

**NUMERICAL ANALYSIS OF RUNAWAY ELECTRON BEAM FOCUSING
WITH A HOMOGENEOUS LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD**

Yuriy Igorevich Mamontov^{1a}, *Nikolay Mikhailovich Zubarev*^{1,2},
*Igor Vladimirovich Uimanov*¹

¹ Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Amundsen str. 106, Yekaterinburg, 620016, Russia

² P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, 119991, Russia

^a mamontov@iep.uran.ru

ABSTRACT

Numerical simulation of the “runaway” electron acceleration and transport in a strongly inhomogeneous electric field and a homogeneous guiding magnetic field was carried out. The electrode system was “conical cathode – spherical anode”. The opening angle of the cathode cone was 40°, a minimum distance between the electrodes was 3 cm. The interelectrode gap was filled with molecular nitrogen at a pressure of 1 atm. The voltage applied was 80 kV. The magnetic field was considered to be directed along the axis of the electrode system. The magnetic field induction was varied from 0 T to 4.3 T. Using a developed numerical 3D Monte-Carlo model, the dependence of the “runaway” electron beam radius on the induction of the guiding magnetic field was studied. It was shown that, beside the magnitude of the magnetic field induction, the beam radius was strongly affected by the point of its generation in the near-cathode region and the approximation of the differential cross section for high-energy electron scattering. The assumption was made that, in the experiment, the radius of the “runaway” electron beam was determined rather by the size of the near-cathode plasma, which was formed at the initial stage of the discharge development.

KEYWORDS

Runaway electrons; numerical simulation; Monte-Carlo technique; pulsed gas discharges of high pressure.

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПРОДОЛЬНЫМ ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

Юрий Игоревич Мамонтов^{1a}, *Николай Михайлович Зубарев*^{1,2},
*Игорь Владимирович Уйманов*¹

¹ Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

² Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

^a mamontov@iep.uran.ru

АННОТАЦИЯ

Проведено численное моделирование ускорения и транспорта «убегающих» электронов в резко неоднородном электрическом поле и однородном ведущем магнитном поле. Рассмотрена электродная система «конический катод – сферический анод» с минимальным расстоянием между электродами 3 см, угол раствора катодного конуса 40° . Межэлектродный промежуток считался заполненным молекулярным азотом под давлением 1 атм. Напряжение на электродах предполагалось постоянным, 80 кВ. Однородное магнитное поле предполагалось направленным вдоль оси электродной системы. Индукция магнитного поля варьировалась от 0 Т до 4,3 Т. В рамках разработанной численной 3D Монте-Карло модели исследована зависимость радиуса пучка «убегающих» электронов, ускоряющегося из прикатодной области, от индукции ведущего магнитного поля. Показано, что, помимо величины индукции поля, на радиус пучка оказывает сильное влияние точка их появления в прикатодной области. Кроме того, на результаты моделирования влияет используемая в модели Монте-Карло аппроксимация дифференциального сечения рассеяния для высокоэнергетичных электронов. В результате анализа полученных данных было сделано предположение, что в эксперименте радиус пучка «убегающих» электронов определяется размером прикатодной плазменной области, которая формируется на начальном этапе развития разряда.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Убегающие электроны; численное моделирование; метод Монте-Карло; импульсные газовые разряды высокого давления.

Введение

Явление «убегания» электронов известно с 20-х годов XX века [1]. Оно заключается в том, что при определенных условиях свободные электроны в среде (газе) оказываются способны набирать в электрическом поле больше энергии, чем теряют в столкновениях с частицами среды. В результате такие электроны непрерывно ускоряются электрическим полем [2]. Впервые данное явление было теоретически описано Дрейсером для полностью ионизованной плазмы токамаков, где явление «убегания» является вредным, так как приводит к раскачке плазменных неустойчивостей [3, 4]. Также, согласно современным представлениям, именно явление «убегания» электронов является причиной возникновения электрических разрядов в атмосфере за счет действия механизма пробоя на «убегающих» электронах (УЭ) [5]. В лабораторных экспериментах с низкотемпературной плазмой УЭ, как правило, наблюдаются в мощных импульсных нано-

и субнаносекундных разрядах при различном давлении газовой среды. Характерными особенностями явления «убегания» электронов являются: 1) чрезвычайно малая длительность импульса тока пучка УЭ – ~ 10 пс, что, как правило, намного меньше времени пролета электронов через разрядный промежуток [6–10]; 2) возможность генерации электронов с «аномальными» энергиями, превосходящими приложенное к разрядному промежутку напряжение [11, 12]; 3) предионизация газовой среды пучком УЭ, приводящая к чрезвычайно быстрой объемной коммутации разрядного промежутка [13, 14]. Данные особенности делают явление «убегания» электронов привлекательным с точки зрения возможности построения на его основе различных электрофизических устройств, например, безвакуумных импульсных источников электронов с энергиями вплоть до единиц МэВ [15]. Большое количество исследований, проводимых в данной области в настоящее время, направ-

лены именно на достижение возможности практического применения явления «убегания» электронов.

