

## Бесстолкновительный сценарий расширения многокомпонентной катодной плазмы в вакуумном диоде

© В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, А.О. Коковин

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2025 г.

В окончательной редакции 30 сентября 2025 г.

Принято к публикации 6 октября 2025 г.

На базе фундаментальной физической кинетики бесстолкновительной плазмы продемонстрирована концепция базового сценария расширения катодной многокомпонентной плазмы в вакуумном промежутке, к которому приложено внешнее напряжение. Показано, что импульсно-периодический (эктонный) режим плазменной эмиссии не меняет ранее выявленный электродинамический механизм расширения токонесущей плазмы, а порождает в промежутке нестационарный профиль электрического потенциала в виде так называемого „горба потенциала“. В рамках базового сценария показано, что расчетные скорости расширения плазмы хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми данными, причем это имеет место для ионов различной кратности. Расчет кинетики электронного пучка показал, что плотность тока в плоском вакуумном диоде с плазменным катодом кратно превышает оценку плотности тока Чайлда–Ленгмиора. Применение кинетической теории позволило выявить фундаментальные свойства эктонного механизма взрывной электронной эмиссии как в общем процессе расширения плазмы, так и в самосогласованной динамике функций распределения электронов, одно- и двухзарядных ионов.

**Ключевые слова:** вакуумный разряд, физическая кинетика плазмы, плазменный катод, ионы в вакуумной дуге.

DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62283.183-25

### Введение

Широко представленное в современной электротехнике и электронике больших мощностей явление сильноточного электрического разряда в вакууме является сложным физическим процессом, изучению которого посвящено несколько фундаментальных монографий [1–4]. Глубокое понимание явления вакуумного разряда имеет решающее значение для улучшения физических характеристик целого ряда приборов и устройств, таких как вакуумные передающие и формирующие линии, источники и ускорители электронов и ионов, микроволновые генераторы на базе сильноточных электронных пучков и компактные генераторы импульсов рентгеновского излучения [1].

Вакуумный разряд представляет собой последовательное протекание трех стадий — вакуумного пробоя [2], вакуумной искры [3] и вакуумной дуги [4]. Современное исследование стадии вакуумного пробоя неотъемлемо от явления взрывной электронной эмиссии [2,3]. Взрывная эмиссия — это краткий синоним сложного процесса возникновения на катоде вакуумного диода компактного нестационарного плазменного образования — эмиссионного центра или эктона (от слов Emission Centre — ECton), являющегося источником электронов и ионов вещества катода. В этом исследовании мы не будем касаться причин и деталей возникновения

взрывной эмиссии, а сосредоточимся на следующей стадии вакуумного разряда — расширении катодной плазмы взрывоэмиссионного центра в вакуумном диоде, к которому приложено высокое напряжение от внешнего источника.

Эта переходная (от инициирования пробоя к сильноточной дуге) стадия вакуумного пробоя — стадия вакуумной искры — определяет один из важнейших параметров разряда — время формирования дуги, т. е. время запаздывания сильноточной стадии разряда после его инициирования. Это время определяется скоростью заполнения вакуумного диода плотной плазмой. На этой стадии (условно назовем ее стадией вакуумной коммутации) основной ток в диоде переносится электронами, эмитированными с границы эктонной плазмы и ускоренными приложенной к промежутку разностью потенциалов. На этой же стадии формируются анодонаправленные потоки ионов. Данное явление было впервые обнаружено и экспериментально исследовано группой Плютто [5–7]. На стадии вакуумной коммутации типичные скорости расширения плазмы превышают  $10^6 \text{ cm/s}$ , а ионы переносят до 12% общего заряда на коллекторе (аноде) [8]. Кинетическая энергия ионов за анодом диода обычно составляет от десятков до сотен электрон-вольт [9]. Этот эффект был надежно подтвержден экспериментально и нашел широкое отражение в литературе по вакуумному разряду, например, в [2,5,9].

Физический механизм, обеспечивающий ускорение ионов в „аномальном“ для них направлении (положительно заряженные ионы движутся к положительному электроду), уже десятки лет является предметом дискуссий разных научных школ и исследовательских групп [5,9–11]. Основная дискуссия идет между двумя концепциями, способными объяснить аномальное направление и большую скорость ионов за анодом вакуумного разряда. Первая гипотеза была предложена в пионерской работе [5], где было высказано предположение о наличие „горба электрического потенциала“ в области взрывоэмиссионного центра. Локальный максимум электрического потенциала обеспечивал, по мнению авторов [5–7], как направление, так и наблюдаемую скорость ионов. Но до сих пор никакими экспериментальными измерениями присутствие такого локального горба потенциала не подтверждено.

Вторая гипотеза о механизме быстрого ускорения ионов и плазмы рассматривает этот процесс подобно тому, как происходит ускорение газа, истекающего из узкого сопла, вплоть до сверхзвуковых скоростей. Попытки теоретического описания движения плазмы в рамках жидкостных (гидродинамических) моделей не указывали на немонотонное распределение электрического потенциала [10], а основной силой, ускоряющей ионы в „аномальном“ направлении, полагалась сила внутреннего электрон-ионного трения. Этот механизм получил условное название „ускорения за счет электронного ветра“. Предполагая экстремально высокие плотности плазмы в эмиссионном центре, оправдывающие использование гидродинамического приближения для описания плазмы, удалось построить теорию многожидкостной плазменной струи вакуумного разряда [10], которая дает одинаковые скорости ионов различной кратности заряда в анодонаправленном потоке. К сожалению, среди экспериментаторов нет согласия в этом вопросе: имеются убедительные данные как о разных [5,9,12], так и одинаковых скоростях [8,10,13] ионов разной кратности заряда в потоке за анодом. Кроме того, описание плазмы в гидродинамическом приближении как сплошной среды представляется не вполне адекватным условиям вакуумного разряда с очень большим перепадом концентраций частиц.

Значительный прогресс в дискуссионном вопросе был достигнут благодаря применению современных методов физической кинетики, которые представляются авторам наиболее адекватным подходом к описанию движения плазмы в вакуумном разряде. Кинетический подход позволил построить простые модели расширения катодной плазмы в планарных [14–16] и геометрически неоднородных [17,18] вакуумных промежутках. Расчеты показали, что основной причиной быстрого расширения катодной плазмы и аномального ускорения ионов является электрополевой механизм, основанный на зарождении локализованной области немонотонного распределения электрического потенциала, представляющий собой нестационарный виртуальный катод. Ки-

нетический подход прояснил общую причину анодонаправленного ускорения ионов и позволил рассчитать средние скорости расширения катодной плазмы. Анализ решений кинетических уравнений показал, что роль упругих столкновений заряженных частиц в процессе движения плазмы малозначимая, и описание плазмы можно вести в рамках бесстолкновительного приближения. Кинетическая теория расширения бесстолкновительной многокомпонентной плазмы выявила несостоятельность первоначальной гипотезы „горба потенциала“, но продемонстрировала новый ускорительный механизм ионов в структуре типа „виртуальный катод“ [14,16,17].

