

Экспериментальное исследование динамики плазмы микропинча с использованием формирующей линии

А. Н. Долгов, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович

Ранее было установлено, что существует взаимосвязь между динамикой плазмы и процессом ускорения электронов в микропинчевом разряде. Авторы предприняли попытку ввести управляемую временную задержку процесса ускорения электронов относительно процесса сжатия плазмы в перетяжке канала тока. С указанной целью для сильноточной вакуумной искры в режиме микропинчевания был использован комбинированный источник тока, состоящий из параллельно включенных конденсаторной батареи и формирующей линии переменной длины. Было обнаружено, что при использовании формирующей линии достаточной протяженности наблюдается поток высокоэнергетичных электронов с энергией порядка 10^4 – 10^5 эВ на частоту, распространяющийся в направлении внешнего электрода независимо от полярности электродов, а продолжительность существования условий для ускорения электронов примерно на два порядка величины превышает продолжительность быстрого радиационного сжатия и процесс ускорения не может быть связан исключительно с ним.

Ключевые слова: микропинчевый разряд, зависимость геометрии источников, мягкое рентгеновское излучение, плазма.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-3-264-276

Введение

Горячей точкой (ГТ) или микропинчем называют плазменный объект микронных размеров, образующийся в прямых сильноточных импульсных разрядах типа Z-пинч в среде тяжелых элементов, в которых эффективно реализуется режим сжатия плазмы магнитным полем разрядного тока (пинчевание), и отличающийся достижением рекордно высокой для разрядов концентрацией энергии

[1–6]. Образование ГТ – явление общее для очень большого класса экспериментальных электрофизических устройств. В их числе – сильноточная вакуумная искра с триггерным и лазерным инициированием разряда, линейный Z-пинч с инъекцией сверхзвуковой струи газа в вакуум по оси системы через один из ее электродов, взрывающиеся проволоочки (разные конфигурации сборок, например, X-пинч), Z-пинч с лайнером в виде газообразной оболочки (полученной различными способами), плазменный фокус. Все характерные процессы в указанных устройствах, быть может за исключением плазменного фокуса, при реализации рассматриваемого явления протекают аналогичным образом, а достигаемые параметры – сопоставимы [7–9]. Необходимым условием режима микропинчевания является высокая скорость нарастания тока $\sim 10^{11}$ А/с и амплитуда тока на уровне ~ 100 кА. Механизм образования ГТ обусловлен высокой излучательной способностью ионов тяжелых эле-

Долгов Александр Николаевич¹, в.н.с.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru

Клячин Николай Альбертович², доцент.

E-mail: naklyachin@mephi.ru

Прохорович Дмитрий Евгеньевич¹, с.н.с.

¹ ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова».

Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22.

² НИЯУ МИФИ.

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31.

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2021 г.

© Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е., 2022

ментов в рентгеновском диапазоне спектра, а модель радиационного сжатия перетяжки плазменного канала тока в Z-пинче позволяет дать наиболее полную интерпретацию экспериментальных результатов [10–16].

