

УДК 537.5

*В.Ю. КОЖЕВНИКОВ^{1,2}, А.В. КОЗЫРЕВ^{1,2}, Н.С. СЕМЕНЮК¹***ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ***

Представлены результаты теоретического моделирования явления высоковольтного разряда в азоте атмосферного давления на базе последовательной кинетической теории для электронов. Впервые реализована математическая модель нестационарного разряда высокого давления, базирующаяся на описании электронной компоненты из первых принципов. Физическая кинетика электронов описывается с помощью кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по импульсам с учетом только ионизационных и упругих столкновений. Описана детальная пространственно-временная картина развития нестационарного разряда с убегающими электронами в условиях коаксиальной геометрии газового диода. Разработанная модель самосогласованно описывает как процесс формирования потока убегающих электронов в разряде, так и влияние этого потока на скорость ионизационных процессов в газе. Рассчитаны полные энергетические спектры потока электронов, падающих на анод. Полученные параметры импульса тока пучка быстрых электронов хорошо коррелируют с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: импульсный пробой газа, газовый разряд, убегающие электроны, разряд с убегающими электронами, кинетическая модель плазмы.

Введение

Исследования быстрых электронов в газовом разряде высокого давления в последнее время стали актуальными как в связи с появлением новых экспериментальных данных, обусловленных большим прогрессом в измерительной технике регистрации пикосекундных импульсов, так и в связи с возможным использованием этих коротких пучков в системах генерации коротких импульсов рентгеновского излучения.

Известно, что быстрые электроны в газовом разряде наблюдаются при осуществлении пробоа газонаполненного промежутка при подаче на него высоковольтного импульса напряжения с крутым передним фронтом [1–3]. При этом большое значение имеет не абсолютная величина напряжения, а кратность его превышения над величиной статического пробивного напряжения при данном давлении газа. Последнее примерно линейно зависит от давления газа. Но с ростом давления резко падает количество наблюдаемых быстрых электронов, так как пробой промежутка, завершающийся спадом напряжения на нем, происходит в нано- и субнаносекундном диапазоне. Именно из этих двух факторов процесса (чрезвычайно коротких времен и очень небольшого количества быстрых электронов) экспериментальное его изучение сталкивается с большими трудностями. Поэтому значительный прогресс в изучении быстрых электронов сделан в последнее десятилетие и связан с появлением регистрирующей аппаратуры пикосекундного разрешения [4–7].

Одним из параметров, несущим важную информацию о механизме генерации электронов в диоде, является энергетический спектр электронного пучка. В работе [3] сообщалось о получении пучка электронов за анодной фольгой газового диода, в спектре которого были зарегистрированы энергии, превышающие энергию, соответствующую максимальному напряжению на промежутке (так появился термин электроны с «аномальной энергией»). Данный вопрос имеет фундаментальное значение, поскольку электроны высокой энергии и рентгеновские кванты, которые генерируются при торможении электронов на аноде, могут заметно влиять на процесс пробоа газа и пространственную форму наносекундного разряда. Однако приводимые в известных работах данные о спектрах электронов в газовом разряде сильно отличаются друг от друга. В частности, вопрос о наличии в разряде электронов с «аномальной энергией» сильно поляризовал научное сообщество. Так, в работе [3] на основе экспериментов с магнитным спектрометром сообщалось, что спектр генерируемых в воздухе атмосферного давления электронов имеет максимум, лежащий в области энергий T , превышающих eU_m , где U_m – максимальная амплитуда напряжения на промежутке.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 17-08-00932.

С другой стороны, согласно выводам работы [6], энергия электронов в диоде не должна превышать энергию, соответствующую максимальному напряжению на промежутке.

В базовой работе [8] был введен в оборот новый объект – «пробой газа на убегающих электронах». Суть этого явления состоит в том, что появление убегающих электронов создает предпосылки развития разряда в области перед лидером молнии. Ионизация атмосферного воздуха в сильном электрическом поле грозовых облаков определяет скорость и форму электрического разряда. Есть также публикация [7] об экспериментальной реализации этого режима в лабораторных условиях.

Как становится понятным из описания пробоя на убегающих электронах и механизма появления «аномально высоких энергий» электронов в высоковольтном разряде, эти явления близко связаны. Об этом механизме впервые высказался Г.А. Аскарьян [9]. Он отметил, что аномально ускоренные электроны могут появиться в случае их «самоускорения в электрическом поле поляризующегося шлейфа ионизации» быстрых частиц при их прохождении через газ.

Накопленный большой экспериментальный материал наряду с новыми подробностями ставит перед исследователями и новые вопросы. Бурно дискутируются в научной литературе данные о количестве быстрых электронов, длительности импульса их тока, максимальных и средних энергиях электронов в потоке, форме импульса и спектральном составе электронного пучка. Во всех этих дискуссиях используются или чрезвычайно грубые теоретические оценки, базирующиеся на самых общих известных закономерностях [3, 9], или, наоборот, слишком детальные численные эксперименты с применением громоздких вычислительных пакетов программ и многопараметрических методов вероятностного моделирования типа РС-метода или метода Монте-Карло [10–12]. В первом случае оценки слишком грубы, а во втором недостаточно общи из-за огромного количества параметров, которые требуется задавать при моделировании.

В данной работе описывается принципиально новый подход, который способен дать не только физически прозрачный ответ на поставленные вопросы, но и позволил бы рассчитывать основные параметры разряда и пучка убегающих электронов в широком диапазоне заданных условий.