Все эти выводы были основаны на существенном допущении: в этих расчетах эмиссия катодной плазмы предполагалась непрерывной во времени, в то время как эксперименты показывают, что электронный ток во взрывоэмиссионном центре (эктоне) протекает дискретными всплесками [2,3]. Взрывная эмиссия плазмы инициируется, протекает в течение определенного времени и прекращается. Затем этот процесс циклически возобновляется. Импульсно-периодическая эмиссия плотной плазмы на катоде модулирует электронный ток на аноде и ионный ток в катодной плазме, вызывая перераспределение электрического потенциала в промежутке [18]. Именно в импульсно-периодическом режиме генерации катодной плазмы в промежутке реализуется профиль типа „горб потенциала“. Этот неочевидный результат позволяет нам предложить для обсуждения научному сообществу новый сценарий стадии вакуумной искры — высоковольтной стадии расширения бесстолкновительной токонесущей плазмы, инициируемой на катоде в импульсно-периодическом режиме.

В настоящей работе исследуется проявление импульсно-периодического режима эмиссии катодной плазмы в процессе ее бесстолкновительного расширения и формирования потока электронов и ионов. Методом физической кинетики исследуется процесс расширения трехкомпонентной плазмы и пространственно-временная динамика электрического потенциала, функций распределения электронного и ионного ансамблей по импульсам за полный цикл изменения эмиссионного тока. В силу предельной физической простоты кинетической модели (одномерная геометрия, отсутствие столкновений частиц друг с другом, заданный элементный состав плазмы, контролируемое приложенное к диоду напряжение) можно рассматривать этот сценарий как базовый, присущий всем вакуумным разрядам. Представленная ниже вычислительная модель и результаты кинетических расчетов позволяют продемонстрировать все общие закономерности стадии заполнения плазмой вакуумного промежутка и последующего переноса заряженных частиц в этих условиях.

## 1. Кинетическая модель разлета токонесущей плазмы в вакуумном диоде

Рассмотрим вакуумный диод в виде планарной одномерной области, образованной плоскогоризонтальными электродами — катодом и анодом. Выбор плоской задачи обусловлен простотой ее анализа и тем, что она характеризуется единственным пространственным параметром — длиной промежутка. Это не принципиальный момент, например, аналогичная одномерная осесимметрическая задача решена в работе [16].

Расстояние между электродами обозначим  $D$ , а площадь поперечного сечения диода  $S$  (этот параметр принципиально не влияет на физическое решение задачи, но необходим для расчета полного тока разряда). Функции распределения, характеризующие физическое состояние ансамблей электронов и ионов, будут зависеть исключительно от координаты  $x$ , продольной компоненты импульса  $p_x$ , а также времени  $t$ . Ключевой момент модели — это условие на границе расчетной области (катоде). Предполагаем, что эмиссия квазинейтральной многокомпонентной плазмы с поверхности катода (при  $x = 0$ ) начинается в момент времени  $t = 0$  и характеризуется заданной зависимостью концентрации от времени  $n(t)$ . Здесь и далее будем для определенности полагать, что катодная эмиссионная плазма имеет трехкомпонентный состав, она включает электроны, однократно и двукратно заряженные ионы. Такой состав плазмы не является абстрактным, а характерен для катодов, изготовленных из таких материалов, как магний, цинк, германий, стронций, индий и многие другие [19]. В данном исследовании расчеты проводятся с использованием данных для цинка ( $Zn$ ,  $m_i = 65.38 \text{ ам}$ ), у которого, согласно экспериментальным данным [19], 80 % общей доли ионов составляют однократно заряженные ионы  $Zn^+$ , а оставшаяся часть это двукратно заряженные ионы  $Zn^{++}$ .

В данном исследовании мы строго придерживаемся ранее разработанной общей методологии использования физической кинетики вакуумного пробоя [14]. Компоненты катодной плазмы однозначно описываются соответствующими одночастичными функциями распределения, которые подчиняются бесстолкновительным уравнениям Власова. Вакуумный диод рассматривается в отсутствие внешнего магнитного поля, и магнитным полем тока разряда мы также пренебрегаем, что ограничивает применимость модели не очень высокими токами (до 100 А). Самосогласованное описание электромагнитного взаимодействия частиц сводится к взаимному влиянию между частицами через электростатические силы, что учитывается включением уравнения Пуассона в систему уравнений математической модели:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{p_x}{m_e} \frac{\partial f_e}{\partial x} - qE_x \frac{\partial f_e}{\partial p_x} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_+}{\partial t} + \frac{p_x}{m_i} \frac{\partial f_+}{\partial x} + qE_x \frac{\partial f_+}{\partial p_x} &= 0, \\ \frac{\partial f_{++}}{\partial t} + \frac{p_x}{m_i} \frac{\partial f_{++}}{\partial x} + 2qE_x \frac{\partial f_{++}}{\partial p_x} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= -\frac{q}{\varepsilon_0} (n_e + 2n_{++} - n_i), \quad E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $f_e$  — представляет собой функцию распределения электронов (ФРЭ),  $f_+$  и  $f_{++}$  — функции распределения однократно и двукратно заряженных ионов (ФРИ) соответственно,  $q$  — элементарный заряд,  $E_x$  — электрическое поле,  $\varphi$  — электростатический потенциал,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $m_e$  и  $m_i$  — массы покоя электрона и ионов соответственно. Концентрации электронов, однократно и двукратно заряженных ионов соответственно  $n_e$ ,  $n_+$ ,  $n_{++}$  вычислялись как нулевые моменты функций распределения:

$$n_{e,+,++}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{e,+,++}(x, p_x, t) dp_x.$$

Вакуумный диод последовательно подключен к источнику напряжения  $U(t)$  через балластное сопротивление  $R$ . В момент времени  $t = 0$  источник генерирует положительный анодный потенциал  $U(t)$  с амплитудой  $U_0$  и коротким передним фронтом нарастания  $\sim 0.1 \text{ ns}$ .