Одной из основных проблем, ограничивающих техническое использование УЭ, является низкая плотность тока пучка УЭ, генерируемого в импульсном газовом разряде высокого давления. Недавно были проведены пионерские экспериментальные исследования по фокусировке пучка УЭ продольным ведущим магнитным полем [16] с целью увеличения плотности тока пучка. Использование ведущего магнитного поля с индукцией до 4,3 Тл позволило исследовательской группе достичь рекордно высокого значения плотности тока пучка УЭ в 0,65 кА/см² при токе пучка до 10 А и энергии электронов порядка 200 кэВ. В этой же работе была представлена аналитическая модель, описывающая зависимость радиуса пучка УЭ на аноде от величины фокусирующего магнитного поля. Данная модель использовала понятие параметра Холла как отношения циклотронной частоты вращения электронов в магнитном поле к средней частоте столкновений электронов с частицами газовой среды. Это позволило разделить столкновительный и замагниченный режимы движения УЭ и оценить радиус пучка УЭ на аноде при заданной величине индукции ведущего магнитного поля.

Настоящая работа посвящена численному исследованию фокусировки пучка УЭ продольным магнитным полем с различной величиной индукции. Для этого разработана трехмерная численная модель Монте-Карло. Модель учитывала ускорение электронов электрическим полем, их взаимодействие с магнитным полем и рассеяние электронов на частицах газа. Рассматриваемая геометрия задачи была такой же, как и в экспериментальной работе [16]: конусообразный катод и условно плоский анод. Продольное магнитное поле предполагалось однородным. В результате моделирования была получена зависимость диаметра пучка УЭ от величины индукции магнитного поля.

Определены факторы, оказывающие влияние на фокусировку пучка. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

1. Описание модели

В данной работе была использована разработанная и реализованная трехмерная Монте-Карло модель, описывающая движение электронов в газе в электрических и магнитных полях заданной пространственной конфигурации с заданным временным шагом. Подробно данная модель рассмотрена в работах [17, 18]. Модель состояла из двух основных модулей: модуля, интегрирующего уравнения движения Ньютона для нахождения координат и скоростей электронов на каждом шаге моделирования, и модуля, описывающего столкновения электронов с частицами газовой среды. В рамках модуля движения уравнения движения интегрировались с помощью схемы «предиктор – корректор» второго порядка точности. В рамках второго модуля для описания столкновений электронов с частицами газа был реализован метод «нуль-столкновений» [19]. В качестве газовой среды рассматривался молекулярный азот под давлением 1 атм. Модуль столкновений работал с набором из 19 процессов электрон-молекулярного взаимодействия. Исходными данными для работы алгоритма «нуль-столкновений» служили полные, дифференциальные и дважды дифференциальные сечения соответствующих процессов рассеяния: упругого рассеяния, ионизации, возбуждения вращательных, колебательных и электронных состояний молекулы азота [20–24].

В процессе настройки модели рассеяния оказалось, что на результаты моделирования сильное влияние оказывает вид аппроксимации дифференциального сечения рассеяния для высокоэнергетичных электронов. В рамках данной работы были использованы две аппроксимации: аппроксимация Фелпса и Пичфорда [23] для рассеяния высокоэнергетичных электронов на молекулах азота

и аппроксимация Кольчужкина и Учайкина. Аппроксимационная формула Фелпса и Пичфорда для части дифференциального сечения, зависящей от угла рассеяния, выглядит следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{1}{[1 - (1 - 2\mu(\varepsilon))\cos\theta]^2}, \quad (1)$$

где $\mu(\varepsilon)$ – параметр, который определяется следующим образом:

$$\mu(\varepsilon) = \left[\frac{C}{1 + \sqrt{\varepsilon/50} - (\varepsilon/20)^{1,01}} \right]^{0,99}. \quad (2)$$

В этих формулах σ – сечение рассеяния; θ – угол рассеяния; ε – энергия электрона; C – параметр, который подбирается таким образом, чтобы аппроксимация дифференциального сечения при некотором значении энергии соответствовала известным экспериментальным данным. В данной работе для электронов с $\varepsilon > 100$ эВ использовался набор экспериментально измеренных дифференциальных сечений Дубойса [22]. При подборе константы C выяснилось, что формулы (1)–(2) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [22] для $\varepsilon = 500$ эВ при значении параметра $C = 0,28$.

Аппроксимационная формула Кольчужкина и Учайкина [25] в данной работе рассматривается в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{1}{\left[1 - \cos\theta + \frac{A}{\varepsilon^B} \right]^2}. \quad (3)$$

Здесь A и B – константы. В книге [25] константа B равна 1, а константа A зависит от параметров рассеивающего центра. В настоящей работе A , как и константа C в уравнениях (1)–(2), подбиралась таким образом, чтобы аппроксимация дифференциального сечения при $\varepsilon = 500$ эВ совпадала с данными Дубойса [22]. При условии, что $B = 1$, A было выбрано равным 10. Анализ показал, что при

значениях параметров $A = 10$, $B = 1$, $C = 0,28$ формулы (1)–(2) и (3) давали практически идентичный вид дифференциального сечения рассеяния, и результаты расчетов при использовании данных формул были аналогичными.

