

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВАКУУМНОГО РАСШИРЕНИЯ ПЛАЗМЫ
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПРОМЕЖУТКЕ© 2023 г. В. Ю. Кожевников^а, А. В. Козырев^{а,*}, А. О. Коковин^а, Н. С. Семенюк^а^аИнститут сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 21.05.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 01.09.2023 г.

Представлены результаты теоретического описания бесстолкновительной кинетики радиального разлета двухкомпонентной (электрон-ионной) плазмы в одномерной цилиндрической постановке задачи. Продемонстрирован электрополевой механизм сверхзвукового расширения плазменного факела, обусловленный движением электрон-ионного ансамбля и самосогласованного электрического поля в диоде с приложенной к нему разностью потенциалов. Показана пространственно-временная эволюция функции распределения ионов по энергиям, электрического потенциала и скорости расширения эмиссионной границы плазменного факела. Полученные в расчете скорости расширения факела на медном катоде ($\sim 1.5 \times 10^6$ см/с) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: кинетика разреженной плазмы, бесстолкновительная плазма, катодный факел, вакуумный разряд

DOI: 10.31857/S0367292123600607, EDN: HAWJYO

ВВЕДЕНИЕ

Пробой вакуумного промежутка широко исследуется и используется в технических устройствах с уникальными характеристиками [1, 2]. Возбуждение вакуумного пробоя плазмой происходит за счет взрывов микроскопических неровностей катода, после чего плазма катодного факела расширяется в межэлектродный промежуток. Одной из ключевых проблем вакуумной электроники является процесс расширения инициированной прикатодной плазмы, для которого характерны “сверхтепловые” скорости расширения и “аномальный” перенос ионов на анод в вакуумном разряде [3–5]. Скорость расширения плазмы, зарегистрированная в вакуумных разрядах с разными катодными материалами, составляет $(1–4) \times 10^6$ см/с [6], что соответствует кинетической энергии ионов в десятки, а подчас и в сотни электрон-вольт [7–9]. Энергии прилетающих на анод ионов могут превосходить напряжение горения (умноженное на элементарный заряд) дуговой стадии разряда, которая формируется в результате перемыкания плазмой промежутка. Из-за этого свойства быстрые анодо направленные потоки ионов иногда называют “аномальными”.

Природа и механизм формирования таких потоков до сих пор не получили общепринятого объяснения и являются предметом многочислен-

ных и многолетних дискуссий в среде специалистов по вакуумному разряду. В основном, дискуссии идут в рамках трех заметно различающихся подходов к объяснению анодо направленных потоков ионов: 1) гидродинамическая модель ускорения плазмы за счет высокого градиента давления вещества, истекающего из взрывоэмиссионного центра микрометрового размера [10, 11]; 2) модель “электронного ветра”, которая объясняет ускорение ионов за счет столкновений с электронным потоком очень высокой плотности, имеющим место в области опять-таки компактного взрывоэмиссионного центра [12, 13]; 3) модель полевого ускорения ионов за счет немоноготонного распределения электрического потенциала (“горба потенциала”), которое может иметь место в близкой окрестности взрывоэмиссионного центра [14, 15]. Во всех этих моделях ключевую роль играет компактный взрывоэмиссионный центр, следы которого ассоциируются с микрометровыми кратерами на поверхности катода вакуумного разряда.

Не подвергая сомнению возможность реализации трех вышеупомянутых механизмов, мы обращаем внимание специалистов по физике плазмы на принципиальную возможность иного (электрополевого) фундаментального механизма расширения бесстолкновительной плазмы в ва-

куумном промежутке, к которому приложено электрическое напряжение. Здесь термин “фундаментальный” используется в своем буквальном значении как наиболее “общий и/или простой”, т.е. не отягощенный физической сложностью процесса инициирования взрывоэмиссионного центра и формирования атомно-ионного состава плазмы.

Здесь мы формулируем предельно упрощенную (двухкомпонентность и бесстолкновительность плазмы, одномерность движения) физико-математическую задачу и решаем ее в терминах физической кинетики. Естественно, что более простой одномерной задачей являлась бы плоская геометрия, но радиально-расходящийся разлет плазмы, не усложняя математические уравнения, дополнительно позволяет исследовать влияние степени пространственной неоднородности задачи на характеристики процесса.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗЛЕТА

Эволюция двухкомпонентной плазмы, состоящей из электронов и однократно заряженных ионов, в вакуумном цилиндрическом зазоре описывается двумя уравнениями Власова, в которых учтены центробежные силы F_e и F_i , обусловленные начальным разбросом азимутальных импульсов частиц

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m r} \frac{\partial}{\partial r}(r f) + \frac{\partial}{\partial p} [(-qE + F_e) f] = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p}{M r} \frac{\partial}{\partial r}(r F) + \frac{\partial}{\partial p} [(qE + F_i) F] = 0, \tag{2}$$

где $f(r, p, t)$, $F(r, p, t)$ – функции распределения электронов и ионов по координатам r и радиальным импульсам p , m , M – массы электрона и иона соответственно, q – элементарный заряд, $E(r, t)$ – напряженность электрического поля.