При таких условиях решение уравнения Пуассона для электрического поля в плоской геометрии может быть записано в виде точных квадратурных выражений

$$\begin{aligned} E_x(x, t) &= -\frac{U(t) - j(t)SR}{D} \\ &+ \frac{q}{\varepsilon_0 D} \int_0^D \int_0^x [n_e(x', t) - n_+(x', t) - 2n_{++}(x', t)] dx' dx \\ &- \frac{q}{\varepsilon_0} \int_0^x [n_e(x', t) - n_+(x', t) - 2n_{++}(x', t)] dx', \\ \varphi(x, t) &= \frac{x}{D} (U(t) - j(t)SR) \\ &- \frac{x}{D} \cdot \frac{q}{\varepsilon_0} \int_0^D \int_0^x [n_e(x', t) - n_+(x', t) - 2n_{++}(x', t)] dx' dx \\ &+ \frac{q}{\varepsilon_0} \int_0^x \int_0^{x'} [n_e(x'', t) - n_+(x'', t) - 2n_{++}(x'', t)] dx'' dx'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $j(t)$  обозначает полную плотность тока (однородную по площади  $S$ ) в электрической цепи источника питания с балластным сопротивлением  $R$ . Она определяется как сумма конвективных плотностей токов, создаваемых электронами и ионами, которые вычисляются

на основе первых моментов ФРЭ и ФРИ

$$j_e(x, t) = q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_x}{m_e} f_e(x, p_x, t) dp_x,$$

$$j_+(x, t) = q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_x}{m_i} f_+(x, p_x, t) dp_x,$$

$$j_{++}(x, t) = 2q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_x}{m_i} f_{++}(x, p_x, t) dp_x$$

и плотности тока смещения, который подчиняется уравнению сохранения полного тока (уравнению Ампера)

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + j_+ + j_{++} - j_e = j(t).$$

Интегрированием уравнения Ампера по координате  $x$  с учетом уравнения (2) для напряженности поля  $\int_0^D E_x dx = U(t) - j(t)SR$  можно получить точное выражение для полной плотности тока в цепи

$$j(t) = e^{-Dt/\epsilon_0 RS} \cdot \int_0^t \left\{ \int_0^D (j_+ + j_{++} - j_e) d(x/D) \right. \\ \left. - \epsilon_0 \frac{\partial(U/D)}{\partial f'} \right\} \cdot e^{Df'/\epsilon_0 RS} d(Dt'/\epsilon_0 RS). \quad (3)$$

Система уравнений Власова–Пуассона (1) включает начальные и граничные условия, описывающие поступление катодной плазмы через эмиссионную границу при  $x = 0$  (катод) в изначально пустой вакуумный зазор. Исходные функции распределения предполагаются равновесными (максвелловскими) с температурами электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$ :

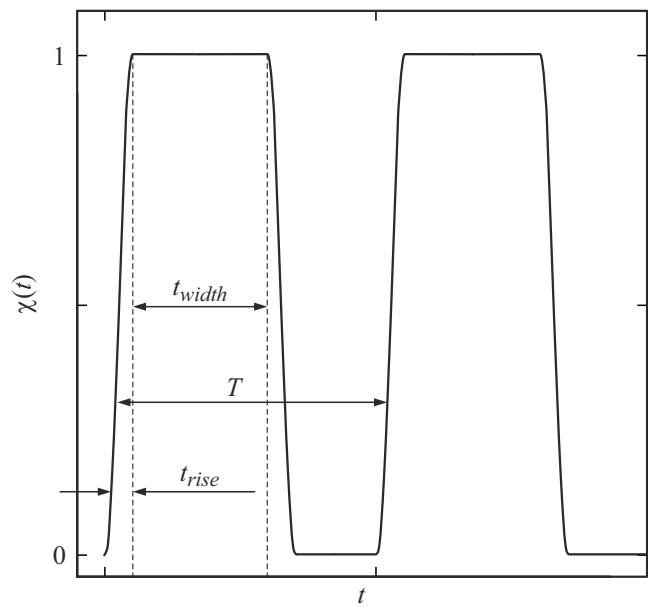
$$f_{e,+,++}(x, p_x, t = 0),$$

$$f_{e,+,++}(x = 0, p_x, t) = \chi(t) \cdot \frac{n_{0e,+,++} e^{-p_x^2/2m_{e,i}T_{e,i}}}{\sqrt{2\pi m_{e,i} T_{e,i}}}. \quad (4)$$

Здесь  $n_{0e} = n_{0+} + 2n_{0++} = n_0$  определяются условием квазинейтральности катодной плазмы с известным распределением долей ионов, а  $\chi(t)$  это модулирующая функция импульсно-периодического сигнала с единичной амплитудой, изображенная на рис. 1.

В представленном исследовании процесс возникновения и гибели эктонов имитируется использованием только циклических граничных условий (4). Принимая во внимание известные экспериментальные данные о параметрах единичного эктона [1–4], в расчетах были использованы усредненные параметры функции  $\chi(t)$ , показанной на рис. 1:  $t_{rise} = 0.1$  ns,  $t_{width} = 3$  ns,  $T = 5$  ns (это параметры цикла нашего „модельного эктона“).

Система уравнений Власова (1) численно решалась на квазивременной сетке по переменным фазового



**Рис. 1.** Временная зависимость плотности катодной плазмы  $\chi(t)$  в импульсно-периодическом режиме.  $T$  — период модуляции,  $t_{width}$  — длительность вершины импульса,  $t_{rise}$  — длительность фронта импульса.

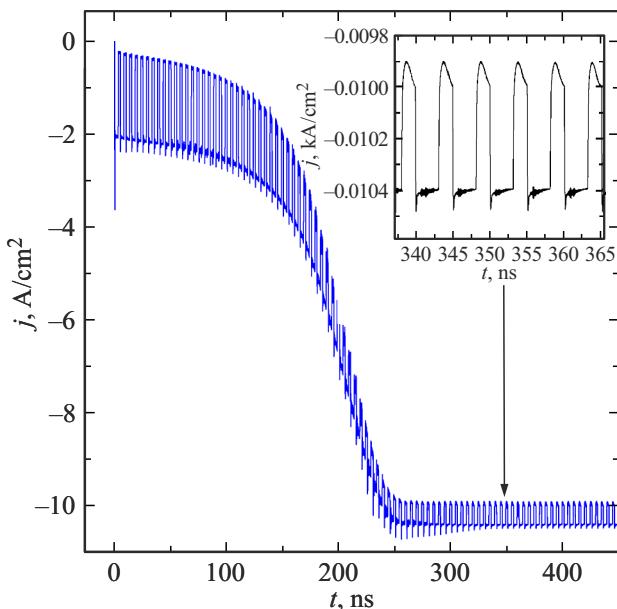
пространства. Для координаты  $x$  использовалось разбиение, равномерно струящееся вблизи катода таким образом, чтобы размер минимального элемента был в 10–15 раз меньше характерного размера радиуса Дебая для выбранной амплитуды концентрации граничной катодной плазмы,  $n_0$ . Сеточное разбиение по переменной  $p_x$  было выбрано однородным с граничными значениями, определяемыми оценочными значениями минимального и максимального импульса. Для совместного решения трех уравнений Власова был использован метод декомпозиции (полулагранжевая численная схема), который итеративно разбивает каждое уравнение Власова на набор уравнений сдвига [20]. Далее применялся слабо осциллирующий метод интерполяции достаточно высокого порядка точности — метод Штеффена [21], входящий в свободно распространяемую библиотеку GNU Scientific Library. Для улучшения временной разрешающей способности схемы использовались методы декомпозиции 4-го и 6-го порядка точности [22]. Общее количество элементов сеточного разбиения по координате  $x$  составляло 2500 ячеек, по координате  $p_x$  — 2000 ячеек. Среднее значение временного шага численной схемы было равно 1–2 ps.