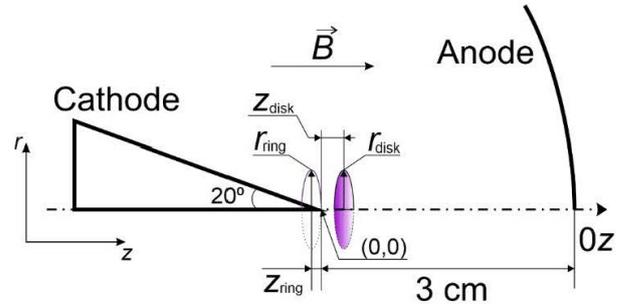


Рис. 1. Схема модельной геометрии рассматриваемой задачи

Fig. 1. A sketch of the problem geometry

В качестве модельной геометрии задачи рассматривалась электродная система «конический катод – сферический анод», схематично представленная на рис. 1. Угол раствора катодного конуса составлял 40° . Кратчайшее расстояние между электродами (расстояние от вершины конического катода до анода) было 3 см. Распределение электрического потенциала φ в таком разрядном промежутке может быть описано следующим уравнением:

$$\varphi = A \left[R^\gamma P_\gamma(\cos\psi) - z_0^\gamma \right], \quad (4)$$

$$A = \frac{U}{(d + z_0)^\gamma - z_0^\gamma}, \quad R = \sqrt{r^2 + (z + z_0)^2}.$$

Здесь R – расстояние от вершины конического катода до рассматриваемой точки пространства; $P_\gamma(\cos\psi)$ – функция Лежандра порядка γ (для конуса с углом раствора 40° $\gamma \approx 0,2745$); ψ – полярный угол, отсчитываемый от оси Oz симметрии разрядной системы; r – расстояние, отсчитываемое от оси Oz ; d – межэлектродное расстояние (3 см); U – приложенное напряжение; z_0 – коэффициент формы острия, имеющий размерность

длины и зависящий от кривизны острия реального катода r_c следующим образом:

$$z_0 = \frac{1-\gamma}{2} r_c. \quad (5)$$

Для соответствия реальному катоду, использованному в эксперименте [16], величина r_c была взята равной 50 мкм, тогда $z_0 = 18$ мкм. В радиальном направлении расчетная область была ограничена величиной $r_{\max} = 1,5$ см.

Напряжение, приложенное к электродам, считалось постоянным, 80 кВ. Это такой уровень напряжения, при котором в эксперименте [16] наблюдалось начало генерации пучка УЭ. Электрическое поле рассчитывалось с помощью уравнений (4) с учетом известного соотношения $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$, где \mathbf{E} обозначает вектор напряженности электрического поля. Нужно отметить, что несмотря на то, что формально анод в рассматриваемой электродной системе предполагается сферическим, вблизи оси разрядной системы форма анода очень мало отличается от плоскости. Поэтому можно с хорошей точностью считать, что описанная конфигурация электродов была аналогична использованной в эксперименте [16]: «конический катод – плоский анод».

Магнитное поле предполагалось однородным и направленным вдоль оси Oz . При моделировании его индукция B изменялась в широких пределах от 0 Т до 4,3 Т.

В начале процедуры моделирования в приэлектродной области предполагалось наличие некоторого числа свободных электронов. Число электронов задавалось достаточно большим для возможности набора статистики по траекториям их движения и оценки пространственного распределения электронов, достигающих анода. В работе [16] был произведен анализ выполнимости условий «убегания» электронов вблизи катода. Было показано, что область пространства, в которой электрическое поле оказывается достаточно большим для «убегания» электронов, имеет протяженность до ~ 250 мкм

от вершины катода. Поэтому в начальный момент времени электроны были распределены некоторым образом внутри этой области. Было исследовано два типа начальных распределений электронов вблизи катода. Первый тип начального распределения – распределение в виде кольца, когда все электроны распределяются равномерно в пределах области с центром на оси Oz , лежащей в плоскости, перпендикулярной к этой оси. При этом задавался радиус кольца r_{ring} и z -координата смещения его центра от вершины катода z_{ring} . Второй тип начального распределения – равномерное распределение электронов в пределах диска с центром на оси Oz , лежащего в плоскости, перпендикулярной к оси. Для данного типа распределения так же задаются радиус диска r_{disk} и z -координата смещения его центра z_{disk} . Однако выяснилось, что тип начального распределения электронов оказывает несущественное влияние на радиус пучка и распределение УЭ на аноде.

После задания начального распределения электронов вблизи катода и величины индукции ведущего магнитного поля начинался процесс моделирования. Временной шаг был постоянным, 10^{-16} с. Типичное время моделирования составляло ~ 300 пс. В процессе моделирования отслеживались траектории нескольких случайных электронов из моделируемого ансамбля, а также регистрировалась эволюция распределения электронов на аноде. В результате собирались данные об особенностях движения электронов в комбинированном столкновительно-замагниченном режиме, а также о зависимости радиуса пучка УЭ от величины ведущего магнитного поля.