Для теоретического описания пробоя газов с неоднородной геометрией разрядного промежутка часто применяют численные методы, основанные на расчете ограниченного ансамбля частиц (метод Монте-Карло, РС-метод) [11–13]. Однако эти методы плохо приспособлены для описания статистически малых групп частиц, которыми обычно являются убегающие электроны в разряде высокого давления. Для того чтобы заметить и в деталях проследить за группой быстрых электронов, составляющей, например, долю порядка 10^{-5} от полного числа электронов в разряде (это типичный порядок количества убегающих электронов в разрядах высокого давления), в вычислительном ансамбле надо иметь не менее миллиона частиц. Поэтому из-за ограниченных вычислительных ресурсов есть большие ограничения на возможности указанных методов.

Авторы ранее предложили комбинированный (или гибридный) метод теоретического моделирования разрядов с убегающими электронами, который подробно изложен в работах [14, 15]. Центральная идея этого метода базируется на предположении, что доля электронов с высокой энергией незначительна, и они не влияют на плазменную и полевую динамику разряда. Это позволяет описывать поведение электрон-ионных компонент низкотемпературной плазмы разряда в дрейфово-диффузионном приближении. Затем, используя известные в каждый момент времени распределения напряженности электрического поля и скорости генерации электронов, можно было решать кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения убегающих электронов по скоростям (импульсам). Фактически, убегающие электроны в этой модели не испытывали потерь энергии при своем движении через газ, а любое столкновение приводило к изъятию такого электрона из режима непрерывного ускорения.

Принципиальным недостатком гибридной модели является невозможность учета ионизации газа самими убегающими электронами. Поэтому естественным шагом с нашей стороны в построении более реалистичной модели стал переход к полностью кинетическому описанию всех электронов разряда (а не только убегающих, как в гибридной модели) с помощью кинетического уравнения Больцмана. Этот подход позволяет полностью отказаться от гидродинамического описания движения электронов, включая полуэмпирические зависимости от напряженности электрического поля для скорости дрейфа электронов и коэффициента ионизации Таунсенда.

Целью данной работы является формулировка оригинальной кинетической модели разряда и иллюстрация физического механизма формирования пучка убегающих электронов при пробое газа высокого давления.

Теоретическая модель разряда на базе кинетического описания электронов

Поток убегающих электронов в плазме образуется, когда эффективная тормозная сила не может компенсировать электростатической силы, которая ускоряет электроны к аноду [8]. Такая ситуация естественно реализуется для быстрых электронов (> 1 кэВ). Их поперечное сечение столкновений с атомами уменьшается с увеличением кинетической энергии [16]. Но изначально быстрых электронов в плазме почти нет. Они могут появиться в результате определенного статистически маловероятного события. Например, когда тепловой (плазменный) электрон, прежде чем столкнется хотя бы один раз, пройдет большое расстояние вдоль действия ускоряющей силы и наберет относительно большую направленную скорость. Тогда он может перейти в режим непрерывного ускорения, так как по мере его ускорения вероятность столкновения с большой потерей энергии становится все меньше и меньше.

Основное преимущество последовательного кинетического описания электронов на основе уравнения Больцмана состоит в том, что мы можем постоянно следить за эволюцией всего спектра электронов в разряде, начиная от тепловых (плазменных) электронов до быстрых электронов с релятивистскими скоростями. При этом нет необходимости заранее выделять группу ускоренных в «надкритическом поле» электронов, которые, как в PIC-методе например, будут впоследствии убегающими. Мы вообще не используем понятие критического поля, так как появление убегающих электронов в «хвосте функции распределения» естественным образом реализуется при решении уравнения Больцмана. Такой метод расчета является единственным способом описания генерации убегающих электронов при уровне электрических полей, существенно ниже величины критического поля.

Так как в исследуемых режимах все значимые процессы протекают в субнаносекундном диапазоне времени, в рамках минимальной модели мы полностью пренебрегаем движением ионов. Отметим сразу, что учет движения ионов в специальных тестовых расчетах не привел к каким-либо заметным изменениям в результатах по сравнению с минимальной моделью.

В качестве пространственно одномерной модели разряда с неоднородной геометрией разрядного промежутка, допускающей точное математическое описание на основе уравнений в частных производных, был выбран коаксиальный газонаполненный диод (давление газа P , радиус внутреннего катода r_c , радиус анодного цилиндра r_a , продольная длина разрядной трубки L). На такой промежуток, включенный в последовательную электрическую цепь с источником напряжения и балластным сопротивлением R , подается электрический импульс $U_0(t)$ с крутым передним фронтом и амплитудой, существенно превышающей напряжение статического пробоя газа. Эта эквивалентная схема питания разряда хорошо описывает используемый в большинстве экспериментов разряд формирующей линии с волновым сопротивлением R на диодную нагрузку.

Математическая модель для напряженности поля и функции распределения электронов в разряде

Поскольку в экспериментах по регистрации убегающих электронов приложенные напряжения достигают сотен киловольт, мы сразу будем описывать процесс релятивистским уравнением Больцмана в фазовом пространстве координата – импульс с модельной правой частью:

$$\gamma \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m\gamma} \frac{\partial f}{\partial r} - eE(r, t) \frac{\partial f}{\partial p} \right) = -Q_- + Q_+ + S_{sc}. \quad (1)$$

Здесь e – элементарный заряд; m – масса покоя электрона; $p = m\gamma v$ – релятивистский импульс; $\gamma = \sqrt{1 + (p/mc)^2}$ – релятивистский фактор; c – скорость света; $f(r, p, t)$ – пространственно неоднородная функция распределения электронов по импульсам; $E(r, t)$ – напряженность электрического поля.