Ниже представлены результаты численных расчетов системы уравнений (1)+(2)+(3) с начальными условиями (4) с такими параметрами: Zn-катод,  $D = 1$  cm,  $S = 1$  cm<sup>2</sup>,  $R = 200$  Ω,  $U_0 = 2$  kV,  $n_0 = 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>,  $n_{0+} = 0.8n_0$ ,  $n_{0++} = 0.2n_0$ ,  $T_e = 5$  eV,  $T_{i+} = T_{i++} = 2$  eV.

## 2. Общая картина протекания тока и движения плазмы

На рис. 2 представлена временная динамика плотности тока, протекающего в вакуумном диоде, а рис. 3 иллюстрирует мгновенные графики плотностей ФРЭ и одно- и двукратно заряженных ионов, а также продольное распределение электрического потенциала. Эффект модуляции тока наблюдается на протяжении всего процесса формирования пробоя, т. е. заполнения вакуумного промежутка плазмой, начиная с момента, когда первые электроны достигают анода, и заканчивая образованием плотной плазмы, которая полностью заполняет пространство диода.

На рис. 2 видно, что на протяжении всего процесса вакуумного пробоя общая плотность тока в диоде формирует кривую с ярко выраженной частотной модуляцией. Обращаем внимание на то, что в фазе катодной эмиссии, ( $\chi(t) = 1$ ), ток электронов имеет плотность примерно на порядок более высокую, чем чайлд–ленгмюровское значение  $(4\epsilon_0/9)\sqrt{2q/m} \cdot U_0^{3/2}/D^2 \approx 0.21 \text{ A/cm}^2$ . Этого следовало ожидать, так как плотная катодная плазма обеспечивает эффективную нейтрализацию пространственного заряда в сечении виртуального катода, где имеет место наибольшая плотность объемного заряда электронов. В паузах между фазами катодной эмиссии, ( $\chi(t) = 0$ ), величина плотности тока в диоде падает всего в несколько раз, потому что высокая концентрация ионов в прикатодной области  $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  способна обеспечить требуемый уровень тока с запасом. А эффективность компенсации объемного заряда электронов на внешней (обращенной к аноду) кромке прикатодной плазмы резко уменьшается. По мере расширения ка-



**Рис. 2.** Временной профиль полной плотности тока планарного вакуумного диода с импульсно-периодической эмиссией квазинейтральной плазмы с катода.

тодного факела происходит монотонный рост первеанса диода за счет сокращения длины „бесплазменного“ пространства между эмиссионной границей факела и анодом.

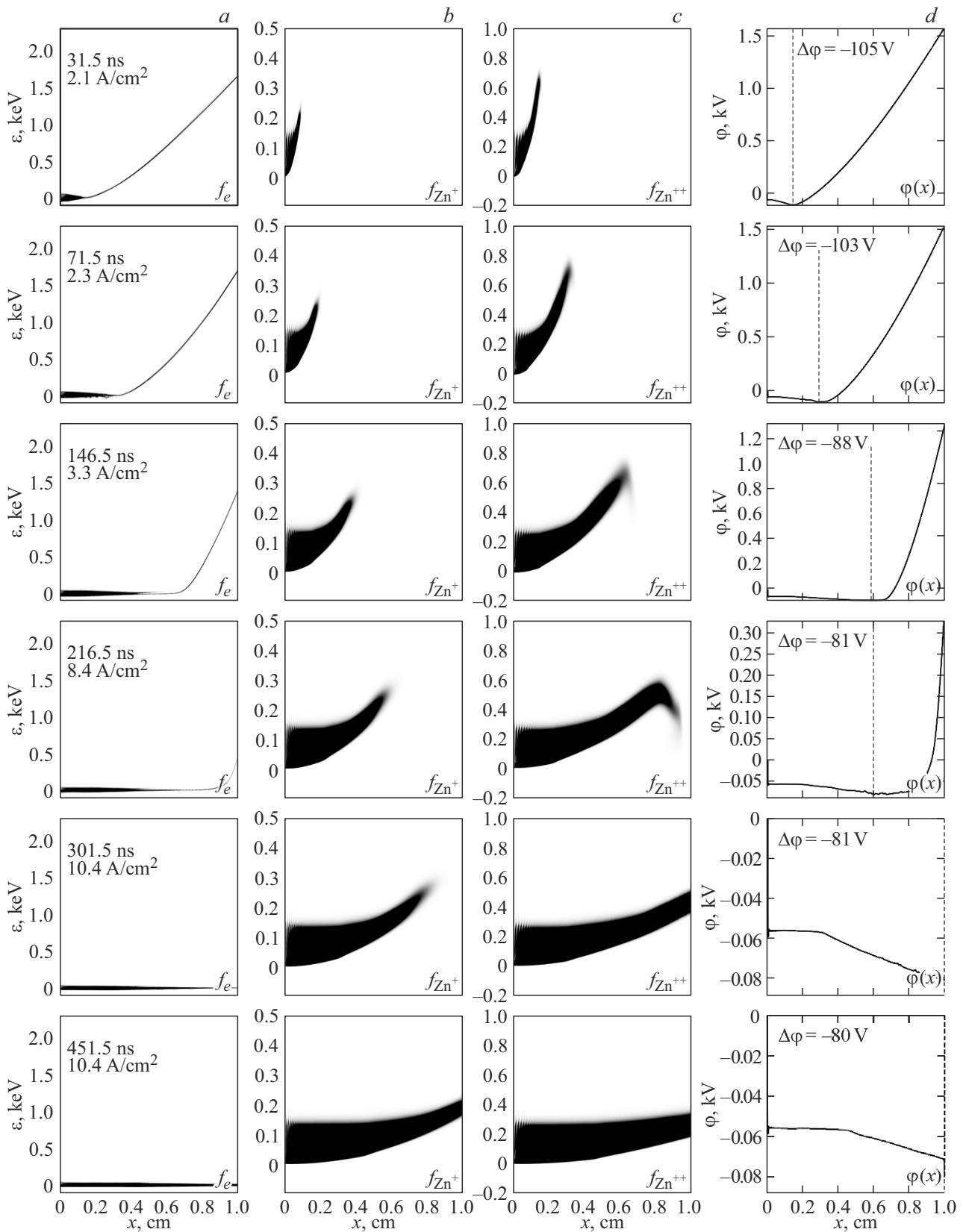
К моменту времени 250 ns плазма заполняет весь диодный промежуток, и плотность тока в диоде ограничивается эмиссионной способностью продолжающей пульсировать катодной плазмой. Амплитуда модуляции плотности тока на этой стадии уже не так велика (< 5 %), как на начальной стадии пробоя. Снижение глубины модуляции обусловлено тем, что на этой стадии весь промежуток заполнен квазинейтральной плазмой, и локальные эффекты влияния объемного заряда на эмиссионную способность вновь возникающего эктона заметно подавлены.