В рамках разработанной модели объемный заряд электронов и ионов, появившихся в результате производимых электронами ионизаций, не учитывался. Данное допущение оправдано для пучка УЭ, так как, с одной стороны, переносимый им заряд достаточно мал, а с другой стороны, пучок УЭ генерируется на фронте импульса напряжения

до коммутации промежутка, поэтому в первом приближении можно считать, что он распространяется в поле, не искаженном пространственным зарядом.

2. Результаты моделирования

На рис. 2 представлены пространственные распределения электронов в рассматриваемом разрядном промежутке к моменту окончания процедуры моделирования для различных значений индукции ведущего магнитного поля B . Здесь при моделировании было использовано начальное распределение электронов вблизи катода в виде кольца с $z_{\text{ring}} = -20$ мкм и $r_{\text{ring}} = 50$ мкм. Дифференциальное сечение рассеяния для высокоэнергетичных электронов было аппроксимировано формулами (1)–(2). Видно, что в отсутствие магнитного поля ($B = 0$ Т) из-за наличия значительной радиальной составляющей электрического поля электро-

ны в разрядном промежутке разлетаются чрезвычайно широко: существенная доля электронов в результате рассеяния оказалась за радиальной границей расчетной области 1,5 см. При этом при движении в вакууме электроны на аноде повторили форму своего начального распределения у катода – кольцо; его радиус составил 0,86 см. По мере увеличения магнитного поля радиальный размер области, занимаемой пучком УЭ, постепенно уменьшался, однако при любых значениях B он оставался по меньшей мере вдвое больше радиуса пучка в вакууме. Также обращает на себя внимание тот факт, что с ростом B радиальный размер пучка уменьшается весьма быстро: даже сравнительно небольшого поля 0,1 Т оказывается достаточно, чтобы сгруппировать электроны преимущественно вблизи оси и существенно сократить количество электронов, выходящих из расчетной области в радиальном направлении.

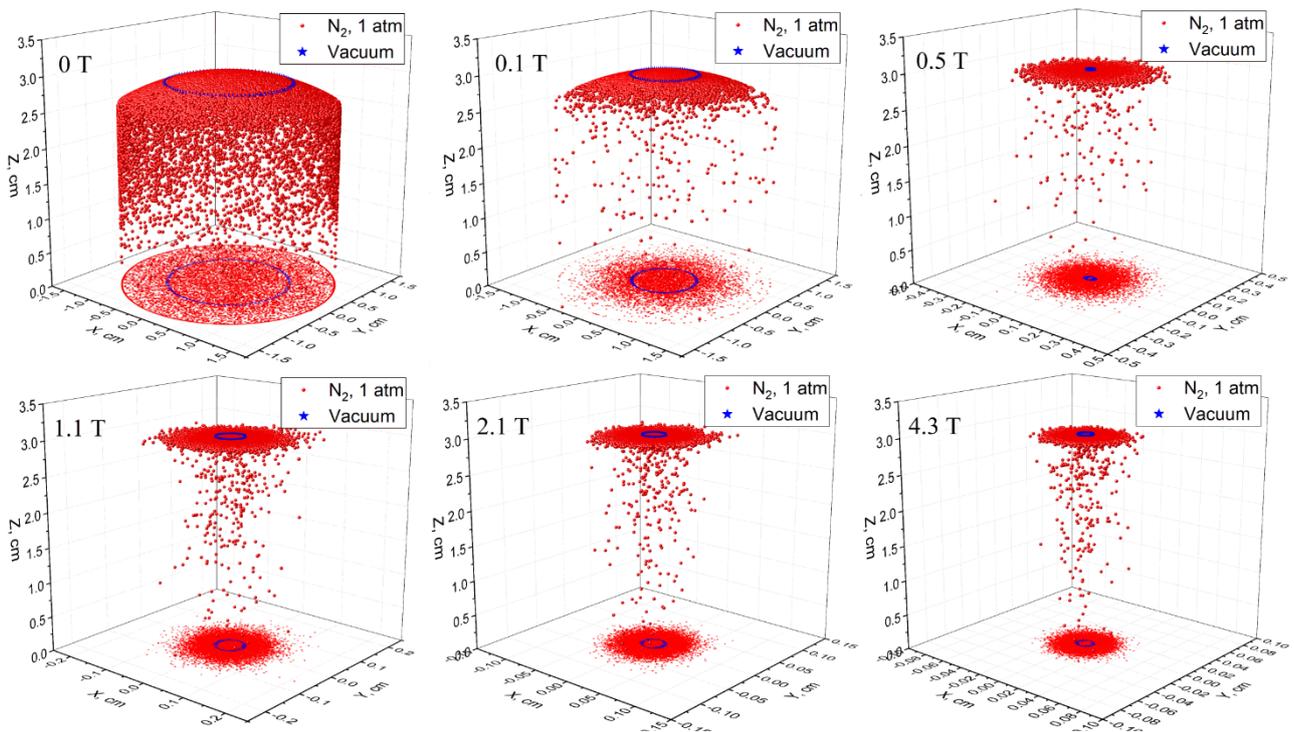


Рис. 2. Пространственные распределения электронов для различных значений индукции магнитного поля B к моменту завершения процедуры моделирования (300 пс)

