

УДК 537.5

ОСОБЕННОСТИ УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОМ ПРОМЕЖУТКЕ С КОНИЧЕСКИМ КАТОДОМ

© 2023 г. Член-корреспондент РАН Н. М. Зубарев^{1,2,*},
О. В. Зубарева¹, академик РАН М. И. Яландин^{1,2}Поступило 01.06.2023 г.
После доработки 01.06.2023 г.
Принято к публикации 27.06.2023 г.

Анализируются условия и динамика убегания электронов в газовом промежутке с неоднородным распределением электрического поля, обусловленным использованием конического катода. Выявлены существенные отличия в поведении электронов при углах раствора конуса больших и меньших порогового значения в 98.6 градуса. Для слабо-неоднородного распределения поля (конусы с превышающими порог углами) электроны непрерывно ускоряются во всем промежутке. В сильно-неоднородном поле (конусы со сравнительно малыми углами раствора) электроны могут достигать максимальной энергии внутри промежутка, а в прианодной области начать тормозиться. При этом они попадают на анод с высокими энергиями, сопоставимыми с работой электрического поля. Такое различие приводит к необходимости использования различных критериев убегания свободных электронов в газовом промежутке.

Ключевые слова: убегающие электроны, конический катод, газовый диод, неоднородное электрическое поле, импульсный пробой

DOI: 10.31857/S2686740023050140, EDN: RWLSGH

Под убегающими электронами (УЭ) традиционно понимают свободные электроны в газе или плазме, которые теряют в столкновениях с частицами среды меньше энергии, чем получают под действием приложенного электрического поля и, как следствие, непрерывно ускоряются, достигая высоких, вплоть до релятивистских энергий [1, 2]. Интерес к исследованию УЭ во многом обусловлен их существенной ролью в развитии импульсного пробоя перенапряженных газовых промежутков [3–8]. Поток УЭ могут использоваться для воздействия на объекты, возбуждения сред, генерации электромагнитного излучения – см., например, [9–11].

В однородном электрическом поле массовый переход электронов в режим убегания происходит, если его напряженность E превысит некоторое пороговое значение E_c , которое зависит от типа газа и его плотности [2, 4, 5]. В атмосферном воздухе, согласно [5], $E_c \approx 270$ кВ/см (другие оценки для E_c приведены в [12, 13]). Наличие по-

рога связано с тем, что сила трения (торможения) F , действующая на электрон в среде и зависящая от его кинетической энергии ϵ , ограничена сверху. Она достигает некоторого максимума F_{\max} при энергии электрона порядка 100 эВ (для воздуха максимум приходится на энергию $\epsilon_c \approx 110$ эВ [14]). Если действующая на электрон электрическая сила превысит F_{\max} , то он будет непрерывно ускоряться при любых ϵ . Тогда пороговое поле убегания оценивается как $E_c \equiv F_{\max}/e$, где e – элементарный заряд.

В лабораторных исследованиях УЭ, как правило, используются конфигурации электродов, обеспечивающие неоднородное распределение электрического поля в зазоре. Применяются конические [8, 9, 15] (в том числе – игольчатые [16, 17]) и кромочные (лезвийные и трубчатые) [6, 9, 18, 19] катоды, для которых напряженность поля вблизи острия (кромки) значительно превышает среднее значение. Это позволяет существенно снизить амплитуду импульса напряжения, подаваемого на промежуток. Так, например, при использовании трубчатого кромочного катода при длине промежутка $D = 7.5$ мм убегающие электроны регистрировались при напряжении ≈ 44 кВ [18]. В однородном поле условием убегания было бы превышение приложенной разностью потен-

¹Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: nick@iep.uran.ru

циалов в разы большего значения $E_c D \approx 200$ кВ. Снижение порогового напряжения объясняется тем, что сила трения электрона в газе для достаточно больших, но нерелятивистских энергий уменьшается с ε [4, 5, 20] (для оценок можно брать $F \propto \varepsilon^{-1}$). Если электрон в области усиленного поля вблизи катода набирает достаточно высокую энергию, то он может продолжить убежание, попадая в слабое, докритическое поле на периферии.