На рис. 3 показана динамика движения катодной плазмы в условиях пульсирующей эмиссии. Распределения представлены для тех моментов времени, когда ток эмиссии с катода достигает максимального значения. В исследуемых условиях передняя кромка катодной плазмы перемещается к аноду со сверхтепловой скоростью, с которой движется фронт двукратно заряженных ионов  $Zn^{++}$ . Однократные ионы, как можно видеть, заметно отстают от перемещения кромки плазмы.

Главные предпосылки для ускорения ионов формируются на кромке изначально квазинейтрального кластера (эктона) катодной плазмы, где нейтральность нарушается из-за сгущения электронной компоненты плазмы в эктоне. На рис. 3 об этом свидетельствует резкий спад потенциала в окрестности катодного сечения  $x = 0$  (правый столбец). Наличие приложенного к промежутку напряжения и, следовательно, большого электронного тока на катоде приводит к образованию области отрицательного пространственного заряда, где электрический потенциал меньше катодного значения  $\Delta\varphi < 0$  („виртуальный катод“). Из-за того, что внешний источник в цепи поддерживает высокий анодный потенциал, беспрепятственный транспорт электронов с внешней эмиссионной границы вызывает также и движение области виртуального катода, что в свою очередь приводит к дальнейшему ускорению ионов под воздействием ускоряющей электродинамической силы. В результате внешняя эмиссионная граница плазмы двигается к аноду.

В работе [17] показано, что такой спад потенциала и формирование движущегося „виртуального катода“ может обеспечивать ускорение ионов до кинетических энергий, превышающих глубину спада потенциальной энергии  $\epsilon_+ > |q\Delta\varphi|$ . Плазма, двигаясь синхронно с самыми быстрыми ионами ( $Zn^{++}$ ), начинает заполнять область между физическим и виртуальным катодами, эффективно экранируя от внешнего напряжения область катодной эмиссии.

Важно отметить, что описываемый здесь механизм расширения катодной плазмы никак не связан со столкновениями быстрых электронов с ионами, а имеет чисто электродинамическую природу. Включение в модель



**Рис. 3.** Мгновенные распределения (время и плотность тока указаны в углу кадра столбца): *a* — ФРЭ, *b* — ФРИ  $Zn^+$ , *c* — ФРИ  $Zn^{++}$ , *d* — электрический потенциал. Штриховая линия на графиках *d* указывает положение минимума электрического потенциала (глубина минимума указана в верхнем правом углу). Плотность почернения для ФРЭ нормирована на максимальное значение у анода, а для всех ФРИ она нормирована на одно и то же значение ( $10^{38}$ ).

импульсного режима эмиссии катодной плазмы, или переход к цилиндрической и сферической задачам не меняет сути бесстолкновительного механизма ускорения ионов.

### 3. Скорости ионов разной кратности заряда в объеме промежутка и на входе в анод

Экспериментально оценить скорость движения плазмы в вакуумном диоде можно двумя способами. Либо непосредственным наблюдением движения светящейся плазмы в промежутке скоростной оптической съемкой, либо измерением времени, необходимого для перехода вакуумного пробоя в искровую стадию, для которой характерно резкое увеличение тока в цепи вакуумного диода. Оба этих подхода дают лишь оценочное представление о скорости расширения плазмы, так как ввиду многокомпонентности все подсистемы катодной плазмы движутся с различными скоростями.

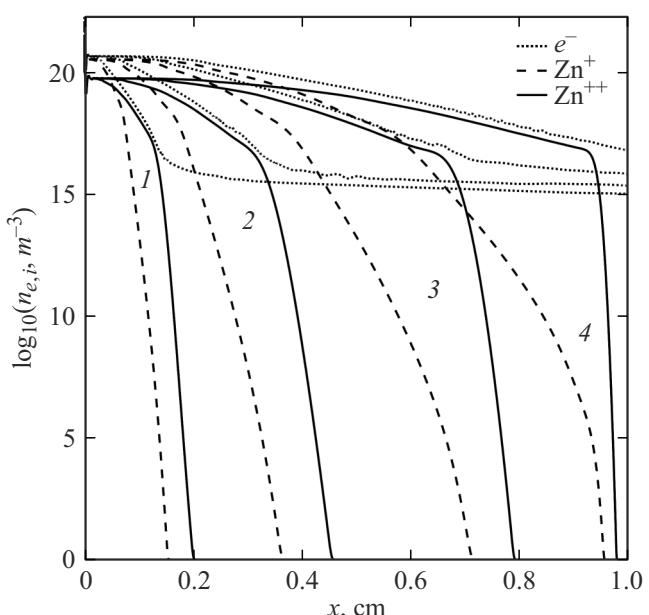
Как уже было отмечено выше, на стадии вакуумной искры движущаяся плазма, не является квазинейтральной во всем межэлектродном пространстве. У катода имеется квазинейтральная прикатодная плазма, с внешней границы которой в пустое пространство эмитируется пучок электронов. Расширение катодной плазмы происходит с высокими „сверхтепловыми“ скоростями, что подразумевает различие направленных скоростей отдельных ионных компонентов, характеризующихся величиной электрического заряда. Ранее в зависимости от гипотезы, касающейся физического механизма расширения плазмы, предполагалось, что ионы с различными зарядами могут двигаться с примерно одинаковыми скоростями (эксплозивная гипотеза) или с существенно различающимися по величине скоростями (гипотеза „горба потенциала“). С экспериментальной точки зрения в данный момент не существует единого мнения по этому вопросу. Например, Дэвис и Миллер [9] обнаружили, что кинетическая энергия ионов одного вещества увеличивается примерно пропорционально их заряду. Однако в других исследованиях (например, в экспериментах [8,13]) измеренные скорости ионов практически не зависели от кратности заряда ионов. Во всех перечисленных экспериментах характеристики ионов измерялись на основании данных, полученных от ионов, находящихся за коллектором (анодом).