Fig. 2. Electron spatial distributions for various magnetic field induction B values by the moment of the simulation procedure finishing (300 ps)

На рис. 3 приведены примеры распределения электронов по радиальной координате на аноде для нескольких значений B . Красные графики представляют собой нормированную на единицу функцию распределения электронов по радиальной координате на аноде, а черные – интеграл от функции распределения, то есть вероятность того, что электроны имеют радиальную координату в пределах от 0 до некоторого r . На основании данных распределений определялась расчетная зависимость радиуса r_{beam} пучка УЭ от индукции магнитного поля B . Здесь за радиус пучка r_{beam} принималось такое значение r , при котором вероятность «попадания» электронов в интервал от 0 до r была 0,9. Данный критерий повторял методику расчета радиуса пучка УЭ, которая применялась в экспериментальной работе [16], где за радиус пучка принимался такой радиус диафрагмы, закрывающей электронный коллектор, при котором электронный ток на коллектор составлял 0,9 от максимально возможного тока УЭ при данном значении B (то есть когда диафрагма отсутствовала). По графикам на рис. 3 видно, что с ростом B ширина распределений резко уменьшается,

а их максимумы смещаются в сторону меньших значений r . То есть по мере увеличения B электроны при достижении анода оказываются все ближе к оси разрядной системы.

На рис. 4 показан результат расчета величины r_{beam} в вакууме и в азоте атмосферного давления для $U = 80$ кВ и различных значений B . В качестве значений r_{beam} в вакууме выбирались такие значения r , которые соответствовали максимальному отклонению траектории электронов в вакууме от оси $0z$ для данного значения B . На рис. 4 для всех приведенных графиков тип начального распределения электронов вблизи катода был аналогичным: кольцо с $r_{\text{ring}} = 50$ мкм и $z_{\text{ring}} = -20$ мкм. При сравнении зависимостей $r_{\text{beam}}(B)$ в вакууме и в азоте оказалось, что практически для всех значений B радиус пучка УЭ в газе оказался примерно в два раза больше радиуса пучка в вакууме. Так, например, при $B = 0,2$ Т величина r_{beam} в вакууме составляет 2,2 мм, а в азоте – 5 мм, а при $B = 2,1$ Т – 0,15 мм и 0,4 мм соответственно. Очевидно, данное отличие связано с рассеянием электронов на частицах газовой среды. При этом зависимости $r_{\text{beam}}(B)$ для вакуума и азота качественно аналогичны.

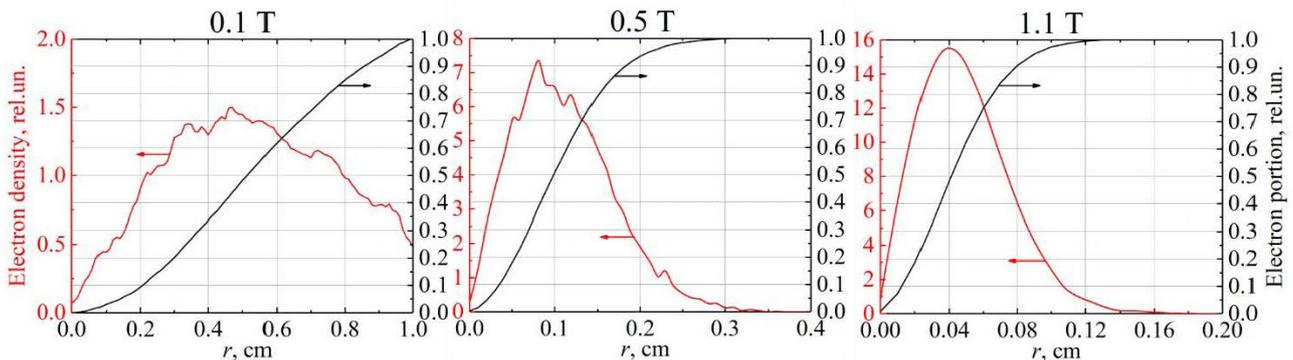


Рис. 3. Распределения электронов, достигших анода за время моделирования, по радиальной координате для значений $B = 0,1$ Т, $B = 0,5$ Т и $B = 1,1$ Т

Fig. 3. The r coordinate distributions of electrons having reached the anode by the moment of the simulation finishing for $B = 0.1$ Т, $B = 0.5$ Т and $B = 1.1$ Т

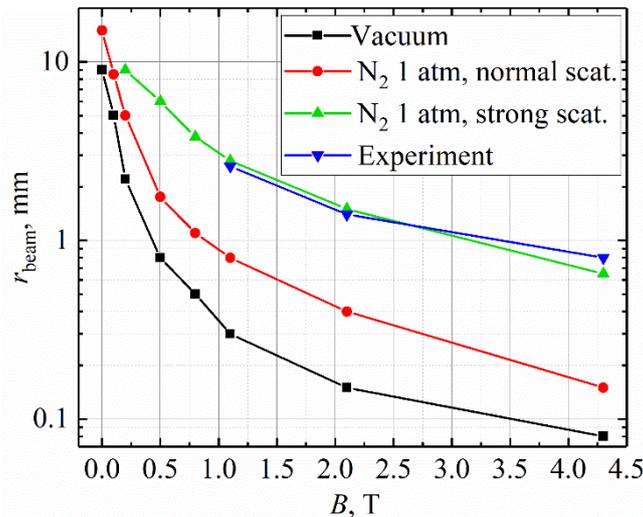


Рис. 4. Зависимости радиуса пучка электронов r_{beam} от индукции магнитного поля B для различных условий моделирования, а также экспериментально измеренные значения r_{beam} [16]