Первое слагаемое Q_- в правой части (1) описывает процесс «гибели» электронов в данном элементе фазового пространства за счет неупругих электрон-атомных столкновений, второе слагаемое Q_+ описывает «появление» электронов в элементе фазового пространства в этих же неупругих процессах, а третье слагаемое S_{sc} – влияние рассеивающих, в частности упругих столкновений на функцию распределения.

В рамках последовательного кинетического подхода мы должны записать интегральное выражение для конвективного тока электронов в любом сечении разрядного промежутка:

$$J_e(r, t) = -e \int_{-\infty}^{\infty} v(p) f(r, p, t) dp, \quad v(p) = \frac{p}{m\gamma(p)}. \quad (2)$$

Пользуясь правилом Кирхгофа для полной цепи, можно связать падение напряжения на промежутке с величиной полного тока в цепи разряда J_{tot} :

$$J_{\text{tot}}(t) = -\frac{1}{2\pi r LR} \left(U_0(t) + \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right). \quad (3)$$

Отметим, что знаки в этих выражениях выбраны в привязке к системе координат с направлением от катода к аноду, а именно при положительном анодном напряжении полный ток разряда и напряженность поля в промежутке будут иметь отрицательное значение.

Наконец, пользуясь законом сохранения полного тока (конвективный ток электронов плюс ток смещения Максвелла), можно замкнуть нашу систему уравнений эволюции для напряженности электрического поля в промежутке:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} = J_{\text{tot}}(t) - J_e(r, t). \quad (4)$$

Система интегродифференциальных уравнений (1) – (4) при ее корректном решении позволяет получить полностью самосогласованное кинетическое описание переноса электронов и в разрядном промежутке с внешней цепью.

Описание процессов столкновений в уравнении Больцмана

Перейдем теперь к самому сложному пункту кинетической модели – описанию столкновительных процессов, которые определяют пространственно-временное поведение функции распределения электронов в разряде. Обычно правая часть уравнения Больцмана записывается в виде интегралов столкновений от функции распределения, причем для каждого сорта столкновений имеется два слагаемых: одно описывает скорость «исчезновения» частиц в элементе фазовой области в результате столкновения, а второе – скорость «появления» частиц в этом же элементе. В рамках нашей минимальной модели мы сразу же предлагаем значительное упрощение этого описания.

Во-первых, мы ограничимся только одним видом неупругих столкновений – ионизацией атомов/молекул электронным ударом из основного состояния. Как известно, для быстрых электронов это основной канал потерь энергии [17]. Учет всех видов неупругих процессов сильно бы усложнил задачу, сделав ее неподъемной для имеющихся в нашем распоряжении скромных вычислительных мощностей.

Во-вторых, необходимо обязательно учесть влияние рассеивающих (упругих) столкновений электронов, так как они играют определяющую роль в формировании основной (низкоэнергетической) части спектра электронов по энергиям, ответственной за перенос тока в плазме. В рамках одномерной модели абсолютно корректно сделать это непросто, так как рассеяние представляет собой принципиально трехмерный процесс.

В-третьих, запись правой части в традиционной форме интегралов столкновений делает уравнение интегродифференциальным, что требует непомерных затрат вычислительных ресурсов на получение решения с приемлемой точностью. Пользуясь глубоким пониманием природы физических процессов, мы решили слагаемые в правой части уравнения (1) записать в упрощенном (модельном) виде, не подразумевающим интегрирования от искомой функции распределения.

В одномерных моделях часто используется приближение «вперед-назад» для описания рассеивающих столкновений [18]. Применительно к уравнению (1) можно записать слагаемые, описывающие рассеивающие столкновения в этом приближении, в следующем виде:

$$S_{sc} = -n_g v \sigma^*(p) (f(r, p, t) - f(r, -p, t)), \quad (5)$$

где n_g – концентрация атомов газа; $\sigma^*(p)$ – транспортное сечение упругих столкновений; $v = p/m\gamma$ – скорость электронов.

Поскольку сечение упругих столкновений в области низких энергий у всех газов довольно большое, то выражение (5) будет верно описывать процесс быстрой «изотропизации» функции распределения основной части ансамбля электронов, не искажая его спектра по кинетическим

энергиям. В области очень высоких энергий сечение упругих процессов быстро падает, становится намного меньше, чем сечения неупругих столкновений, что оставляет функцию распределения существенно анизотропной.

Неупругие процессы в форме ударной ионизации будем описывать следующим образом. Полагаем, что «первичный» электрон с кинетической энергией ε , сталкиваясь с атомной частицей, порождает два «вторичных» электрона: медленный с энергией $\varepsilon_s(\varepsilon) = I \cdot \ln(\varepsilon/I)$ и быстрый $\varepsilon_f(\varepsilon) = \varepsilon - I(1 + \ln(\varepsilon/I))$, где I – пороговая энергия реакции, то есть энергия ионизации атома. Это значительное упрощение реального процесса, в котором существует вероятностный разброс в энергиях вторичных электронов. Но мы пошли на это упрощение, так как оно позволяет принципиально верно описать сам процесс перераспределения кинетической энергии электрона во всем диапазоне ионизационных столкновений и в элементарных функциях записать скорости этих процессов в правой части уравнения (1).

Слагаемое Q_- , ответственное за «гибель» электронов в элементе фазового объема в ионизационном столкновении, имеет общепринятый очевидный вид

$$Q_-(p) = n_g v \sigma_{\text{ion}}(p) f(r, p, t). \quad (6)$$

Здесь $\sigma_{\text{ion}}(p)$ – зависимость сечения ионизации атома от импульса электрона.