Можно провести сравнение между рассчитанной средней скоростью компонента  $Zn^{++}$  и экспериментальным значением, полученным для вакуумного пробоя диода с катодом из чистого цинка. Здесь наблюдается хорошее согласие с экспериментами. Так, средняя экспериментально измеренная скорость разлета плазмы в диоде с цинковым катодом по данным [2,3] составляет примерно  $2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . В наших расчетах скорость движения ансамбля ионов  $Zn^{++}$  может определяться, например, как среднеквадратичное значение

ние  $\bar{v}_{++} = \sqrt{\int v^2 f_{++} dv / \int f_{++} dv}$ . Важно отметить, что средние скорости движения ионных компонентов  $Zn^+$  и  $Zn^{++}$  значительно превышают характерные величины, соотнесенные с амплитудным значением глубины виртуального катода в единицах кинетической энергии  $|q\Delta\phi|$ . Это объясняется движением внешней эмиссионной границы в согласованном электрическом поле типа „бегущей волны“, что является ключевой особенностью исследуемого механизма расширения плазмы. Движение эмиссионной границы и нарушение квазинейтральности очень хорошо видны на рис. 4. Положение эмиссионной границы катодной плазмы находится там, где начинают расходиться графики концентраций ионов  $Zn^{++}$  и электронов. Видно, что эта граница определяется движением более быстрой ионной компоненты, тогда как присутствие однократных ионов  $Zn^+$ , хотя их было в 4 раза больше в исходной плазме, никак не влияет на нарушение нейтральности.

Результаты моделирования, представленные в данном исследовании, подтверждают ту точку зрения, что средняя скорость ионов напрямую связана с увеличением заряда ионов (рис. 3, колонки *b* и *c*). Но и эксперименты, где скорости ионов разной кратности примерно одинаковы, тоже имеют свое объяснение в рамках нашего сценария.

Пока плазма не заполнила большую часть зазора, компоненты ионов движутся со средними кинетическими энергиями, линейно зависящими от кратности заряда, но вблизи анода ионы с более высоким зарядом начинают испытывать замедление. Ионы  $Zn^{++}$  достигают анода значительно раньше, чем ионы  $Zn^+$ . В расчете, изображенном на рис. 3, это происходит примерно в момент



**Рис. 4.** Концентрации отдельных компонент расширяющейся плазмы в моменты времени: 1 — 31.5, 2 — 71.5, 3 — 146.5, 4 — 216.5 ns.

времени  $t = 217$  ns, когда потенциал анода (умноженный на заряд) значительно превышает кинетическую энергию ионного компонента,  $\varepsilon_i < qU(t)$ . При подлете к аноду поток ионов  $Zn^{++}$  испытывает замедление на внешней эмиссионной границе расширяющейся плазмы, в то время как поток ионов  $Zn^+$  продолжает ускоренное движение в сторону анода в области со слабым электрическим полем. Это очень важный момент кинетики многокомпонентной плазмы!

В нашем сценарии снижение потенциала анода при подходе к нему плазменной границы происходит из-за роста тока разряда и балластному сопротивлению в цепи. Ионы всех зарядностей попадают на анод, двигаясь по инерции, так как пространство между электродами в эти моменты практически эквипотенциально. Скорости ионов разной кратности на аноде уже заметно выравниваются (два нижних ряда: 301 и 451 ns на рис. 3).

Возможно, что замедление наиболее ускоренных (многозарядных) компонентов в экспериментах тоже приводит к выравниванию скоростей ионных потоков с различными зарядами при регистрации потоков за коллектором. Разнообразие экспериментальных результатов, касающихся зависимости средней скорости многозарядных ионных компонентов плазмы от кратности их заряда, не свидетельствует в пользу экспериментальной ошибки. Скорее оно отражает влияние разнообразных экспериментальных условий на результаты измерений. В наших расчетах это разнообразие может быть симулировано выбором величины балластного сопротивления  $R$  в цепи.

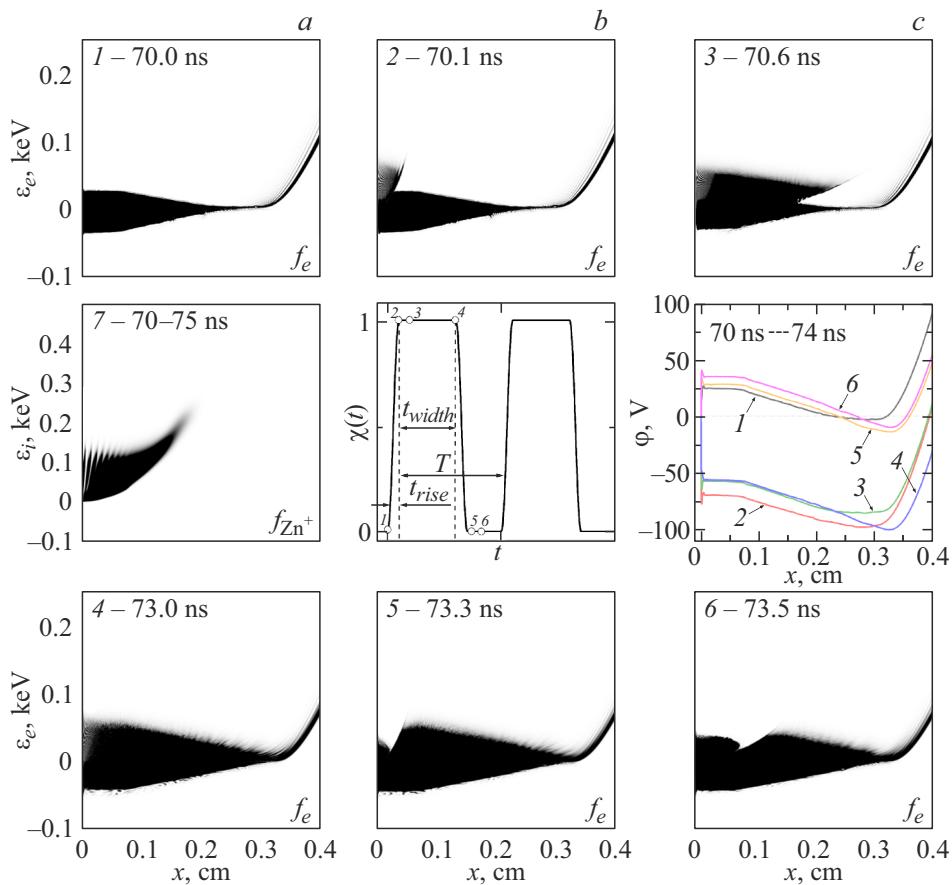
#### **4. Пространственно-временная кинетика электронов и электрического потенциала в одном цикле эмиссии катодной плазмы**

Теперь мы рассмотрим, что происходит на протяжении одного периода импульсной эмиссии катодной плазмы, т.е. одного цикла жизни эктона [23,24]. Для этого была выполнена дополнительная серия расчетов с высокой детализацией функции распределения электронов и электрического потенциала в интервале времени  $t = 70\text{--}75$  ns, охватывающем один импульс эмиссии с катода. Для конкретности был выбран 15-й по счету цикл эктона от начала пробоя. К этому моменту виртуальный катод (и эмиссионная граница) располагается в координате  $x = 0.32$  см, как видно на рис. 3 и 4.