Fig. 4. Dependencies of the electron beam radius r_{beam} on the magnetic field induction B for various simulation conditions, and experimental data [16] for r_{beam} as well

На рис. 4 также показаны результаты эксперимента [16] по измерению радиуса пучка УЭ. Очевидно, что результаты расчетов существенно отличаются от экспериментальных данных. Так, значения r_{beam} , полученные в эксперименте для ряда значений $B = 1,1$ Т, $B = 2,1$ Т и $B = 4,3$ Т, равны соответственно 2,6 мм, 1,4 мм и 0,8 мм. Для этих же значений индукции магнитного поля расчеты предсказывают намного меньшие значения r_{beam} : 0,8 мм, 0,4 мм и 0,15 мм соответственно. Согласно данным, полученным в рамках численной модели, уже при величине $B = 0,4$ Т радиус пучка должен составлять около 2,6 мм, в то время как в эксперименте такая величина радиуса пучка УЭ была достигнута только при $B = 1,1$ Т. В расчетах при значениях $B = 1,1$ Т, 2,1 Т и 4,3 Т радиус пучка УЭ относительно слабо зависит от величины поля B и лежит в диапазоне от 0,15 мм до 0,8 мм. То есть результаты расчета предсказывают, что для фокусировки пучка УЭ достаточно поля всего $B = 0,4$ Т, хотя в эксперименте требовались существенно большие поля. При анализе численной модели также выяснилось, что данный результат практически не зависит ни от типа

и параметров начального распределения электронов вблизи катода, ни от приложенного напряжения.

Одним из факторов, которые могут существенно влиять на эффективность фокусировки пучка УЭ магнитным полем, является дифференциальное сечение рассеяния высокоэнергетичных (~ 10 кэВ) электронов. Действительно, если предположить, что в столкновениях с частицами газа такие электроны отклоняются в основном на очень малые углы, то можно ожидать, что траектории УЭ будут весьма слабо отличаться от траекторий электронов в вакууме. В этом случае для их фокусировки, действительно, может быть достаточно относительно слабого магнитного поля. Напротив, если в столкновениях высокоэнергетичные электроны отклоняются на заметные углы, тогда для компенсации рассеяния на частицах газа и фокусировки пучка необходимо будет прикладывать достаточно сильное магнитное поле. Для того чтобы оценить влияние рассеяния электронов на радиус пучка УЭ было проведено моделирование, где в качестве аппроксимации дифференциального сечения рассеяния высокоэнергетичных электронов

была использована формула Кольчужкина-Учайкина (3), в которой значения константных параметров A и B были равны соответственно 10^{-5} и $0,25$ (режим «сильного рассеяния»). То есть при данных значениях параметров дифференциальное сечение рассеяния в знаменателе зависит не от энергии электрона в первой степени, а от корня четвертой степени из энергии. В результате данная аппроксимация дает существенно более слабую зависимость дифференциального сечения от энергии, и, как следствие, высокоэнергетичные электроны при одной и той же энергии становятся способны рассеиваться на несколько бóльшие углы (по сравнению со «стандартными» значениями параметров: $A = 10$, $B = 1$ – режим «нормального рассеяния»). В результате такой настройки рассеяния удалось получить зависимость $r_{\text{beam}}(B)$, которая с высокой точностью повторяет результаты эксперимента (см. рис. 4). Так, например, при значении $B = 2,6$ Т рассчитанное значение r_{beam} составляло $2,8$ мм, а экспериментальное – $2,6$ мм; при $B = 4,3$ Т радиус r_{beam} был равен $0,65$ мм и $0,8$ мм в расчете и в эксперименте соответственно. То есть усилением рассеяния электронов удалось добиться существенного улучшения согласия результатов расчета с экспериментальными данными.

Однако необходимо отметить, что усиление рассеяния высокоэнергетичных электронов затрудняет их «убегание» и увеличивает вероятность термализации УЭ при удалении от катода за счет увеличения неупругих потерь энергии. В результате усиления рассеяния также увеличивается среднее время достижения электронами анода, а также существенно уменьшается доля моделируемых электронов, успешно достигнувших анода за время моделирования. Из-за этого для режима «сильного рассеяния» пришлось увеличить время моделирования с 300 пс до 500 пс для набора необходимой статистики по распределению УЭ на аноде. Кроме того, изменение характера зависимости от энергии знаменателя в формуле (3) с ε^{-1}

на $\varepsilon^{-1/4}$ представляется достаточно грубым и далеким от известных авторам аппроксимаций дифференциального сечения рассеяния высокоэнергетичных электронов [23, 25–27], поэтому правомерность допущения о «сильном рассеянии» высокоэнергетичных (~ 10 кэВ) электронов сомнительна.

