** 521 (1990)
- Королев Ю Д, Месяц Г А *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991)
- Dwyer J R, Smith D M, Cummer S A *Space Sci. Rev.* **173** 133 (2012)
- Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena* (Arlington, TX: Futurepast, 2003)
- Месяц Г А *УФН* **176** 1069 (2006); Mesyats G A *Phys. Usp.* **49** 1045 (2006)
- Лисенков В В и др. *ЖТФ* **88** 1912 (2018); Lisenkov V V et al. *Tech. Phys.* **63** 1872 (2018)
- Bakhov K I, Babich L P, Kutsyk I M *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1254 (2000)
- Babich L, Bochkov E J. *Phys. D* **54** 465205 (2021)
- Wen Z et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **51** 2124 (2023)
- Peterson L R, Green A E S *J. Phys. B* **1** 1131 (1968)
- Месяц Г А и др. *Физика плазмы* **38** 34 (2012); Mesyats G A et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 29 (2012)
- Shao T et al. *Laser Part. Beams* **30** 369 (2012)
- Ерофеев М В и др. *ЖТФ* **83** (2) 52 (2013); Erofeev M V et al. *Tech. Phys.* **58** 200 (2013)

36. Zubarev N M et al. *J. Phys. D* **51** 284003 (2018)
37. Белоплатов Д В и др. *ЖТФ* **91** 589 (2021); Beloplotov D V et al. *Tech. Phys.* **66** 548 (2021)
38. Lobanov L N et al. *Phys. Plasmas* **31** 063102 (2024)
39. Зубарев Н М, Месяц Г А, Яландин М И *Письма в ЖЭТФ* **105** 515 (2017); Zubarev N M, Mesyats G A, Yalandin M I *JETP Lett.* **105** 537 (2017)
40. Zubarev N M, Zubareva O V, Yalandin M I *Electronics* **11** 2771 (2022)
41. Mamontov Yu I, Zubarev N M, Uimanov I V *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 2589 (2021)
42. Зубарев Н М, Зубарева О В, Яландин М И *ЖТФ* **93** 1298 (2023); Zubarev N M, Zubareva O V, Yalandin M I *Tech. Phys.* **68** 1204 (2023)
43. Зубарев Н М, Зубарева О В, Яландин М И *Письма в ЖТФ* **49** (18) 24 (2023); Zubarev N M, Zubareva O V, Yalandin M I *Tech. Phys. Lett.* **49** (9) 64 (2023)
44. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖТФ* **29** (16) 54 (2003); Tkachev A N, Yakovlenko S I *Tech. Phys. Lett.* **29** 683 (2003)
45. Ткачев А Н, Яковленко С И *Письма в ЖЭТФ* **77** 264 (2003); Tkachev A N, Yakovlenko S I *JETP Lett.* **77** 221 (2003)
46. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004); Tarasenko V F, Yakovlenko S I *Phys. Usp.* **47** 887 (2004)
47. Zhang C et al. *Laser Part. Beams* **31** 353 (2013)
48. Бакшт Е Х, Бураченко А Г, Тарасенко В Ф *ЖТФ* **85** (11) 73 (2015); Baksh E Kh, Burachenko A G, Tarasenko V F *Tech. Phys.* **60** 1645 (2015)
49. Гашков М А и др. *Письма в ЖЭТФ* **113** 370 (2021); Gashkov M A et al. *JETP Lett.* **113** 370 (2021)
50. Mesyats G A et al. *Electronics* **11** 248 (2022)
51. Yalandin M I et al. *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **72** 1008808 (2023) <https://doi.org/10.1109/TIM.2023.3307183>
52. Аскаръян Г А *Труды ФИАН* **66** 66 (1973)
53. Bethe H *Ann. Physik* **397** 325 (1930)
54. Зубарев Н М, Зубарева О В, Яландин М И *Докл. РАН. Физика, технические науки* **512** (1) 5 (2023); Zubarev N M, Zubareva O V, Yalandin M I *Dokl. Phys.* **68** 279 (2023)
55. Taylor G I *Proc. R. Soc. London A* **280** 383 (1964)
56. Жакин А И *УФН* **183** 153 (2013); Zhakin A I *Phys. Usp.* **56** 141 (2013)
57. Зубарев Н М *Письма в ЖЭТФ* **73** 613 (2001); Zubarev N M *JETP Lett.* **73** 544 (2001)
58. Suvorov V G, Zubarev N M *J. Phys. D* **37** 289 (2004)
59. Schonland B F J *Proc. R. Soc. London A* **104** 235 (1923)
60. Kunhardt E E, Byszewski W W *Phys. Rev. A* **21** 2069 (1980)
61. Беломытцев С Я и др. *Письма в ЖТФ* **34** (9) 10 (2008); Belomytsev S Ya et al. *Tech. Phys. Lett.* **34** 367 (2008)
62. Levko D et al. *J. Appl. Phys.* **111** 013303 (2012)
63. Zubarev N M et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 125008 (2020)
64. Шпак В Г и др. *Приборы и техника эксперимента* (1) 149 (1993); Shpak V G et al. *Instrum. Exper. Techn.* **36** (1) 106 (1993)
65. Yalandin M I et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1700 (2002)
66. Sharypov K A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **85** 125104 (2014)
67. Belomytsev S Ya et al. *J. Appl. Phys.* **119** 023304 (2016)
68. Коровин С Д и др. *Письма в ЖТФ* **30** (19) 30 (2004); Korovin S D et al. *Tech. Phys. Lett.* **30** 813 (2004)
69. Yalandin M I et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 2559 (2010)
70. Wu Y C et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 026101 (2012)
71. Тиунов М А, Фомель Б М, Яковлев В П "САМ — интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ", Препринт № 89-159 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989)
72. Беломытцев С Я, Романченко И В, Ростов В В *Изв. вузов. Физика* (3) 71 (2008); Belomytsev S Ya, Romanchenko I V, Rostov V V *Russ. Phys. J.* **51** 299 (2008)

Conditions for the generation of runaway electrons in an air gap with an inhomogeneous electric field: theory and experiment

N.M. Zubarev^(1,2,a), G.A. Mesyats^(1,b), M.I. Yalandin^(1,2,c)

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Institute of Electrophysics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,

ul. Amundsena 106, 620016 Ekaterinburg, Russian Federation

E-mail: ^(a) nick@iep.uran.ru, ^(b) mesyats@sci.lebedev.ru, ^(c) yalandin@iep.uran.ru

Conditions for the generation of runaway electrons (RAEs) in a magnetically insulated coaxial air diode with graphite cathodes of different geometries — needle and conical with a Taylor opening half angle of 49.3° — are compared. The axial magnetic field allows the RAE beam to be focused on a current probe collector, thereby increasing the sensitivity of the recording technique in use. The threshold RAE generation voltage for the Taylor cone is found to be lower than that for the needle (i.e., a cone with a small opening angle), which indicates its nonmonotonic angular dependence with a minimum at an angle not exceeding the Taylor angle. According to our estimates, the dynamics of free electrons change qualitatively at the Taylor angle. At large angles, they accelerate throughout the entire gap; at smaller angles, they accelerate near the cathode and then slow down at the periphery.

Keywords: runaway electrons, air diodes, inhomogeneous electric fields, guiding magnetic fields, pulsed breakdown, conical cathodes, Taylor angle

PACS numbers: **51.50.+v**, **52.80.-s**, **79.70.+q**

Bibliography — 72 references

Received 9 October 2023, revised 15 November 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (8) 853–864 (2024)

Physics–Uspekhi **67** (8) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.11.039608>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.11.039608>