Чтобы исключить мешающие этому анализу мгновенные скачки анодного напряжения, указанный расчет проводился при фиксированном анодном напряжении. Остальные параметры вакуумного диода, состав и плотность катодной плазмы, параметры импульса анодного напряжения, а также функция  $\chi(t)$ , описывающая импульсно-периодическую эмиссию с катода, оставались прежними (рис. 1).

Результаты этих расчетов представлены на рис. 5, где показаны мгновенные ФРЭ, ФРИ и распределения электрического потенциала в плазме у катода для отмеченных цифрами на центральном кадре моментов времени. Кадры иллюстрируют, что происходит в промежутке в каждый момент модулированной эмиссии эктона, начиная с момента времени  $t = 70$  ns, когда эмиссия была выключена в течение примерно 2 ns после предыдущего цикла (фазовый портрет 1 на рис. 5). Начиная с  $t = 70.1$  ns, когда эмиссионный ток скачком увеличивается до максимального значения (плазма эктона начинает поступать в вакуумный промежуток), и до конца фазы эмиссии при  $t = 73$  ns профиль распределения потенциала претерпевает значительные изменения. В окрестности эмиссионной границы плазмы формируется виртуальный катод с амплитудой  $\Delta\varphi = -100$  V (как на рис. 3), который демонстрирует все ранее описанные характерные черты: резкое падение потенциала вблизи катода около  $-50$  V и более пологий участок кривой потенциала, ведущий к точке минимума  $\Delta\varphi = -100$  V. В этот временной интервал наблюдается инъекция электронов (фазовые портреты 2–3–4 на рис. 5), которые обусловлены очередным рождением эктона. В паузе эмиссии плазмы (между активными фазами последовательных эктонов) ФРЭ также имеет драматические особенности (фазовые портреты 5–6 на рис. 5). В течение жизни эктона  $t_{width} = 3$  ns происходит небольшое продвижение плазмы, вызванное как электрическим полем, так и инерционными свойствами ионной компоненты. Это циклическое продвижение отчетливо видно на портрете ФРИ (фазовый портрет 7 на рис. 5).

По сравнению с непрерывной эмиссией катодной плазмы, которая описана в работах [14,15], импульсно-периодический режим приводит к глобальным колебаниям электрического потенциала в промежутке между катодом и внешней границей плазмы. Распределения электрического потенциала на среднем правом кадре на рис. 5 демонстрируют важные особенности. В паузе между импульсами эмиссии (моменты 1, 5, 6 на центральном кадре рис. 5), соответствующими активному функционированию эктонов, распределение потенциала имеет характерный вид „горба потенциала“. С возобновлением эмиссии распределение типа „виртуальный катод“ на всем своем протяжении вновь формируется (моменты 2–4 на центральном кадре рис. 5), не зависимо от удаленности внешней границы плазмы от катода. Гибель эктона приводит к быстрому „подбросу“ электрического потенциала на плазме, а возникновение нового эктона восстанавливает виртуальный катод с его прежней амплитудой  $\Delta\varphi$ . То, что это именно „подброс“ (за время меньшее 1 ns) уже имеющейся пространственной структуры говорит сравнение линий 4 и 5 на центральном кадре: они практически тождественны. Фактически, катодная плазма после погасания эктона заряжается как целое примерно на +100 V. Сохранение пространственной структуры электрического поля обеспечивает непрерывность действия электрополевого



**Рис. 5.** Фазовые портреты ФРЭ, ФРИ и распределения электрического потенциала вблизи катода в разные моменты времени одного полного цикла эмиссии плазмы: 70–75 нс. Портреты ФРЭ 1–6 и графики электрического потенциала относятся к временным точкам, отмеченным на диаграмме функции  $\chi(t)$  (кард в центре). ФРИ всего цикла представлена на портрете 7. Плотность оттенков серого нормирована на одно и то же значение ( $10^{40}$ ).

механизма расширения плазмы, несмотря на пульсирующий режим эмиссии плазмы эктона. В ходе этого процесса анодное напряжение остается постоянным (2 кВ), и модуляция глубины виртуального катода в пределах  $\Delta\varphi = \pm 100$  В меняет приложенное к „бесплазменному“ пространству вакуумного диода. В результате модуляции приложенного напряжения ток электронного пучка (или ток вакуумной искры) испытывает колебания даже на стадии коммутации, как видно на рис. 2.

Короткое время задержки перед формированием нового эктона не оказывает существенного влияния на ФРИ. Это связано с тем, что ионы, будучи более тяжелыми по сравнению с электронами, движутся в этом интервале времени к аноду за счет своей инерции. Тем не менее флуктуации объемного заряда в вакуумном диоде вызывают некоторые изменения ФРИ. На рис. 5 представлено распределение ФРИ в интервале  $t = 70–75$  нс, на котором видно характерную зубчатую структуру ФРИ вблизи катода. Эта особенность возникает из-за многократных быстрых перераспределений электрического потенциала при импульсно-периодическом режиме эмиссии. Она полностью отсутствует в расчетах, где ка-

тодная эмиссия предполагается непрерывной, например, в [14,15].

Еще один эффект, на который следует обратить внимание, это существенный разогрев электронного газа в катодной плазме, которой порождается за счет осцилляций электрического потенциала в начальном сечении ее инициирования ( $x = 0$ ). На это прямо указывают фазовые портреты электронов на рис. 5. Это тот же механизм, который ответственен за ускорение ионов до „сверхтепловых“ скоростей, как показано в работе [17].

## Обсуждение и выводы

Представленные выше результаты кинетического моделирования вакуумного разряда можно рассматривать как базовый сценарий искровой стадии, потому что в нем верно отражены все наблюдаемые свойства как в качественном, так и количественном отношении.

- Появление плотной плазмы на катоде запускает фундаментальный электродинамический механизм ее расширения, обеспечивающий ионам ускорение до „сверхтепловых“ скоростей на уровне  $(2 - 5) \cdot 10^6$  см/с.

Основной структурой в этом механизме является распределение электрического поля типа „виртуальный катод“ – „горб потенциала“, попеременно сменяющие друг друга в зависимости от фаз катодной эмиссии „активный эктон“ – „эмиссионная пауза“ соответственно (рис. 5).