Если мы знаем частоту актов ионизации в данной области энергий электрона, то точно такой же будет частота актов рождения вторичных электронов. Если энергии первичных электронов связаны с энергиями вторичных электронов детерминированными зависимостями, как мы сделали выше, то можно частоту источника новых электронов пересчитать из частоты гибели первичных, вычислив член (6) при соответствующем значении аргумента. Слагаемое Q_+ , описывающее скорость рождения двух «вторичных» электронов, распадается на два – скорость рождения медленных Q_+^s и быстрых Q_+^f электронов:

$$Q_+^{s,f}(p) = Q_- \left[mc \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{s,f}^{-1}(\varepsilon(p))}{mc^2} + 1 \right)^2 - 1} \right] \left| mc \frac{\partial}{\partial p} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{s,f}^{-1}(\varepsilon(p))}{mc^2} + 1 \right)^2 - 1} \right|. \quad (7)$$

Здесь символами $\varepsilon_{s,f}^{-1}(\varepsilon)$ обозначены обратные функции, численно равные энергиям тех первичных электронов, которые порождают вторичные электроны с данной кинетической энергией $\varepsilon(p) = mc^2 \left(\sqrt{1 + (p/mc)^2} - 1 \right)$. Например, $\varepsilon_s(\varepsilon) = I \cdot \ln(\varepsilon/I)$, тогда $\varepsilon_s^{-1}(\varepsilon) = I \cdot \exp(\varepsilon/I)$, Второй сомножитель в формулах (7) учитывает масштабное преобразование фазового объема при нелинейной замене переменных, он обеспечивает сохранение числа актов гибели первичных электронов и соответствующих им актов рождения вторичных.

Таким образом, теперь мы имеем кинетическое уравнение (1) с правой частью, выраженной в элементарных функциях. Этот факт позволил реализовать программу поиска решения системы (1) – (4), не требующую использования больших вычислительных мощностей.

Реализация программы на примере азота атмосферного давления

Представим результаты моделирования высоковольтного разряда в азоте атмосферного давления. Единственными характеристиками сорта газа в предлагаемой модели являются сечения двух элементарных процессов – ударной ионизации и транспортного сечения рассеяния. Никаких дополнительных полуэмпирических зависимостей или корректирующих параметров модель не предполагает.

Данные об этих сечениях мы взяли из работы [16], где они имеются для энергий электрона до 1 кэВ. Мы экстраполировали зависимости сечений в область высоких энергий, пользуясь асимптотическими зависимостями [19]. На рис. 1 показаны использованные в расчетах зависимости сечений от энергии налетающего электрона (сплошные линии – данные из [16], штриховые – наша экстраполяция).

Система уравнений (1) – (4) с дифференциальными источниками (5) – (7) решалась во времени как начальная задача с нулевым полем и нулевым током $J(0) = 0$, $E(r, 0) = 0$, $U_0(0) = 0$. Затем задавался временной профиль импульса напряжения источника в виде гладкой непрерывной

функции $U_0(t)$. Начальная концентрация электронов всегда задавалась на уровне ниже 10^3 см^{-3} непрерывной функцией координат $n_e(r, 0) = n_0(r)$. Для того чтобы избежать описания несущественных в минимальной модели эмиссионных процессов, мы пренебрегали падением напряжения на прикатодном слое и использовали нулевые граничные условия Неймана для функции распределения на поверхности катода $(\partial f / \partial r)_c = 0$.

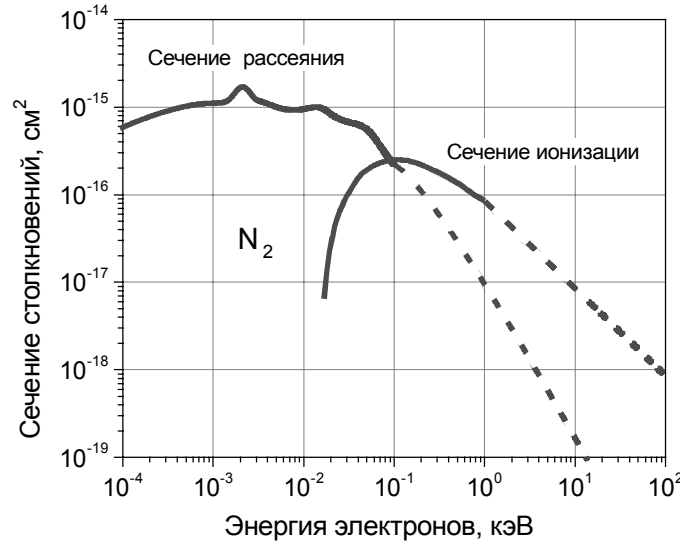


Рис. 1. Используемые в расчетах сечения электронных столкновений в азоте

Для того чтобы получить ток быстрых электронов, который можно было бы сравнивать с экспериментальными данными, мы в расчете используем «энергетический» фильтр в виде алюминиевой фольги толщиной $d = 10 \text{ мкм}$, отсекающий медленные электроны, приходящие на анод из столба разряда. Спектральный коэффициент ослабления фольги $\varphi_{Al}(d, \varepsilon)$ хорошо считается с помощью полуэмпирических формул [20]. Поэтому ток $J_{\text{fast}}(t)$ и суммарный за весь импульс спектр быстрых электронов за анодом $N(\varepsilon)$ вычислялся в виде

$$J_{\text{fast}}(t) = 2\pi r_a L \cdot e \int_0^{\infty} \varphi_{Al}(d, \varepsilon) f(r_a, \varepsilon, t) v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad N(\varepsilon) \propto \varphi_{Al}(d, \varepsilon) \int_0^{\infty} f(r_a, \varepsilon, t) dt. \quad (8)$$