В настоящей работе исследуется влияние неоднородности распределения электрического поля в газовом промежутке на динамику и условия убегания электронов при варьировании в широком диапазоне степени неоднородности поля. Такое варьирование соответствует рассмотрению промежутка с коническим катодом, угол раствора которого меняется от 0 (тонкая игла) до π (плоскость). Будет продемонстрировано, что динамика УЭ радикально отличается для углов в интервалах от 0° до 98.6° (сильно-неоднородное поле) и от 98.6° до 180° (слабо-неоднородное поле), что приводит к необходимости использования различных критериев убегания свободных электронов.

Начнем с оценок. Положим, что потенциал электрического поля удовлетворяет степенному закону $\phi \propto z^\gamma$, и, следовательно, напряженность спадает с расстоянием z от катодного острия как $E \propto z^{\gamma-1}$. Здесь $\gamma < 1$ — показатель приведенной степенной зависимости, характеризующий степень неоднородности распределения поля. При $z \rightarrow 0$ напряженность поля формально обращается в бесконечность, т.е. заведомо превышает порог убегания E_c (такой предел соответствует острию с бесконечно малым радиусом кривизны вершины). Стартующий с катода электрон тогда начинает убегать в прикатодной области. Однако возникает вопрос, будет ли он ускоряться в области больших z , где напряженность поля становится низкой.

Предположим для начала, что электрон на периферии ускоряется, т.е. электрическая сила eE доминирует над силой трения F . Тогда кинетическая энергия электрона определяется пройденной им разностью потенциалов, $\varepsilon \approx e\phi \propto z^\gamma$, а сила трения оценивается как $F \propto \varepsilon^{-1} \propto z^{-\gamma}$. Сравним ее с электрической силой $eE \propto z^{\gamma-1}$. Сразу видно, что при $z \rightarrow \infty$ использованное нами условие $eE \gg F$ выполняется, только если $\gamma > 1/2$. С учетом неравенства $\gamma < 1$ находим, что показатель находится в диапазоне $1/2 < \gamma < 1$. Это условие необходимо для непрерывного ускорения в пределе $z \rightarrow \infty$. При $\gamma < 1/2$ исходное предположение о доминировании ускоряющей силы eE над тормозящей силой F для больших z наруша-

ется. Можно сделать вывод, что в этом случае электрон не будет непрерывно ускоряться. Его поведение будет более сложным: сначала, в области малых z , он будет ускоряться, а затем, удалившись от катода, начнет тормозиться. При отсутствии ограничений на z это неизбежно приведет к тому, что он превратится в тепловой электрон с энергией, меньшей ε_c .

Итак, наш анализ динамики асимптотического поведения свободных электронов в газе при $z \rightarrow \infty$ в условиях неоднородного поля показал, что их динамика должна радикально отличаться при $\gamma < 1/2$ и при $1/2 < \gamma < 1$ (отметим, что граничный случай $\gamma = 1/2$ анализировался в [18]). Рассмотрим теперь, как это повлияет на условия убегания электрона в газовом промежутке конечной длины.

Поскольку УЭ генерируются на начальной стадии развития пробоя, а их общее число вблизи порога генерации — минимально, то можно считать, что они пересекают промежуток тогда, когда распределение электрического поля еще не искажается объемным электрическим зарядом. В таком случае потенциал электрического поля ϕ удовлетворяет уравнению Лапласа, которое следует решать совместно с условием эквипотенциальности поверхности катода. Для катода, представляющего собой идеальный конус с полууглом раствора α , соответствующее решение дается (в сферических координатах) выражением

$$\phi = U(R/D)^\gamma {}_2F_1(\gamma + 1, -\gamma, 1, (1 - \cos \theta)/2). \quad (1)$$

Здесь U — приложенная к промежутку разность потенциалов, R — расстояние от вершины конуса, θ — полярный угол, отсчитываемый от оси симметрии задачи (ось z декартовой системы координат), D — межэлектродное расстояние, ${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция. Показатель степени неоднородности поля γ связан с углом α уравнением