Дополнительный член $F_{e,i} = p^2/mr$ в уравнениях (1), (2) учитывает действие центробежных сил при наличии у частиц поперечного (азимутального) импульса. Хотя мы решаем задачу радиального расширения плазмы в вакуумном промежутке, в ансамбле частиц иницирующей плазмы могут присутствовать ненулевые моменты импульса, которые будут сохраняться в процессе радиального расширения ансамблей частиц и влиять на динамику электрического поля. Эти импульсы p_ϕ^2 можно сразу усреднить, воспользо-

вавшись законом сохранения азимутального момента $r_C p_{\phi C} = r p_\phi$:

$$\langle p_\phi^2 \rangle = \frac{r_C^2}{r^2} \langle p_{\phi C}^2 \rangle = \frac{r_C^2}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} p_{\phi C}^2 f_{\phi C} dp_{\phi C}, \tag{3}$$

$$f_{\phi C} = \frac{1}{\sqrt{2\pi m T}} \exp\left(-\frac{p_{\phi C}^2}{2m T}\right),$$

где r_C – радиус плазменного катода (параметр задачи), $p_{\phi C}$ – угловая компонента импульса частицы на катоде, $f_{\phi C}$ – максвелловская функция распределения азимутальных импульсов на катоде, T – термодинамическая температура катодного ансамбля. В результате центробежные силы для электронов и ионов будут иметь вид

$$F_e = \frac{T_e r_C^2}{r^3}, \quad F_i = \frac{T_i r_C^2}{r^3}. \tag{4}$$

Мы добавили в расчетную модель азимутальные импульсы, поскольку они создают центробежную псевдосилу инерции, которая может существенно влиять на перенос потока частиц в областях, заполненных квазинейтральной плазмой, где напряженность электрического поля близка к нулевым значениям.

Уравнения (1), (2) дополняются уравнением Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{q(n_i - n_e)}{\epsilon_0}, \tag{5}$$

где $\phi(r, t)$ – электрический потенциал, $\rho(r, t)$ – объемная плотность заряда, ϵ_0 – электрическая постоянная, $n_e(r, t)$, $n_i(r, t)$ – концентрации электронов и ионов, которые определяются как моменты функций распределения

$$n_e = \int_0^{\infty} f dp, \quad n_i = \int_0^{\infty} F dp. \tag{6}$$

Уравнение Пуассона с учетом граничных условий на катоде r_C и аноде r_A : $\phi(r_C, t) = 0$, $\phi(r_A, t) = U(t)$ – имеет точное решение в квадратурах

$$\phi = \left[U + \int_{r_C}^{r_A} \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_C}^{r''} r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\} dr'' \right] \frac{\ln r/r_C}{\ln r_A/r_C} - \int_{r_C}^r \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_C}^{r''} r' \frac{\rho}{\epsilon_0} dr' \right\} dr''. \tag{7}$$

Напряженность электрического поля

$$E = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} = -\left[U + \int_{r_c}^{r_A} \frac{1}{r''} \left\{ \int_{r_c}^{r''} r' \frac{\rho}{\varepsilon_0} dr' \right\} dr'' \right] \times \left(\frac{1}{r \ln r_A/r_C} + \frac{1}{r} \left\{ \int_{r_c}^r r' \frac{\rho}{\varepsilon_0} dr' \right\} \right). \quad (8)$$

Далее, мы предполагаем, что последовательная электрическая цепь состоит из источника напряжения $U_{source}(t)$, балластного сопротивления $R_{ballast}$ и разрядного промежутка. Тогда напряжение на электродах, U , описывается уравнением цепи

$$U = U_{source} - j_{total} R_{ballast} S, \quad (9)$$

где $S(r) = 2\pi rL$ – площадь текущей цилиндрической поверхности, L – осевая протяженность разряда. Плотность полного тока $j_{total}(r, t)$ включает в себя плотность тока смещения и конвективные плотности электронного $j_e(r, t)$ и ионного $j_i(r, t)$ токов

$$j_{total} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j_e + j_i. \quad (10)$$

Конвективные плотности токов определяются через моменты функций распределения

$$j_e(r, t) = -q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{m} f dp, \quad j_i(r, t) = q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{M} F dp. \quad (11)$$