Согласно представлениям, отвечающим как результатам экспериментов, так и расчетным параметрам модели радиационного сжатия, пинчевание перетяжки плазменного канала тока, возникающей в результате развития неустойчивости плазмы в магнитном поле протекающего в ней тока, происходит в две стадии. Первая относительно медленная стадия начинается при достижении тока ~ 100 кА (критическая сила тока зависит от элементного состава плазмы) обусловлена вытеканием вещества из перетяжки в осевом и радиальном направлении вплоть до достижения радиуса перетяжки $\sim 10^{-4}$ м, концентрации электронов в плазме перетяжки $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$ и температуры электронов ~ 50 эВ. Затем следует переходная квазистационарная стадия. Через ~ 30 – 50 нс после первого сжатия температура в перетяжке повышается настолько, что начинается ионизация L-оболочки ионов. Происходит резкое увеличение радиационных потерь энергии из области перетяжки и происходит второе быстрое сжатие за время порядка 0,1 нс. На второй стадии сжатия радиус перетяжки уменьшается до величины $\sim 10^{-6}$ м, а электронная плотность и температура повышаются до $\sim 10^{23}$ – 10^{24} см $^{-3}$ и ~ 1 кэВ соответственно. Кратность ионизации, например, для плазмы железа достигает величины 19 [10]. После второго сжатия из-за появления аномального сопротивления плазмы в перетяжке, обусловленного развитием колебаний [17–19] происходит быстрое расширение плазменного шнура на месте микропинча [5]. В процессе расширения плазмы температура и кратность ионизации продолжает расти. После расширения области перетяжки до радиуса $\sim 5 \times 10^{-6}$ м температура достигает ~ 2 кэВ, и начинается в случае плазмы железа излучение ионов кратностью > 23 .

ГТ является источником не только рентгеновского излучения, а также ионных и электронных пучков [20–24]. Направление распространения потока «горячих» (надтепловых, вовлеченных в процесс ускорения) электронов в микропинчевом разряде, регистрируемое по

испускаемому периферийной плазмой и поверхностью одного из электродов излучению в рентгеновском диапазоне спектра с энергией квантов, существенно превышающей 1 кэВ, как обычно считают, определяется начальной полярностью электродов. Даже при периодическом характере разряда источник горячих электронов – микропинч – образуется в первом полупериоде разряда, т. е. до смены полярности электродов. При этом полагают, что направление потока «горячих» электронов совпадает с направлением токового дрейфа электронов в плазме разряда.

Цель наших экспериментов состояла в том, чтобы получить зримые свидетельства привязки ускорительных процессов к определенной стадии развития перетяжки канала тока в микропинчевом разряде путем шунтирования омического сопротивления плазмы в перетяжке емкостью формирующей линии и задержки старта ускорительных процессов.

Схема эксперимента

Эксперименты были выполнены с использованием электроразрядного устройства сильноточной вакуумной искры, в котором был реализован микропинчевый разряд. Разрядное устройство размещалось в вакуумной камере. Значительные размеры вакуумной камеры допускали размещение некоторых диагностических средств непосредственно в ней. Для получения вакуума использовался форвакуумный насос, магистраль которого была снабжена азотной ловушкой, диффузионный насос на полифеноловом эфире с азотной ловушкой и электроразрядный насос «НОРД». Последовательная откачка насосами позволяла получить в камере вакуум до 10^{-6} Торр. Отсутствие паров масла внутри вакуумной камеры предотвращало появление нагара на разделительном изоляторе электроразрядного устройства и повышало его электрическую прочность в процессе эксплуатации. Разрядное устройство (рис. 1) крепилось на одном из фланцев вакуумной камеры. Оно представляло собой систему из двух коаксиальных тоководов в контуре основного разряда и четырех вспомогательных разрядных узлов – триггеров, предназначенных для инициирования основного разряда. Центральный токовод был

выполнен в виде цилиндра, в котором крепился рабочий электрод диаметром 4 мм и длиной 15 мм, наконечник которого имел форму конуса. Внешний токовод был выполнен в виде цилиндра, имел различный диаметр на разных участках, и заканчивался в области формирования разрядной плазмы конструкцией типа «беличье колесо» диаметром 30 мм и состоящей из 4 стержней переменного диаметра

4–8 мм (меньше в центре и больше на торцах) и длиной 20 мм. На обоих торцах каждого стержня имелся винт с резьбой М4, один из которых вкручивался в имеющиеся на торце обратного токовода отверстия с резьбой М5, а с помощью второго и соответствующей гайки осуществлялось соединение стержня с внешним электродом, по периметру которого имелись необходимые сквозные отверстия.