В этом свете, впервые высказанная Плютто гипотеза „горба потенциала“ в вакуумном разряде [5] оказалась верной. А указание на глубокую потенциальную яму в окрестности плазменного катода вакуумного разряда, которую можно интерпретировать как „виртуальный катод“, имеется в работе Баренгольца с сотрудниками [25].

2. Электрополевой механизм в начальной фазе вакуумной искры обеспечивает скорости ионов большей кратности более высокой скоростью, чем ионы меньшей кратности заряда. Но в конце искровой фазы, когда плазма приближается к аноду, а разряд переходит в стадию дуги с низким анодным напряжением, ионы с высокой кратностью заряда заметно притормаживаются. А более медленные ионы, двигаясь по инерции в уже ослабленном поле, попадают на анод со скоростями, не так сильно отличными от скоростей более быстрых ионов (рис. 3). Здесь в зависимости от параметров электрической цепи возможны разные ситуации, и они могут объяснить известный разброс экспериментальных данных о скоростях ионов разной кратности заряда у разных исследовательских групп [5–7, 9, 11–13].

В недавней работе [26] представлены расчеты вакуумной искры в рамках сферической 1D-геометрии с учетом столкновений PIC–МСС-методом (Particle-in-Cell & Monte Carlo Collision), которые подтвердили наличие предлагаемого нами электрополевого механизма ускорения ионов до высоких скоростей. Но столкновения частиц, как показали PIC–МСС-расчеты, приводят к заметному выравниванию скоростей ионов разной кратности заряда в области широкой „потенциальной долины“ (синоним „виртуального катода“).

3. Кинетические расчеты электрофизических свойств вакуумного диода с плазменным катодом дают верную оценку его первенства и длительности стадии генерации электронного пучка (рис. 2). Первое время диода с плазменным катодом в его активной фазе примерно на порядок превышает первенство Чайлда–Ленгмиора  $P_{CL} = (4\epsilon_0/9)\sqrt{2q/m}/D^2$ , так как на эмиссионной границе плазмы пространственный заряд электронов заметно скомпенсирован. Расчетная длительность генерации электронного пучка в диоде ( $D = 1 \text{ cm}$ ) примерно  $\sim 150 \text{ ns}$  (рис. 2) хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Конечно, было бы слишком самонадеянно полагать, что упрощенная одномерная бесстолкновительная модель явления может объяснить все наблюдаемые в вакуумном разряде закономерности. Мы указываем лишь на то, что даже идеализированная постановка задачи, допускающая математически точное количественное решение, дает верные прогнозы для ключевых параметров вакуумного разряда. Это указывает на фундаментальный

механизм явления, который приобретает дополнительные детали и нюансы в разных частных ситуациях.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по темам № FWRM-2021-0007, FWRM-2021-0014.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Г.А. Месяц. Эктоны в вакуумном дуговом разряде: пробой, искра, дуга (Наука, М., 2000)
- [2] R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.J.T. Martin. *Handbook of vacuum arc science and technology: fundamentals and applications* (Noyes Publications, New Jersey, 1995)
- [3] A. Anders. *Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation* (Springer, NY, 2008), DOI: 10.1007/978-0-387-79108-1
- [4] *Vacuum arcs: theory and application*, ed. by J.M. Lafferty (Wiley, NY, 1980)
- [5] А.А. Плютто, В.Н. Рыжков, А.Т. Капин. ЖЭТФ, **47** (8), 494 (1964).
- [6] Е.Д. Короп, А.А. Плютто. ЖТФ, **40** (12), 2534 (1970).
- [7] Е.Д. Короп, А.А. Плютто. ЖТФ, **41** (5), 1055 (1971).
- [8] Е.М. Окс, К.Р. Савкин, Г.Я. Юшков, А.Г. Николаев, А. Anders, I.G. Brown. Rev. Sci. Instrum., **77** (3), 03B504 (2006). DOI: 10.1063/1.2164967
- [9] W.D. Davis, H.C. Miller. J. Appl. Phys., **40** (5), 2212 (1969). DOI: 10.1063/1.1657960
- [10] И.А. Кринберг. ЖТФ, **71** (11), 25 (2001).
- [11] В.И. Красов, В.Л. Паперный. Физика плазмы, **43** (3), 241 (2017). DOI: 10.7868/S0367292117030076
- [12] A. Anders. In: *Proceedings of 2014 International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)* (IEEE, Mumbai, 2014), p. 201. DOI: 10.1109/DEIV.2014.6961796
- [13] Г.Ю. Юшков, А.С. Бугаев, И.А. Кринберг, Е.М. Окс. ДАН, **46** (5), 41 (2001).
- [14] V. Kozhevnikov, A. Kozyrev, A. Kokovin, N. Semeniuk. Energies, **14** (22), 7608 (2021). DOI: 10.3390/en14227608
- [15] A.V. Kozyrev, V.Yu. Kozhevnikov, N.S. Semeniuk, A.O. Kokovin. Plasma Sourc. Sci. Technol., **32** (10), 105010 (2023). DOI: 10.1088/1361-6595/acfffl
- [16] В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, А.О. Коковин, Н.С. Семенюк. Физика плазмы, **49** (11), 1170 (2023). DOI: 10.31857/S036729212360060
- [17] В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, В.С. Игумнов, Н.С. Семенюк, А.О. Коковин. Изв. РАН. МЖГ, **6**, 183 (2023). DOI: 10.31857/S1024708423600446
- [18] А.В. Козырев, В.Ю. Кожевников, А.О. Коковин. Письма в ЖТФ, **50** (22), 25 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.22.59131.20022
- [19] A. Anders. Phys. Rev. E, **55** (1), 969 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevE.55.969

- [20] G. Strang. SIAM J. Numer. Anal., **5** (3), 506 (1968).  
DOI: 10.1137/0705041
- [21] M. Steffen. Astron. Astrophys., **239**, 443 (1990).
- [22] H. Yoshida. Phys. Lett. A, **150** (5–7), 262 (1990).  
DOI: 10.1016/0375-9601(90)90092-3
- [23] Г.А. Месяц. УФН, **165** (6), 601 (1995).  
DOI: 10.3367/UFNr.0165.199506a.0601
- [24] H.T.C. Kaufmann, C. Silva, M.S. Benilov. Plasma Phys. Controlled Fusion, **61** (9), 095001 (2019).  
DOI: 10.1088/1361-6587/ab2fac
- [25] С.А. Баренгольц, Н.Ю. Казаринов, Г.А. Месяц, Э.А. Пельштейн, В.Ф. Шевцов. Письма в ЖТФ, **31** (4), 64 (2005).
- [26] M. Song, H. Zhang, Q. Sun, W. Yang, Z. Wang, Z. Liu, Y. Dong, Q. Zhou. Plasma Sourc. Sci. Technol., **33** (10), 105009 (2024). DOI: 10.1088/1361-6595/ad7c7a