Усредним уравнение (10) по радиусу промежутка и получим уравнение для полного тока

$$j_{total}(t) = -\frac{\varepsilon_0}{r_A - r_C} \frac{dU}{dt} + J(t), \quad (12)$$

$$J(t) = \frac{1}{r_A - r_C} \int_{r_c}^{r_A} (j_e + j_i) dr.$$

Напряжение U из (9) подставим в (12) и получим уравнение для тока разряда

$$\frac{dj_{total}}{dt} = \frac{1}{\tau_R} \left(j_{total}(t) + \frac{\varepsilon_0}{r_A - r_C} \frac{dU_{source}}{dt} - J(t) \right), \quad (13)$$

$$\tau_R = \frac{\varepsilon_0 R_{ballast} S}{r_A - r_C}.$$

Интегрируя (13), получим явное выражение для плотности тока в разрядном промежутке

$$j_{total} = \frac{e^{t/\tau_R}}{\tau_R} \int_0^t \left[\frac{\varepsilon_0}{r_A - r_C} \frac{dU_{source}}{dt} - J(t') \right] e^{-t'/\tau_R} dt'. \quad (14)$$

В итоге, математическая модель разряда должна быть дополнена заданием функции внешнего источника напряжения $U_{source}(t)$ и граничными условиями на катоде.

Мы полагаем, что поверхность катода представляет собой неравновесную электрон-ионную квазинейтральную плазму с заданной концентрацией n_0 , ансамбли которой характеризуются максвелловскими распределениями с различными термодинамическими температурами T_e , T_i и ненулевым средним импульсом:

$$f_0 dp = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi m T_e}} \exp\left(-\frac{(p - \sqrt{m T_e})^2}{2m T_e}\right) dp, \quad (15)$$

$$F_0 dp = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi M T_i}} \exp\left(-\frac{(p - \sqrt{M T_i})^2}{2M T_i}\right) dp.$$

Начальные функции распределения (15) были заданы со смещенным импульсом чтобы избежать искусственного разрыва в потоке частиц на границе области вычислений (при $r = r_C$ он был бы нулевым по определению при несмещенном распределении) и радиальном потоке вне этой границы (при $r > r_C$). Этот прием генерирует гладкие решения в окрестности катодной границы ($r = r_C + 0$).

Система пяти уравнений (1), (2), (8), (9), (14) совместно с граничными условиями (15) образует замкнутую математическую модель одномерного вакуумного диода с плазменной эмиссией частиц на катоде. Данная система уравнений решается численно полулагранжевыми методами. Для расчетного фазового пространства (r, t) , используется неоднородная сетка размерностью 4000 на 5000 элементов для дискретизации каждого уравнения (1), (2).

РАЗЛЕТ ПЛАЗМЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПРОМЕЖУТКЕ

Вычисления показали, что механизм разлета практически не меняется при разумных вариациях начальных параметров ($r_C = 20-1000$ мкм, $U_{source} = 100-2000$ В, $n_0 = 10^{12}-10^{16}$ см⁻³), поэтому мы приводим количественные результаты только для некоторого типичного случая. Выбор приложенного напряжения U_{source} и балластного сопротивления $R_{ballast}$ обычно был обусловлен тем, чтобы по мере приближения плазмы к анодному радиусу ток в цепи обеспечивал заметное снижение анодного напряжения.

Ниже представлены расчеты динамики плазмы в цилиндрическом вакуумном промежутке с радиусами катода $r_C = 1$ мм, анода $r_A = 10$ мм и продольной длиной $L = 10$ мм. Источник напряжения генерирует импульс $U_{source}(t)$ амплитудой 2 кВ с коротким временем нарастания $t_{rise} = 0.1$ нс, который подключается через балластное сопротивление $R_{ballast} = 100$ Ом к промежутку. На катодном радиусе фиксировалось состояние квазинейтральной плазмы