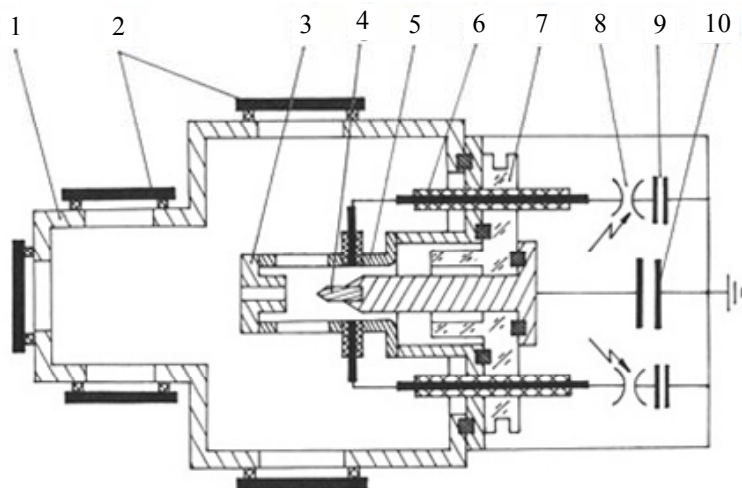


Рис. 1. Конструкция разрядного устройства: 1 – вакуумная камера; 2 – диагностические окна (оптические окна из кварцевого стекла, либо фланцы с изолированными герметичными электрическими вводами); 3 – внешний электрод (сталь 12Х18Н10Т); 4 – внутренний электрод (сталь Ст.3); 5 – обратный токовод (сталь 12Х18Н10); 6 – триггерное устройство; 7 – разделительный изолятор; 8 – разрядник; 9 – конденсаторная батарея триггерного устройства; 10 – конденсаторная батарея в контуре основного разряда. Устройства 8, 9, 10 находятся вне вакуумной камеры

Внешний токовод оканчивался сменным внешним цилиндрическим электродом с плоскими торцами, в центре которого имелось отверстие диаметром 2 мм. Разряд осуществлялся в продуктах эрозии материала электродов [2, 25, 26]. Максимальная достигаемая в разряде сила тока составляла 100–150 кА. Триггеры представляли собой устройства типа импульсных торцевых коаксиальных искровых разрядников, в которых образование и выброс плазмы происходил в вакууме при пробое по торцевой поверхности изолятора, выполненного из фторопласта в виде цилиндрической втулки. Пробой происходил между иглообразным электродом искрового разрядника, на который подавался импульс высокого напряжения отрицательной полярности (длительность импульса и амплитуда тока – 0,8 мкс и 5 кА, соответственно), и конструктивным элементом внешнего токовода, на котором крепился триггер. Описанные иницирующие устройства располагались за пределами области формирования основного разряда, поэтому слабо подвергались его воздействию. Эксперименты проводились при расстоянии между электродами равном 6 мм. Внутренний

и внешний тоководы были разделены цилиндрическим изолятором из хорошо поддающегося механической обработке полимерного материала (плексигласс), что позволило придать изолятору развитую поверхность. Разделительный изолятор был испытан статическим напряжением 40 кВ. Стоит отметить, что разделительный изолятор был экранирован от прямого воздействия потоков излучения и плазмы из области разряда элементами конструкции разрядного устройства благодаря избранной форме тоководов, что гарантировало отсутствие заметных токов утечки по поверхности изолятора.

Энергетическая часть установки (рис. 2) включала в себя конденсаторную батарею в контуре основного разряда, составленную из соединенных параллельно малоиндуктивных высоковольтных конденсаторов типа ИК-50-3, одна из обкладок каждого из которых заряжалась до потенциала 10–15 кВ положительной или отрицательной полярности от блока питания ВС-50-50. На каждом конденсаторе была собрана малоиндуктивная коаксиальная система тоководов для подключения восьми высоковольтных кабелей РК-50-9-11 таким обра-

зом, чтобы оплетки кабелей были соединены с внешним «заземленным» тоководом конденсатора, а жилы кабелей – с внутренним высоковольтным тоководом. Конденсаторная батарея кабелями соединялась с внешней частью тоководов вакуумного электроразрядного устройства, что позволяло варьировать емкость используемой батареи. На триггерные устройства высоковольтный импульс отрицательной полярности подавался при коммутации малоиндуктивного конденсатора КМК-0,1-40 через воздушный разрядник трехэлектродного типа. Конденсатор КМК-0,1-40 заряжался до напряжения 10 кВ.