В программе мы опирались на метод непосредственного решения уравнения Больцмана в фазовом пространстве на однородной регулярной сетке. Предлагаемый подход был апробирован при успешной попытке построения гибридной модели разряда с убегаящими электронами [14, 15]. Численное решение начинается с декомпозиции кинетического уравнения, в результате чего уравнение Больцмана распадается на систему дифференциальных уравнений переноса, которые решаются последовательно на малом временном шаге, благодаря чему, в частности, достигается сокращение размерностей операторов в фазовом пространстве. Используемая декомпозиция аналогична методу Странга [21] для уравнения Власова, она обеспечивает второй порядок точности по временной переменной. Каждое из полученных в результате декомпозиции уравнений, в фиксированный момент времени, имеет точное общее решение типа бегущей волны с постоянной скоростью. Для получения численного значения функции распределения на каждом шаге алгоритма декомпозиции нужно использовать интерполяцию достаточно высокого порядка, чтобы получить новое значение функции по его значениям в узлах сетки. Здесь планируется использовать метод Ченга – Кнорра [22] в качестве основного инструмента расчёта, а также метод Накамуры – Ябе [23] для верификации полученных функций распределения.

Типичная вычислительная сетка, используемая в расчетах, по координате содержала 1536 узлов, по импульсам – до 6144 узлов, шаг по времени мог варьироваться от 0.005 до 1 пс. Время счета типичного варианта задачи на неспециализированном компьютере (Intel Core i7, 3.4 ГГц, 32 Гбайт) укладывалось в 35 мин.

Результаты моделирования разряда в азоте атмосферного давления

Представим результаты моделирования пробоя применительно к ситуации, когда на коаксиальный газонаполненный диод ($r_c = 1$ мм, $r_a = 10$ мм, погонная длина $L = 1$ см, азот при давлении 760 Торр) от источника питания подается импульс напряжения амплитудой 200 кВ с крутым фронтом и длительностью по основанию 1 нс. Диод включен в цепь последовательно с балластным сопротивлением $R = 75$ Ом.

В объеме промежутка имеется предварительная ионизация газа, причем распределение начальной концентрации является резко неоднородным, а именно: его можно описать формулой $n_0(r, 0) = n_0 \exp(-20r^2/r_c^2)$, причем уровень начальной ионизации у катодной поверхности был равен $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Для примера мы взяли случай неоднородной предыонизации, чтобы продемонстрировать работоспособность модели в ситуации, которая не может быть описана в более простых моделях, не учитывающих ионизацию газа уходящими электронами.

На рис. 2 показаны расчетные зависимости напряжений на источнике и на диоде, а также импульса тока пучка быстрых электронов за анодной фольгой $J_{\text{fast}}(t)$, вычисленного по формуле (8). Из-за быстрого развития пробоя и наличия большого балластного сопротивления напряжение на диоде не поднимается выше 110 кВ, а на завершающей фазе пробоя выходит на уровень ~ 20 кВ/см, который характерен для объемных разрядов в азоте атмосферного давления [14]. Это значит, что наша кинетическая модель дает реалистичное значение удельной проводимости низкотемпературной азотной плазмы.

Видно, что импульс тока пучка появляется в окрестности максимума диодного напряжения и имеет длительность на полувысоте порядка 15 пс.

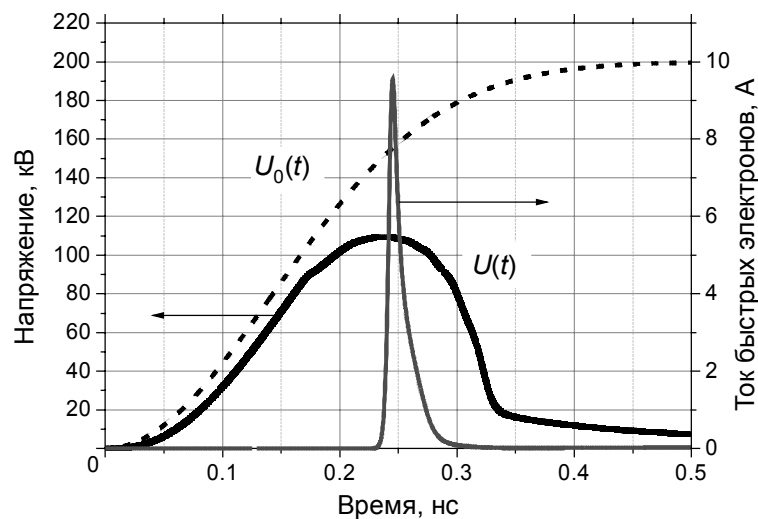


Рис. 2. Напряжение источника $U_0(t)$, напряжение на диоде $U(t)$ и ток пучка быстрых электронов

Эти характеристики являются лишь внешним «электротехническим» проявлением внутренних разрядных процессов, и они могут быть получены даже в простейших полуэмпирических моделях пробоя. В частности, они очень хорошо совпадают с расчетами коммутационной кривой $U(t)$, полученными с помощью ранее использованной гибридной модели разряда с уходящими электронами [14, 15]. Кинетическая же модель предоставляет максимально возможную информацию о «внутреннем устройстве» явления. Например, мы можем в любой момент времени посмотреть на распределение электронного ансамбля в фазовой плоскости координата – импульс. На рис. 3 показаны фазовые портреты электронного ансамбля для четырех различных моментов времени.