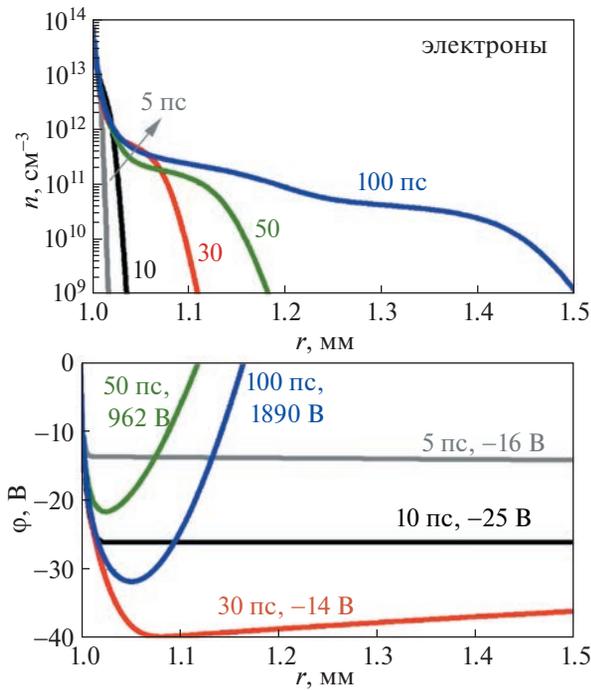


Рис. 1. Концентрация электронов n и распределение электрического потенциала ϕ вблизи катода в первые моменты времени (рядом с временем показаны анодные напряжения).

мы с концентрацией $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ электронов и однозарядных ионов меди Cu^+ . Эта концентрация с большим запасом обеспечивает бесстолкновительный режим движения заряженных частиц в сантиметровом зоре. Температуры электронов $T_e = 3 \text{ эВ}$, ионов $T_i = 1 \text{ эВ}$. При этих параметрах плотность теплового тока электронной эмиссии ($\sim 464 \text{ А/см}^2$) на порядок превосходит плотность тока Чайлда–Ленгмюра $j_{CL} \approx (4\epsilon_0/9)\sqrt{2q/m}(U^{3/2}/r_C r_A)$ [16] на катоде цилиндрического диода ($\sim 2 \text{ А/см}^2$), работающего в режиме ограничения тока пространственным зарядом электронов.

Начальный этап расширения – формирование виртуального катода. В первые пикосекунды, когда напряжение на источнике еще мало, электроны уже продвигаются к аноду, генерируя ток в цепи и формируя область отрицательного потенциала (виртуального катода). Этот отрицательный потенциал отражает большую часть электронов катодной плазмы, пропуская к аноду лишь небольшое их количество. Глубина потенциальной ямы через 30 пс достигает -40 В , и по мере изменения приложенного анодного напряжения она тоже меняется. Динамика этого процесса во времени показана на рис. 1. Этот стартовый этап движения электронов является ключевым для понимания электрополевого механизма расшире-

ния плазмы. Поэтому мы столь подробно демонстрируем распределение электронного облака и электрического потенциала, пока ионы на границе катодной плазмы остаются практически неподвижными. Отметим, что первые электроны достигают анода лишь к моменту времени 480 пс.

Сразу отметим, стартовая стадия разлета была просчитана нами в разных начальных условиях. Например, концентрация плазмы могла плавно “включаться” от нуля $n_0(t)$, или быть экспоненциально размазанной в пространстве $f_0(r_C + x, v) = f_0(v)\exp(-x^2/l^2)$. Были проведены также тестовые расчеты этого этапа методом крупных частиц (PIC). Все эти приемы качественно не изменили показанную выше картину формирования виртуального катода.

Продвижение эмиссионной границы квазинейтральной плазмы. Отрицательный потенциал виртуального катода вблизи границы плазмы является ускоряющим для ионов. Поэтому ионы начинают естественное движение к аноду, по пути компенсируя пространственный заряд электронного облака и формируя внешнюю эмиссионную границу катодного факела, как это показано на рис. 2. Под эмиссионной границей плазмы понимается сечение, где концентрации электронов и ионов начинают заметно расходиться (на рис. 2 эта расходимость заметна, когда $\Delta n/n_0 \sim 20\%$). Ионы набирают энергию в ускоряющем поле и продвигаются к аноду, смещая как границу квазинейтральной плазмы, так и сечение виртуального катода к аноду.

По мере продвижения эмиссионной границы факела к аноду, нарастает ток в электрической цепи, что приводит к снижению напряжения на аноде, как это следует из (9). Обращаем внимание на тот факт, что концентрация плазмы в окрестности эмиссионной границы остается примерно на одном уровне $\sim 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что на три порядка величины ниже концентрации катодной плазмы.

На рис. 3 показаны зависимости положения и скорости движения сечения виртуального катода и эмиссионной границы плазмы от времени. Видно, что эмиссионная граница постепенно отрывается от сечения минимального потенциала (виртуального катода), и движется они с различной скоростью. Движение виртуального катода обеспечивает ускорение ионов к аноду. В результате средняя энергия ионов в промежутке достигает десятков эВ, что значительно превосходит их тепловую энергию в катодной плазме ($\sim 1 \text{ эВ}$).