По нашему мнению, наиболее вероятная причина расхождений результатов расчета и экспериментальных данных – существенно отличающиеся условия генерации УЭ в эксперименте при различных значениях B . При анализе экспериментальных данных [16] можно обратить внимание на то, что с увеличением величины ведущего магнитного поля существенно уменьшается ток пучка УЭ, несмотря на возрастающую плотность тока за счет радиального сжатия пучка. Авторы [16] объясняют данный эффект тем, что за счет действия магнитного поля плотность прикатодной плазмы, которая формируется на начальных этапах пробоя промежутка, увеличивается с ростом B . Магнитное поле воздействует на эмиссионные и вторичные ионизационные электроны и мешает им покидать прикатодную область, вследствие чего и повышается плотность прикатодной плазмы. Плазма начинает эффективнее экранировать внешнее электрическое поле вблизи катода, из-за чего электрическое поле быстро уменьшается. В результате условия для генерации УЭ существуют вблизи катода лишь короткий промежуток времени до формирования плотной плазмы и экранировки поля. Причем этот промежуток времени тем меньше, чем более плотная плазма формируется. Как следствие, с увеличением B уменьшается абсолютное число электронов (а следовательно, и ток), которые в прикатодной области успевают перейти в режим непрерывного ускорения.

Формирование плотной прикатодной плазмы может влиять не только на величину электрического поля вблизи катода, но и его пространственную конфигурацию. В результате искажения электрического поля электроны при ускорении вблизи катода, на-

пример, могут приобретать бóльшую (или меньшую) радиальную составляющую скорости и по-другому взаимодействовать с магнитным полем. Также наличие прикатодной плазмы может повлиять и на расположение области пространства, в которой выполняются условия «убегания», и которая является источником УЭ. В рамках разработанной Монте-Карло модели невозможно спрогнозировать параметры формирующейся плазмы и эволюцию пространственной конфигурации электрического поля вблизи катода. Кроме того, за рамками модели остаются также вопросы, связанные с параметрами реального высоковольтного импульса, использованного в эксперименте. Исследование всех этих аспектов процесса формирования пучка УЭ в эксперименте [16] требует разработки самосогласованной модели, например, 2D3V (две координаты – три составляющие скорости) модели «частица-в-ячейке» (“Particle-in-Cell”, PIC) с описанием столкновений с помощью метода Монте-Карло либо гибридной гидродинамической-PIC модели. Предполагается, что в рамках такой модели удастся не только детально изучить особенности ускорения и транспорта УЭ, но и рассмотреть процесс формирования пучка УЭ и прикатодной плазмы с учетом изменяющейся во времени пространственной конфигурации электрического поля. Разработка такой модели является одной из наших задач на ближайшее будущее.

Выводы

В рамках разработанной трехмерной численной Монте-Карло модели рассмотрен процесс ускорения и транспорта «убегающих» электронов в разрядном промежутке «конический катод – плоский анод» с учетом наличия в промежутке однородного ведущего магнитного поля с индукцией B . Разрядный промежуток предполагался заполненным молекулярным азотом под давлением 1 атм. С помощью модели получена зависимость радиуса пучка электронов, достигших

анода за время моделирования, от величины магнитного поля. Обнаружено, что для любых значений B радиус пучка электронов в азоте атмосферного давления примерно вдвое превосходит радиус пучка электронов в том же электрическом поле в вакууме. При этом при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными [16] оказалось, что при одних и тех же значениях B расчет в рамках разработанной модели дает существенно меньшие значения радиуса пучка «убегающих» электронов, чем те, что были зарегистрированы в эксперименте. Возможно, к занижению радиуса пучка при моделировании приводит недооценка рассеяния электронов на частицах газовой среды. Однако данная причина расхождения экспериментальных данных и результатов моделирования кажется сомнительной. Наиболее вероятная причина наблюдаемого расхождения – необходимость учета в численной модели процессов, протекающих на начальной стадии пробоя: образование прикатодной плазмы и перераспределение электрического поля. Данные процессы не были учтены в рамках проведенного моделирования. Создание доработанной численной модели, позволяющей проводить самосогласованный расчет электрических полей и траекторий частиц в условиях эксперимента [16], – одна из наших основных задач в ближайшем будущем.

Благодарности / Acknowledgments

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

The research was funded by the Russian Science Foundation, Grant No. 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson C. T. R. The Acceleration of β -particles in Strong Electric Fields such as those of Thunderclouds //

Math. Proc. Cambridge Phil. Soc. 1925. V. 22, Iss. 4. P. 534–538. DOI: 10.1017/S0305004100003236.

2. Babich L. P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena. Arlington, VA, USA: Futurepast, 2003. P. 353.

3. Dreicer H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I // Phys. Rev. 1959. V. 115, Iss. 2. Article number 238249. DOI: 10.1103/PhysRev.115.238.

4. Dreicer H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. II // Phys. Rev. 1960. V. 117, Iss. 2. Article number 329342. DOI: 10.1103/PhysRev.117.329.