На фазовых портретах отчетливо видно, где начинает формироваться поток уходящих электронов и какова его дальнейшая динамика. Рассеивающие столкновения формируют характерную форму фазового портрета с обратно летящими быстрыми электронами.

На рис. 3, а показана начальная стадия, когда электроны еще не достигли анода, но фронт ионизации уже отодвинулся от катода примерно на 0.6 мм. Напряженность поля в этот момент

достигает максимальных величин ~ 300 кВ/см именно в области фронта ионизации. Подавляющее большинство убегающих электронов (рис. 3) имеют кинетическую энергию заведомо ниже той, что они могли бы набрать, пройдя разность потенциалов $U(t)$.

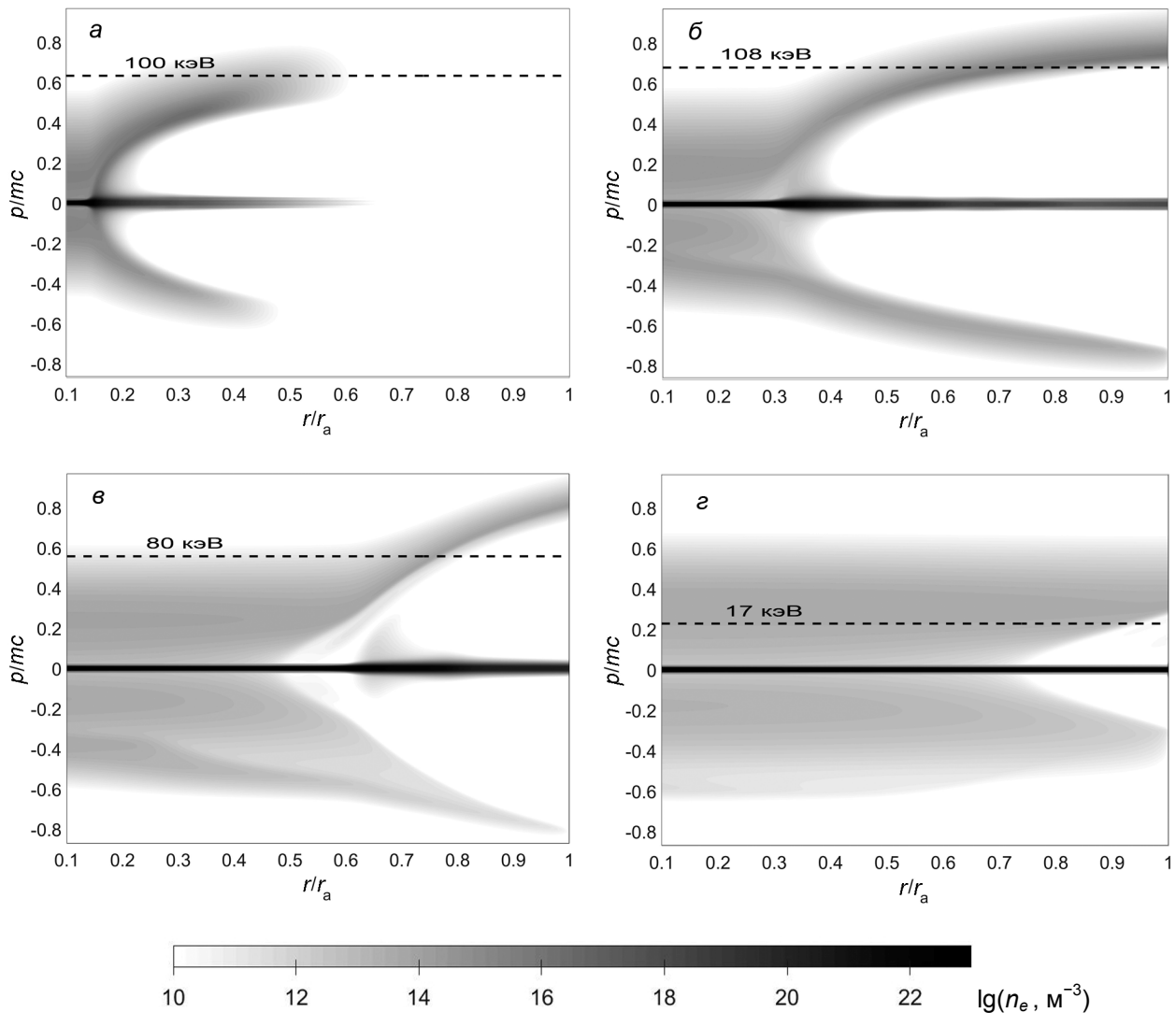


Рис. 3. Фазовые портреты электронного ансамбля для различных моментов времени развития пробоя в азоте (слева – катод, справа – анод): *a* – 200 пс; *б* – 250; *в* – 300; *г* – 350. Плотность штриховки отражает в логарифмическом масштабе локальную плотность распределения. Штриховые линии показывают уровень импульса электрона, соответствующего кинетической энергии $\varepsilon = eU(t)$

На рис. 3, *б* видно, что к 250-й пикосекунде промежуток заполнился хорошо проводящей плазмой, фронт плотной плазмы переместился на 3 мм от катода, а на анод поступают убегающие электроны с энергией, заметно превышающей $eU(t)$. Они и формируют поток электронов с так называемой «аномально» высокой кинетической энергией. Этот эффект становится очевидным, если посмотреть на рис. 4. К моменту 200 пс в середине промежутка уже есть электроны с энергией около 100 кэВ (рис. 3, *a*), и пока они летят оставшуюся часть пути до анода, напряженность поля в этой области вырастает почти в 2 раза (хотя напряжение на аноде за это время выросло всего на 10 кВ). В результате на пути к аноду электроны приносят на анод энергию, большую, чем они могли бы приобрести в стационарном поле с той же разностью потенциалов.