$${}_2F_1(\gamma + 1, -\gamma, 1, (1 + \cos \alpha)/2) = 0, \quad (2)$$

которое возникает из (1) вследствие требования постоянства потенциала на поверхности конуса, $\phi|_{\theta=\pi-\alpha} = 0$. Соответствующая (2) зависимость показана на рис. 1. Из рисунка видно, что для углов в допустимом диапазоне $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ показатель γ монотонно растет, пробегая значения $0 \leq \gamma \leq 1$. Нижняя граница этого интервала соответствует бесконечно тонкому конусу — катоду в виде иглы (см., например, [16, 17]), а верхняя — плоскому катоду. Для конического катода из недавней работы [15] $\alpha = 20^\circ$, что, согласно (2), дает $\gamma \approx 0.275$. Для катода, использовавшегося в [8], $\alpha = 45^\circ$, что соответствует $\gamma \approx 0.463$. Для [9] $\alpha = 30^\circ$ и $\gamma \approx 0.346$. Пороговое значение показателя $\gamma = 0.5$, отделяющее, согласно нашим оцен-

кам, области с различным поведением свободных электронов (случаи сильно- и слабо-неоднородных полей), соответствует полууглу раствора $\alpha \approx 49.3^\circ$ (точка на рис. 1). Отметим, что такой угол в литературе называют углом Тейлора. Он возникает как при статическом [21], так и при динамическом [22] анализе конических образований на заряженной границе проводящей жидкости.

Очевидно, что направление z является наиболее выгодным для убегания электронов. Поэтому для анализа условий убегания достаточно рассмотреть одномерную задачу о движении свободных электронов вдоль оси z . Принимая в (1) $R = z$ и $\theta = 0$, находим, что абсолютное значение напряженности электрического поля на оси симметрии задачи дается выражением $E(z) = \gamma U D^{-\gamma} z^{\gamma-1}$. Уравнение одномерного движения свободного электрона, записанное в терминах его кинетической энергии, имеет вид [4, 5]

$$d\epsilon/dz = eE(z) - F(\epsilon). \quad (3)$$

Мы будем использовать следующую аппроксимацию для силы трения электрона в газе:

$$F(\epsilon) = \begin{cases} eE_c \sqrt{\frac{4e\epsilon}{9\epsilon_c}}, & \epsilon < \epsilon_0, \\ eE_c \frac{\epsilon_c}{\epsilon} \ln\left(\frac{e\epsilon}{\epsilon_c}\right), & \epsilon > \epsilon_0, \end{cases}$$

где $e \approx 2.718$ – основание натурального логарифма и $\epsilon_0 \equiv e^{-1/3} \epsilon_c \approx 0.72\epsilon_c$. Эти выражения представляют собой сшивку в точке $\epsilon = \epsilon_0$ зависимости $F \propto \sqrt{\epsilon}$ (сила трения пропорциональна скорости частицы при низких энергиях) с нерелятивистской формулой Бете [20], обеспечивающую гладкость функции $F(\epsilon)$.

Вычислим пороговое для убегания электронов напряжение U_r согласно определению убегания как процесса непрерывного ускорения. Для убегания должно выполняться условие $d\epsilon/dz > 0$ во всем межэлектродном промежутке $0 < z < D$. Порог U_r соответствует минимальному значению U , при котором такое условие выполняется. Он находится из требования $d\epsilon/dz|_{z=D} = 0$, т.е. энергия достигает максимума на аноде (при меньших U максимум сместится внутрь промежутка, и появится область, в которой электрон будет тормозиться). При численном решении уравнения движения (3) электроны запускались с нулевой начальной энергией с катодного острия – из точки $z = 0$. Расстояние D принималось, как в [18], равным 7.5 мм; газ – воздух атмосферного давления, т.е. $E_c = 270$ кВ/см и $\epsilon_c = 110$ эВ.

Результаты расчетов показаны на рис. 2 сплошной линией. Пороговое значение напряжения

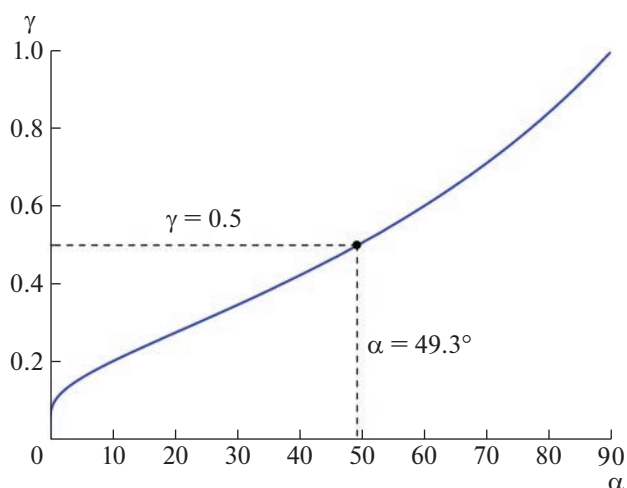


Рис. 1. Зависимость показателя γ от полуугла раствора конического катода α . Точкой показано значение $\gamma = 1/2$, соответствующее углу раствора $2\alpha \approx 98.6^\circ$.