Энергетические спектры ионов в расширяющейся плазме. На рис. 4 на фазовой плоскости (радиус–энергия) представлены функции распределения ионов в разные моменты времени и мгновенные спектры в сечении $r = 5 \text{ мм}$ (этому сечению отвечает штриховая линия на фазовых портретах). Снижение энергии ионов в правой ветви фа-

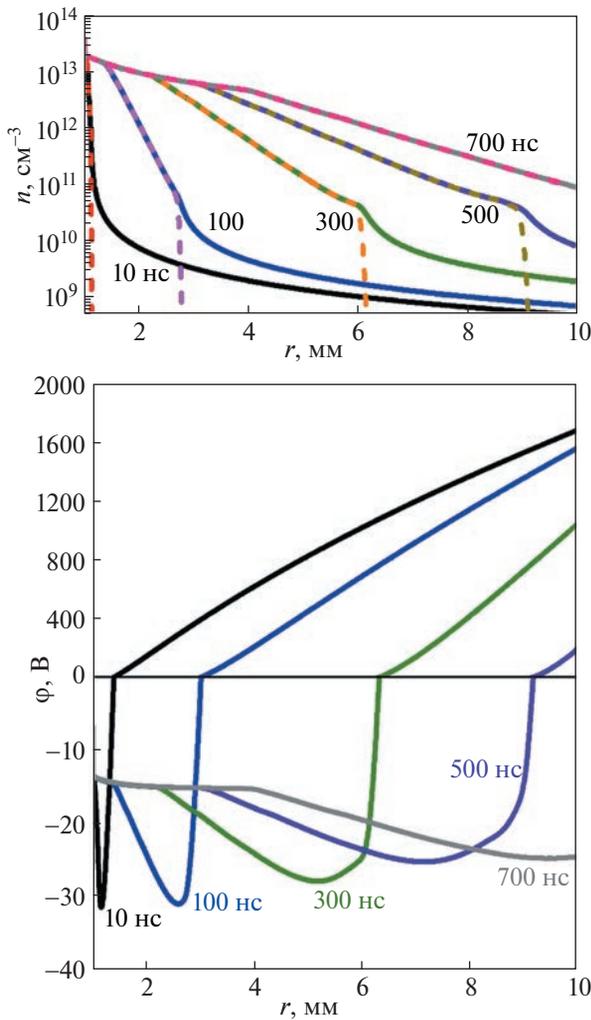


Рис. 2. Распределение концентрации частиц (сплошная — электроны, штриховая — ионы) и распределение электрического потенциала (здесь масштаб отрицательных и положительных значений разный).

зового портрета обусловлено отражением ионного потока от прианодного потенциального барьера. Обратим внимание на то, что анодный потенциал снижается по мере приближения плазмы к аноду (видно на правом рис. 2), и может стать близким к нулю и даже отрицательным, обеспечивая физическое попадание ионов на анод.

Обращаем внимание на логарифмический масштаб оси ординат, чтобы правильно оценивать ширину мгновенных спектральных распределений. На этом же рисунке показан суммарный спектр ионов в средней части промежутка, максимуму которого отвечает энергия 40 эВ (здесь масштаб оси ординат линейный), а ширина на полувысоте примерно равна 15 эВ. Это свидетельствует не только о формировании направленного потока быстрых ионов, но и о высоком среднем

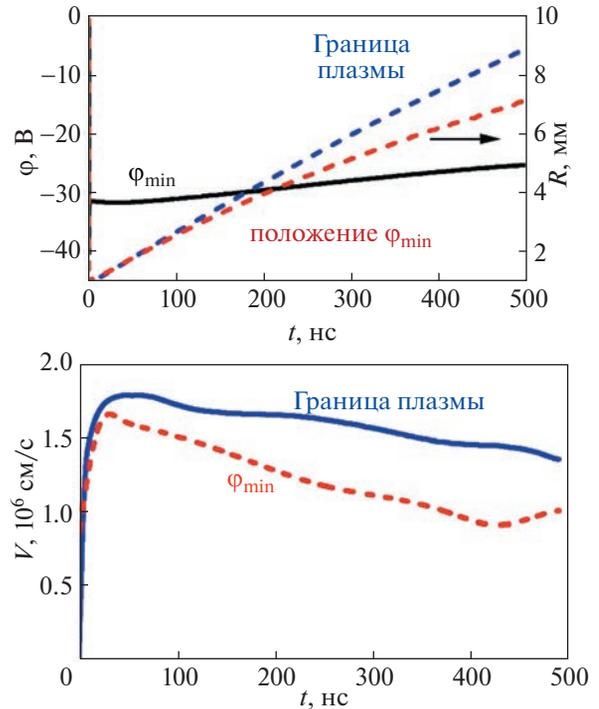


Рис. 3. Временные зависимости положения и глубины потенциальной ямы, эмиссионной границы плазмы (слева). Скорости движения границы плазмы и точки минимума потенциала V (справа).