5. Gurevich A. V., Zybin K. P. Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms // Phys.-Usp. 2001. V. 44, Iss. 11. P. 1119–1140. DOI: 10.1070/PU2001v044n11ABEH000939.

6. Mesyats G. A., Yalandin M. I., Reutova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A. Picosecond runaway electron beams in air // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. P. 29–45. DOI: 10.1134/S1063780X11110055.

7. Mesyats G. A., Yalandin M. I. On the nature of picosecond runaway electron beams in air // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2009. V. 37, Iss. 6. P. 785–789. DOI: 10.1109/TPS.2009.2012428.

8. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A. Limitation of runaway electron beam duration in air-filled gap with inhomogeneous field // Tech. Phys. Lett. 2011. V. 37, Iss. 4. P. 371–375. DOI: 10.1134/S1063785011040298.

9. Tarasenko V. F., Rybka D. V., Burachenko A. G., Lomaev M. I., Balzovsky E. V. Note: Measurement of extreme-short current pulse duration of runaway electron beam in atmospheric pressure air // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83, Iss. 8. Article number 086106. DOI: 10.1063/1.4746378.

10. 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, Iss. 6. Article number 063501. DOI: 10.1063/1.5143486.

11. Tarasenko V. F., Lomaev M. I., Beloplotov D. V., Sorokin D. A. Runaway electrons during subnanosecond breakdowns in high-pressure gases // High Voltage. 2016. V. 1, Iss. 4. P. 181–191. DOI: 10.1049/hve.2016.0052.

12. Kozyrev A. V., Kozhevnikov V. Y., Semeniuk N. S. Why do Electrons with “Anomalous Energies” appear in High-Pressure Gas Discharges? // EPJ Web of Conferences. 2018. V. 167. Article number 01005. DOI: 10.1051/epjconf/201816701005.

13. Месяц Г. А., Яландин И. И. Наносекундный объемный разряд в воздухе, инициируемый

пикосекундным пучком убегающих электронов // УФН. 2019. Т. 189, № 7. С. 747–751. DOI: 10.3367/UFNr.2018.06.038354.

14. Костыря И. Д., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И.. Объемный разряд при атмосферном давлении без внешней предыонизации // ПЖТФ. 2005. Т. 31, № 11. С. 19–26. URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20338224>.

15. Mesyats G. A., Pedos M. S., Rukin S. N., Rostov V. V., Romanchenko I. V., Sadykova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Yalandin M. I. Formation of 1.4 MeV runaway electron flows in air using a solid-state generator with 10 MV/ns voltage rise rate // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. Article number 163501. DOI: 10.1063/1.5025751.

16. Mesyats G. A., Osipenko E. A., Sharypov 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 Letters. 2022. V. 43, Iss. 4. P. 627–630. DOI: 10.1109/LED.2022.3155173.

17. Mamontov Yu. I., Lisenkov V. V. Features of the electron avalanche formation process in a strongly inhomogeneous electric field under high overvoltages // J. of Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2064, Iss. 1. Article number 012020. DOI: 10.1088/1742-6596/2064/1/012020.

18. Mamontov Yu. I., Zubarev N. M., Uimanov I. V. Anisotropy of the Runaway Electron Generation Process in Strongly Inhomogeneous Electric Fields // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2021. V. 49, Iss. 9. P. 2589–2598. DOI: 10.1109/TPS.2021.3082693.

19. Lin S. L., Bardsley J. N. The null-event method in computer simulation // Computer Physics Communications. 1978. V. 15, Iss. 3–4. P. 161–163. DOI: 10.1016/0010-4655(78)90090-5.

20. Itikawa Y. Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35, Iss. 1. P. 31–53. DOI: 10.1063/1.1937426.

21. Shyn T. W., Stolarski R. S., Carignan G. R. Angular Distribution of Electrons Elastically Scattered from N₂ // Phys. Rev. A. 1972. V. 6, Iss. 3. P. 1002–1012. DOI: 10.1103/PhysRevA.6.1002.

22. DuBois R. D., Rudd M. E. Differential cross sections for elastic scattering of electrons from argon, neon, nitrogen and carbon monoxide // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1976. V. 9, Iss. 15. Article number 26572667. DOI: 10.1088/0022-3700/9/15/016.

23. Phelps A. V., Pitchford L. C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport // Phys. Rev. A. 1985. V. 31, Iss. 5. P. 2932–2949. DOI: 10.1103/PhysRevA.31.2932.

24. Opal C. B., Peterson W. K., Beaty E. C. Measurements of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases // J. Chem. Phys. 1971. V. 55, Iss. 8. P. 4100–4106. DOI: 10.1063/1.1676707.

25. Кольчужкин А. М., Учайкин В. В. Введение в теорию столкновений. Томск: Издательство Томского университета, 1979. 141 с.

26. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.

27. Moss G. D., Pasko V. P., Liu N., Veronis G. Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leaders // *Journal of Geophysical Research*. 2006. V. 111, Iss. A2. Article number A02307. DOI: 10.1029/2005JA011350.