предсказуемо оказывается наибольшим для случая однородного поля ($\gamma = 1$). Соответствующее значение дается произведением критического поля на межэлектродное расстояние: $U_{\max} = E_c D = 202.5$ кВ. С уменьшением γ растет степень неоднородности поля, что обеспечивает более удобные для перехода электронов в режим убегания стартовые условия и, казалось бы, должно приводить к монотонному снижению порогового для убегания напряжения. Такое снижение действительно происходит до значения напряжения в ≈ 24.9 кВ при $\gamma \approx 0.4$ (это соответствует углу $\alpha \approx 40^\circ$), но затем U_r начинает расти, достигая значения в ≈ 40.4 кВ при $\gamma = 0$.

Разберемся, чем обусловлен демонстрируемый рис. 2 немонотонный характер зависимости порогового напряжения U_r от γ . Обратим внимание, что отличие этой зависимости от интуитивно ожидаемой приходится на значения показателя γ в области $\gamma < 1/2$, где, как показали наши оценки, происходит качественное изменение динамики свободных электронов на периферии. Электроны, если бы их движение не было ограничено анодом $z = D$, начали бы тормозиться при достаточно больших z вне зависимости от величины U .

Появление минимума в зависимости $U_r(\gamma)$ является проявлением использования не вполне корректного критерия убегания электронов, требующего их непрерывного ускорения во всем межэлектродном промежутке. С экспериментальной точки зрения можно считать, что условия убегания реализуются, если на аноде (если быть точным – за анодной фольгой, отсекающей низкоэнергетические электроны) регистрируется поток быстрых электронов, энергия которых суще-

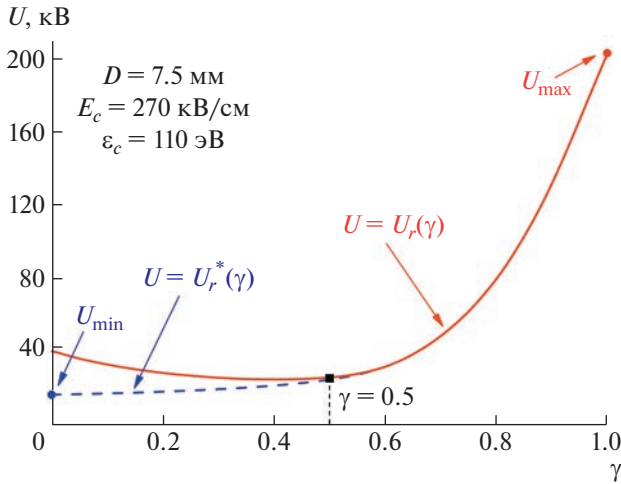


Рис. 2. Зависимости пороговых для убегания электронов значений напряжения U от показателя γ для двух различных критериев убегания. Красная сплошная линия, $U_r(\gamma)$, соответствует непрерывному ускорению электрона в газовом промежутке. Синяя штриховая линия, $U_r^*(\gamma)$, соответствует достижению быстрым электроном анода с минимальной допустимой энергией ϵ_c ($D = 7.5$ мм; газ – атмосферный воздух).

ственно превышает энергию тепловых электронов. В терминах настоящей работы естественно выбрать $\epsilon_c \approx 110$ эВ в качестве порогового значения энергии свободного электрона, достаточно, чтобы считать его “быстрым”. В случае регистрации на аноде электронов с энергиями $\epsilon > \epsilon_c$ для наблюдателя не имеет значения, ускорились ли электроны в межэлектродном промежутке непрерывно, либо имелись области, где их энергия падала.