тепловом разбросе скоростей. Фактически, речь идет об очень горячем потоке вещества.

ВАРИАЦИЯ РАДИУСА КАТОДА И ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Для исследования влияния начальных параметров задачи на процесс расширения плазмы мы провели сравнительные расчеты с вариацией радиуса катода. При этом остальные параметры (приложенное напряжение, сопротивление цепи и плотность катодной плазмы) оставили неизменными. Изменение радиуса катода при неизменной концентрации приведет к изменению плотности тока Чайлда–Ленгмюра на катоде. Для радиуса катода 0.05, 0.1, 0.5 и 1.0 мм плотность тока Чайлда–Ленгмюра принимает значения 41.7, 20.8, 4.2 и 2.1 А/см² соответственно. Однако во всех случаях плотность тока эмиссии (464 А/см²) более чем на порядок превосходит плотность тока Чайлда–Ленгмюра.

Качественно механизм расширения плазмы в промежутке не меняется при изменении радиуса катода. Однако изменяется глубина потенциальной ямы, и, как следствие, скорость продвижения плазмы к аноду, как это показано на рис. 5.

Аналогичная ситуация сохранения механизма расширения имеет место и при вариации прило-

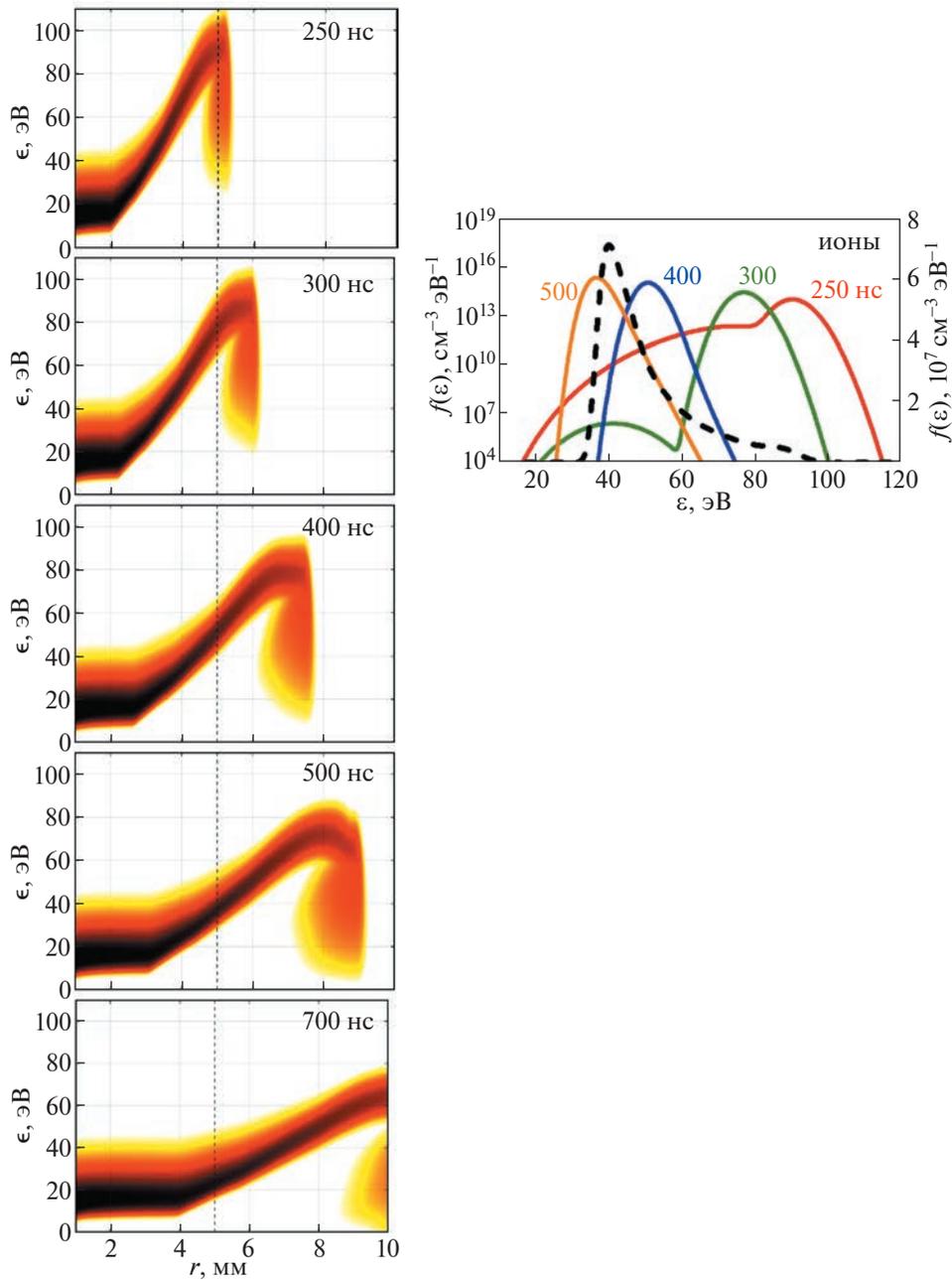