Рис. 3, *в* демонстрирует эволюцию разряда на стадии с быстрым падением напряжения на диоде, фронт плотной плазмы приблизился к аноду. Новых источников убегающих электронов уже нет, на анод идут только те, которые появились на предыдущих стадиях. Хотя напряженность поля в прианодной области еще сравнительно велика (рис. 4), но ее явно недостаточно для перепада плазменных электронов в режим непрерывного ускорения.

На рис. 3, *г* показана стадия коммутации промежутка, когда плотная плазма заполняет весь объем диода и практически весь ток переносят тепловые электроны плазмы столба, а очень немногочисленные быстрые электроны практически изотропно рассеяны по направлениям.

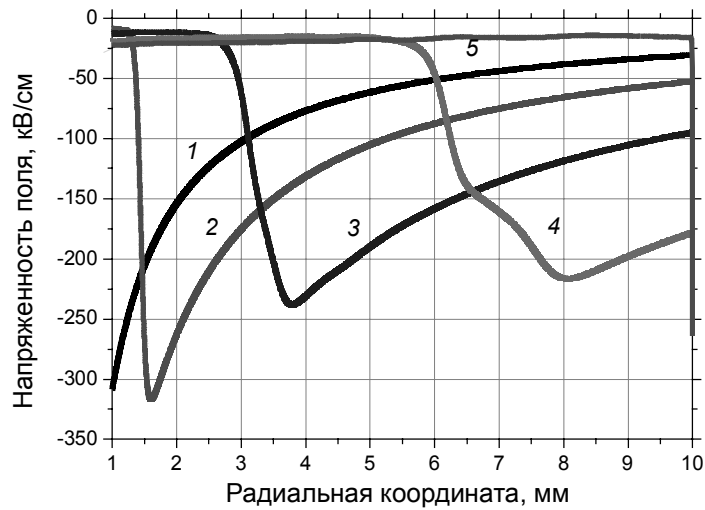


Рис. 4. Пространственные распределения напряженности электрического поля в разные моменты времени: кр. 1 – 150 пс; кр. 2 – 200 пс; кр. 3 – 250 пс; кр. 4 – 300 пс; кр. 5 – 350 пс

Для практических нужд желательно контролировать не распределение электронов в объеме промежутка, а их поток и энергетический спектр на аноде. Кинетическая модель позволяет получить эти данные в деталях. На рис. 5 в логарифмическом масштабе показаны некоторые мгновенные спектры падающих на анод электронов и интегральный спектр за весь импульс разряда. Видно, что спектр ансамбля можно разделить на низкоэнергетичную (плазменную) часть и высокоэнергетичный пучок убегающих электронов. Причем заметно, как разогревается плазменный ансамбль со временем. Отметим, что мы можем считать спектр во всем диапазоне реализуемых энергий, несмотря на изменение плотности распределения на много порядков величины.

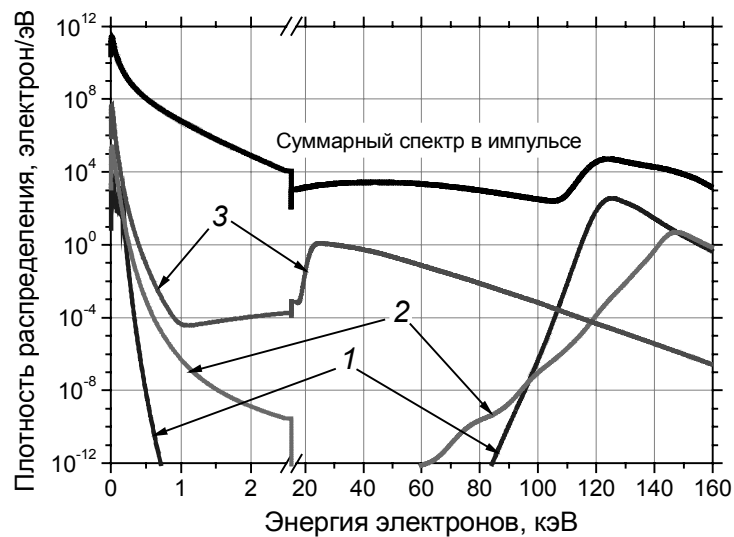


Рис. 5. Спектры падающих на анод электронов: кр. 1 – 250 пс; кр. 2 – 300 пс; кр. 3 – 350 пс и суммарный спектр

И наконец, по формуле (8) можно посчитать интегральный спектр быстрых электронов, прошедших фильтр из алюминиевой фольги $N(\epsilon)$. Результат показан на рис. 6. Как видно, практически все энергии электронов пучка лежат в области «аномальных» энергий. Но теперь в этом уже нет никакой загадки.