Выберем теперь в качестве порогового для убегания электронов такое значение напряжения (обозначим его за U_r^*), при котором электрон достигнет анода с энергией ϵ_c . Понятно, что при $U > U_r^*$ его энергия на аноде будет превышать значение ϵ_c , а при $U < U_r^*$ он превратится в тепловой внутри промежутка и далее будет дрейфовать к аноду. Результаты расчетов показаны на рис. 2 штриховой линией. Видно, что на участке $1/2 < \gamma < 1$ (слабо-неоднородное поле) оба критерия дают практически совпадающие значения пороговых напряжений, $U_r \approx U_r^*$. На участке $0 \leq \gamma \leq 1/2$ (сильно-неоднородное поле) кривые $U_r(\gamma)$ и $U_r^*(\gamma)$ заметно расходятся. Так, для $\gamma = 0$ имеем $U_r \approx 40.4$ кВ и $U_r^* \approx 16.7$ кВ, т.е. пороговые напряжения радикально – более чем в 2.4 раза – отличаются. Таким образом, наши оценки, свидетельствующие о качественном изменении характера убегания электронов при равном $1/2$ значении показателя γ , оказались верными.

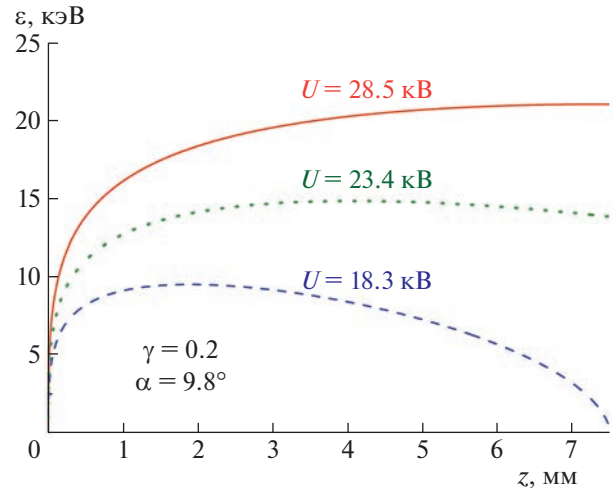


Рис. 3. Зависимости кинетической энергии ϵ электрона от расстояния z для $\gamma = 0.2$ при $U = U_r \approx 28.5$ кВ (красная сплошная линия), $U = (U_r + U_r^*)/2 \approx 23.4$ кВ (зеленая пунктирная линия), $U = U_r^* \approx 18.3$ кВ (синяя штриховая линия).

Покажем, что приводит к отличиям между U_r и U_r^* в случае сильно-неоднородного поля, рассматривая динамику электронов в газовом зазоре. На рис. 3 приведены результаты численного решения уравнения (3) для попадающего в диапазон $0 \leq \gamma \leq 1/2$ значения показателя $\gamma = 0.2$ (полуугол раствора конуса $\alpha \approx 9.8^\circ$). Продемонстрировано, как меняется кинетическая энергия электрона вдоль его траектории для пороговых значений напряжения $U_r \approx 28.5$ кВ и $U_r^* \approx 18.3$ кВ, соответствующих двум различным критериям убегания. В первом случае (сплошная линия) энергия электрона монотонно нарастает – он непрерывно ускоряется во всем промежутке. На аноде энергия достигает максимума в ≈ 21.0 кэВ (отметим, что потери энергии сравнительно малы – они составляют ≈ 7.5 кэВ, т.е. почти в 4 раза меньше работы внешнего поля по ускорению электрона). Во втором случае (штриховая линия) электрон ускоряется в прикатодной области $0 < z < 1.9$ мм, достигая максимальной энергии в ≈ 9.5 кэВ. Далее в области $1.9 < z < 7.5$ мм сила трения начинает доминировать над электрической, и его энергия снижается до равного ϵ_c значения согласно используемому критерию убегания.