Рис. 4. Фазовые портреты функции распределения ионов $f(\epsilon)$ по энергиям в разные моменты времени (слева) и мгновенные спектры ионов $f(\epsilon)$ в радиальном сечении, отмеченном штриховой линией (справа).

женного напряжения, что демонстрируют рис. 6. Так, при уменьшении приложенного потенциала увеличивается глубина потенциальной ямы, расширение плазмы происходит заметно быстрее.

Таким образом, вариация двух ключевых параметров задачи приводит к заметной количественной вариации характеристик процесса расширения плазмы, но сам физический механизм остается качественно таким же, что говорит о его фундаментальной достоверности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом физической кинетики удастся математически корректно (в виде гладких функций без разрывов непрерывности) описать поведение расширяющейся продольно неоднородной плазмы, с поверхности которой идет отбор электронного тока эмиссии.

В рамках кинетического расчета движения электронной и ионной компонент в самосогласованном электрическом поле детально описан

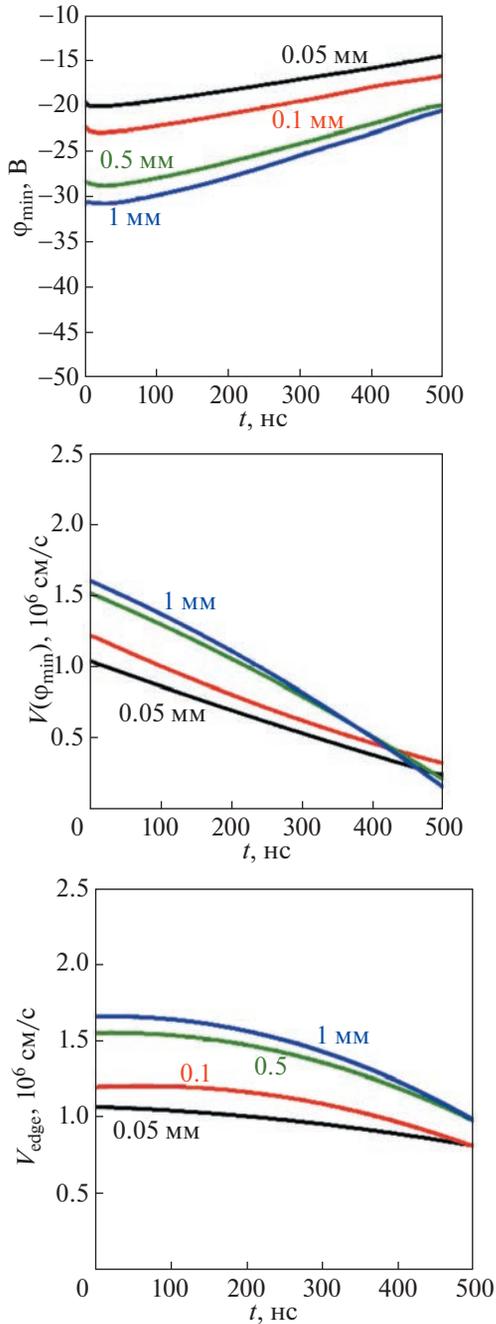


Рис. 5. Минимум потенциала φ_{\min} , скорость его смещения $V(\varphi_{\min})$ и скорость эмиссионной границы плазмы V_{edge} в различные моменты времени для катодов радиусом 0.05, 0.1, 0.5 и 1.0 мм при приложенном напряжении 2.0 кВ.