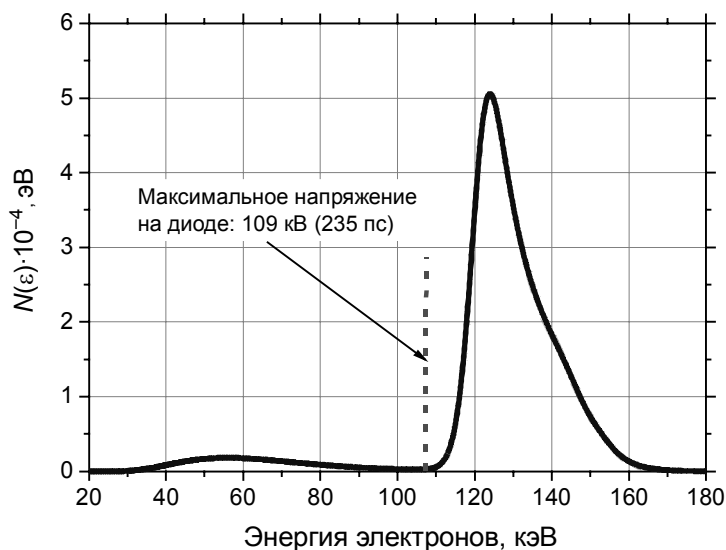


Рис. 6. Интегральный спектр быстрых электронов за анодной фольгой

Общее число электронов в импульсе $\sim 9 \cdot 10^8$, что хорошо соответствует наблюдаемым количествам быстрых электронов в экспериментах, имеющих близкие к нашим исходные параметры [24].

Заключение

В работе впервые представлена оригинальная физико-математическая модель нестационарного разряда высокого давления, базирующаяся на описании электронной компоненты из первых принципов. Физическая кинетика электронов описывается с помощью кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по импульсам, а столкновения описываются исключительно на базе известных сечений элементарных процессов.

Получено исчерпывающее самосогласованное описание как процесса формирования потока убегающих электронов в разряде, так и влияния их электронов на скорость ионизации газа. При этом не используются никакие полуэмпирические коэффициенты и функциональные зависимости для критического поля, коэффициента усиления поля, скорости дрейфа и т.п.

Рассчитаны полные энергетические спектры в потоке электронов, падающих на анод. Рассчитаны основные параметры импульса тока быстрых электронов, получена хорошая корреляция с известными экспериментальными данными.

Получена подробная пространственно-временная картина развития нестационарного разряда в азоте с убегающими электронами в условиях коаксиальной геометрии газового диода. Результаты моделирования позволяют в деталях проследить особенности физического механизма, приводящего к появлению в разряде быстрых электронов с так называемой «аномальной» энергией.

В рассмотренном примере, когда начальные электроны были сосредоточены вблизи катода, были получены характеристики пучка быстрых электронов, не сильно отличающиеся от тех, что получаются в режиме с однородной предварительной ионизацией, хотя ранее разработанная гибридная модель, в которой мы не могли учесть ионизацию газа убегающими в нем электронами, и указывала на существенные различия этих режимов при разряде в SF_6 [25].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Станкевич Ю. Э., Калинин В. Г. // ДАН СССР. – 1967. – Т. 77. – № 1. – С. 72.
2. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. // ЖТФ. – 1974. – Т. 44. – Вып. 3. – С. 564.
3. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. // УФН. – 1990. – Т. 160. – Вып. 7. – С. 49.
4. Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – Вып. 10. – С. 29.
5. Kostyrya I. D., Rybka D. V., and Tarasenko V. F. // Instrum. Exp. Tech. – 2012. – V. 55. – No. 1. – P. 72.

6. Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г. и др. // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – № 1. – С. 34.
7. Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P., et al. // Phys. Lett. A. – 2011. – V. 375. – P. 2845–2849.
8. Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. – 2001. – Т. 171. – Вып. 11. – С. 1177–1199.
9. Аскарьян Г.А. // Письма в ЖЭТФ. – 1965. – Т. 2. – Вып. 4. – С. 179–182.
10. Levko D., Gurovich V.Tz., and Krasik Ya.E. // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 123303.
11. Levko D. and Krasik Ya.E. // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 013305.
12. Лисенков В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39. – Вып. 16. – С. 38–46.
13. Бабиц Л.П., Кудрявцева М.Л. // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 131. – Вып. 5. – С. 808–818.
14. Kozhevnikov V.Y., Kozyrev A.V., and Semeniuk N.S. // Europhys. Lett. – 2015. – V. 112. – No. 1. – 15001(6).
15. Kozhevnikov V.Y., Kozyrev A.V., and Semeniuk N.S. // Matter Radiat. Extrem. – 2016. – V. 1. – P. 264–268.
16. Yukikazu Itikawa // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 2006. – V. 35. – No. 1. – P. 31–53.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в десяти томах. Т. III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. – М.: Наука, 1969. – 767 с.
18. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. – № 3. – С. 318.
19. Bethe H. // Ann. Phys. – 1930. – V. 397. – No. 3. – P. 325–400.
20. Tabata T. and Ito R. // Nucl. Instrum. Methods. – 1975. – V. 127. – P. 429–434.
21. Strang G. // SIAM J. Numer. Anal. – 1968. – V. 5. – No. 3. – P. 506–517.
22. Cheng C. and Knorr G. // J. Comput. Phys. – 1976. – V. 22. – No. 3. – P. 330–351.
23. Nakamura T. and Yabe T. // Comput. Phys. Commun. – 1999. – V. 120. – No. 2–3. – P. 122–154.
24. Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 109. – P. 085002.
25. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 12. – С. 3–10.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 29.06.17.

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Кожевников Василий Юрьевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИСЭ СО РАН, науч. сотр. НИ ТГУ, e-mail: vasily.y.kozhevnikov@ieec.org;

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, зав. каф. физики плазмы НИ ТГУ, e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru;

Семенюк Наталья Степановна, аспирантка, e-mail: viliiskoeozero@yandex.ru.