Также на рис. 3 показана зависимость $\epsilon(z)$ для промежуточного значения напряжения $U = (U_r + U_r^*)/2 \approx 23.4$ кВ. Электрон ускоряется примерно половину промежутка, на участке $0 < z < 4.1$ мм, достигая максимальной энергии

≈ 14.8 кэВ. Далее он тормозится на оставшейся части промежутка $4.1 < z < 7.5$ мм. При этом его энергия снижается до значения ≈ 13.8 кэВ на аноде. При формальном использовании критерия убегания $U > U_r$, обеспечивающего непрерывное ускорение частиц во всем межэлектродном промежутке, такой электрон не будет считаться убегающим. При этом он, получив от электрического поля энергию ≈ 23.4 кэВ, теряет на трение меньше половины, ≈ 10.1 кэВ. С точки зрения наблюдателя, регистрирующего поток электронов на аноде, этот электрон однозначно будет интерпретироваться как убегающий.

Таким образом, использование критерия $U > U_r^*$ убегания электронов представляется нам более корректным, чем критерия $U > U_r$. Отметим, что зависимость $U_r^*(\gamma)$ (см. рис. 2) является монотонной во всем диапазоне γ , что вполне соответствует интуитивно ожидаемому поведению: увеличение степени неоднородности поля облегчает переход электронов в режим убегания и, как следствие, должно приводить к снижению порогового значения напряжения. Минимальное значение U_r^* при этом приходится на катод в форме иглы (бесконечно тонкий конус с $\gamma = 0$ и $\alpha = 0$) и составляет $U_{\min} = U_r^*(0) \approx 16.7$ кэВ.

Выявленные особенности поведения УЭ в сильно-неоднородном поле могут иметь важные последствия для развития пробоя газового промежутка. УЭ, пересекая промежуток со скоростями, сопоставимыми со скоростью света, осуществляют предварительную ионизацию газа, определяют тем самым динамику его последующего пробоя [7, 8, 23–25]. Поскольку сечение ионизации падает с ростом кинетической энергии электрона в области $\epsilon > \epsilon_c$, то в режиме непрерывного ускорения электрон в основном ионизует газ в прикатодной области. В случае торможения электрона в прианодной области, здесь также вырастет скорость ионизации. В результате можно ожидать формирования не только прикатодной, но и прианодной плазменных областей, и, как следствие, изменения картины развития субнаносекундного импульсного пробоя газового промежутка.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dreicer H. Electron and ion runaway in a fully ionized gas // *Phys. Rev.* 1959. V. 115. № 2. P. 238–249. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.238>

2. Гуревич А.В. К теории эффекта убегающих электронов // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39. № 5. С. 1296–1307.
3. Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // *ДАН СССР.* 1967. Т. 177. № 1. С. 72–73.
4. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // *УФН.* 1972. Т. 107. № 6. С. 201–228. <https://doi.org/10.3367/UFN.0107.197206b.0201>
5. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // *УФН.* 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82. <https://doi.org/10.3367/UFN.0160.199007b.0049>
6. Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А. Пикосекундные пучки убегающих электронов в воздухе // *Физика плазмы.* 2012. Т. 38. № 1. С. 34–51.
7. Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Yu., Lomaev M.I. Subnanosecond breakdown in high-pressure gases // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2018. V. 27. № 1. P. 013001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaa072>
8. Mesyats G.A., Yalandin M.I., Zubarev N.M., Sadykova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Zubareva O.V., Kozyrev A.V., Semeniuk N.S. How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. № 6. P. 063501. <https://doi.org/10.1063/1.5143486>
9. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Родигин А.В. Излучение Вавилова–Черенкова субнаносекундного импульса убегающих электронов, генерируемого разрядом в открытой атмосфере // *ДАН.* 2014. Т. 457. № 6. С. 646–649.
10. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Козырев А.В. Свечение полиметилметакрилата под воздействием пучков убегающих электронов, формируемых в газовом диоде // *ДАН.* 2016. Т. 471. № 2. С. 150–153.
11. Яландин М.И., Соломонов В.И., Спирина А.В., Шунайлов С.А., Шарыпов К.А., Макарова А.С., Липчак А.И. Специфика импульсной катодолюминесценции при возбуждении электронным пучком наносекундной и субнаносекундной длительности // *Доклады РАН. Физика, технические науки.* 2023. Т. 508. С. 19–26. <https://doi.org/10.31857/S2686740023010121>
12. Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н. Численное исследование убегания электронов в усиленном поле около микроострия // *ЖТФ.* 2018. Т. 88. № 12. С. 1912–1915. <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46798.68-18>
13. Bakhov K.I., Babich L.P., Kutsyk I.M. Temporal characteristics of runaway electrons in electron-neutral collision-dominated plasma of dense gases. Monte Carlo calculations // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2000. V. 28. № 4. P. 1254–1262. <https://doi.org/10.1109/27.893314>