электрополевым механизмом расширения катодной плазмы в коаксиальном вакуумном промежутке. Отмечен ключевой фактор, влияющий на динамику бесстолкновительной плазмы – это формирование виртуального катода с глубиной падения

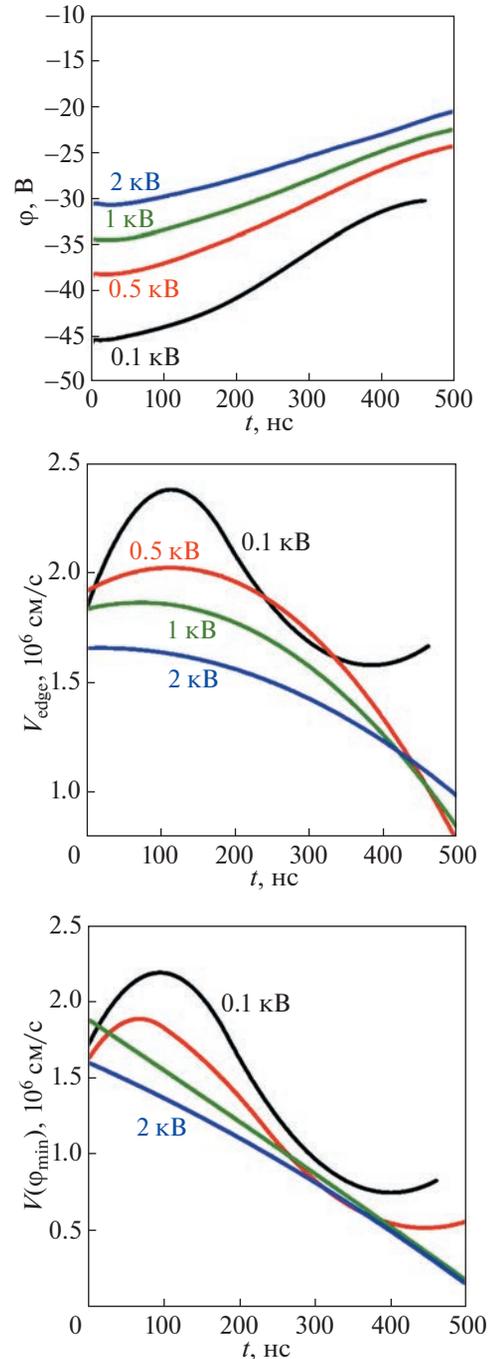


Рис. 6. Минимум потенциала, скорость его смещения и скорость границы плазмы в различные моменты времени для катода радиусом 1 мм и приложенным потенциалом в 0.1, 0.5, 1.0 и 2.0 кВ.

потенциала в десятки вольт из-за быстрого ухода электронов на анод. Дальнейшее движение ионов в ускоряющем электрическом поле приводит к быстрому продвижению границы плазмы и формированию потока ионов с энергиями в десятки эВ.

Представленный здесь физический механизм расширения плазмы остается в силе, пока плотность тока Чайлда–Ленгмюра будет существенно ниже плотности теплового тока электронов в катодной плазме. Если такое отношение нарушено, то очень вероятно смена механизма разлета бесстолкновительной плазмы, изучение которого будет предметом дальнейших исследований. Некоторое свидетельство этому можно увидеть на рис. 6, где случай низкого напряжения (100 В) заметно выпадает из общей тенденции.

Конечно, эта сильно упрощенная модель разлета плазмы не может быть прямо применена к реальным вакуумным дуговым разрядам, в которых существенную роль играют локально неоднородные и нестационарные взрывоэмиссионные процессы, быстрые плазменные струи и т.п. Но если отвлечься от деталей “микротурбулентности” на поверхности катода вакуумной дуги, а считать протяженный катод дуги источником плотной и в среднем однородной плазмы, из которой происходит эмиссия электронов, то наши расчеты убедительно свидетельствуют о неизбежном появлении экспериментально наблюдаемых скоростей ионного потока [7, 8, 12].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00239).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boxman R.L., Sanders D., Martin P.* Vacuum Arc Science and Technology. Noyes, Park Ridge, NJ, 1995.
2. *Brown J.G., Galvin J.E., MacGill R.A.* // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 358.
3. *Anders A.* Cathodics Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. New York: Springer, 2008.
4. *Beilis I.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2001. V. 29. P. 657.
5. *Chapelle P., Bellot J.P., Duval H., Jardy A., Ablitzer D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 35. P. 137.
6. *Hantzsche E.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 799.
7. *Davis W. D., Miller H. C.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 2212.
8. *Brown I., Oks E.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2005. V. 33. P. 1931.
9. *Anders A.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 969.
10. *Volkov N.B., Nemirovsky A.Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 1991. V. 24. P. 693.
11. *McClure G.W.* // J. Applied Phys. 1974. V. 45. P. 2078.
12. *Yushkov G.Y., Bugaev A.S., Krinberg I.A., Oks E.M.* // Doklady Phys. 2001. V. 46. P. 307.
13. *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1227.
14. *Плютто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 494.
15. *Болотов А.В., Козырев А.В., Королев Ю.Д.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 709.
16. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.