14. *Peterson L.R., Green A.E.S.* The relation between ionization yields, cross sections and loss functions // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1968. V. 1. № 6. P. 1131–1140.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/1/6/317>
15. *Mesyats G.A., Osipenko E.A., Sharyпов K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I., Zubarev N.M.* An ultra-short dense paraxial bunch of sub-relativistic runaway electrons // *IEEE Electron Device Lett.* 2022. V. 43. № 4. P. 627–630.
<https://doi.org/10.1109/LED.2022.3155173>
16. *Yalandin M.I., Sadykova A.G., Sharyпов K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Zubareva O.V., Zubarev N.M.* Features of the secondary runaway electron flow formed in an elongated, atmospheric pressure air gap // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27. P. 103505.
<https://doi.org/10.1063/5.0024785>
17. *Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.В., Сорокин Д.А.* Длительность пучка убегающих электронов при субнаносекундном фронте импульса напряжения // *ЖТФ.* 2022. Т. 92. № 5. С. 694–703.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.05.52373.317-21>
18. *Zubarev N.M., Yalandin M.I., Mesyats G.A., Baren-golts S.A., Sadykova A.G., Sharyпов K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Zubareva O.V.* Experimental and theoretical investigations of the conditions for the generation of runaway electrons in a gas diode with a strongly nonuniform electric field // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 284003.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac90a>
19. *Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А.* О параметрах пучков убегающих электронов и об электронах с “аномальной” энергией при субнаносекундном пробое газов атмосферного давления // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. № 6. С. 388–392.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X1518006X>
20. *Bethe H.* Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie // *Ann. Phys.* 1930. V. 397. № 3. P. 325–400.
<https://doi.org/10.1002/andp.19303970303>
21. *Taylor G.I.* Disintegration of water drops in an electric field // *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* 1964. V. 280. № 1382. P. 383–397.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1964.0151>
22. *Зубарев Н.М.* Формирование конических острий на поверхности жидкого металла в электрическом поле // *Письма в ЖЭТФ.* 2001. Т. 73. № 10. С. 613–617.
23. *Yatom S., Shlapakovski A., Beilin L., Stambulchik E., Tskhai S., Krasik Y.E.* Recent studies on nanosecond-timescale pressurized gas discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. V. 25. № 6. P. 064001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/064001>
24. *Zubarev N.M., Kozhevnikov V.Yu., Kozыrev A.V., Mesyats G.A., Semeniuk N.S., Sharyпов K.A., Shunailov S.A., Yalandin M.I.* Mechanism and dynamics of picosecond radial breakdown of a gas-filled coaxial line // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. № 12. P. 125008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc414>
25. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Mamontov Yu.I.* Streak investigations of the dynamics of subnanosecond discharge developing in nitrogen at a pressure of 6 atm with the participation of runaway electrons // *Plasma Sources Sci. Technol.* V. 30. № 7. P. 075021.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abf31f>

FEATURES OF ELECTRON RUNAWAY IN A GAS GAP WITH A CONICAL CATHODE

**Corresponding Member of the RAS N. M. Zubarev^{a,b}, O. V. Zubareva^a,
and Academician of the RAS M. I. Yalandin^{a,b}**

^a*Institute of Electrophysics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia*

^b*Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The conditions and dynamics of electron runaway in a gas gap with an inhomogeneous distribution of the electric field due to the use of a conical cathode are analyzed. Significant differences in the behavior of electrons at cone opening angles larger and smaller than the threshold value of 98.6 degrees are revealed. For a weakly inhomogeneous field distribution (cones with angles exceeding the threshold), electrons are continuously accelerated throughout the gap. In a strongly inhomogeneous field (cones with relatively small opening angles), electrons can gain maximum energy inside the gap, and begin to decelerate in the near-anode region. Despite this, they reach the anode with high energies comparable to the work of the electric field. This difference leads to the need to use different criteria for the runaway of free electrons in the gas gap.

Keywords: runaway electrons, conical cathode, gas diode, inhomogeneous electric field, pulsed breakdown