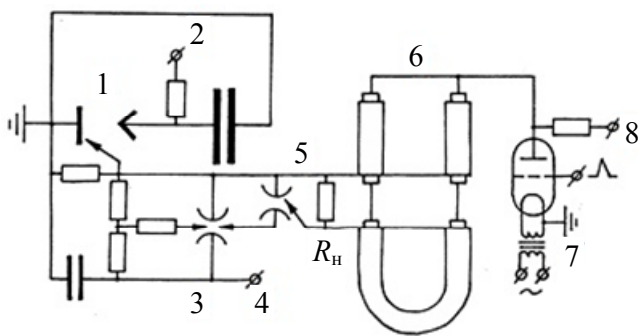


Рис. 2. Электрическая схема разрядного устройства: 1 – разрядный промежуток; 2 – цепь зарядки конденсаторной батареи в контуре основного разряда; 3 – разрядник триггерного устройства; 4 – цепь зарядки конденсаторной батареи триггерного устройства; 5 – мастер-разрядник; 6 – формирующая линия; 7 – тиратрон; 8 – цепь зарядки формирующей линии

Вышеуказанный воздушный разрядник являлся частью схемы, которая предназначена для синхронной коммутации многоэлементной системы с параллельным включением элементов. Принцип работы воздушного трехэлектродного разрядника основан на перенапряжении межэлектродного промежутка и на подсветке межэлектродного объема от искры, возникающей между двумя иглами – остриями, составляющими третий промежуточный электрод. Коммутация воздушного разрядника осуществлялась после срабатывания мастер-разрядника. Сам мастер-разрядник срабатывал при подаче на его поджигающий электрод импульса напряжения от схемы поджига, которая представляет собой генератор с двойной формирующей линией [27]. После срабатывания импульсного тиратрона ТГИ-16/325 при подаче на его сетку отпирающего импульса от генератора запускающих импульсов ГИ-1 на сопротивлении $R_n =$

$= 10 \text{ МОм}$ возникал отраженный импульс с амплитудой, равной удвоенному зарядному напряжению формирующей линии. При пуске мастер-разрядника начинал разряжаться кабель, соединяющий его с электродами воздушного разрядника. По кабелю бежала волна разрядки $-U_0/2$, где U_0 – зарядное напряжение конденсатора триггерного устройства. Дойдя до разомкнутого конца – до промежуточного электрода воздушного разрядника – волна разрядки удваивалась в амплитуде и начиналась перезарядка кабелей. Промежуточный электрод в процессе зарядки находился под напряжением $+U_0/2$, высоковольтный электрод воздушного конденсатора – под напряжением $+U_0$. В результате перезарядки часть промежуточного электрода оказывалась под напряжением $-U_0/2$, т. е. разность потенциалов между частью промежуточного электрода и высоковольтным электродом утраивается до величины $3/2U_0 = 15 \text{ кВ}$. Одновременно возникшая разность потенциалов между частями промежуточного электрода U_0 приводила к искровому пробою зазора $0,3 \div 0,5 \text{ мм}$ между ними, являющегося источником УФ-излучения, которое вызывало появление свободных носителей заряда – фотоэлектронов – в межэлектродном пространстве. В дальнейшем вышеописанная схема использовалась для синхронной коммутации воздушных разрядников (до четырех – по числу триггеров) с целью обеспечить синхронное и независимое срабатывание триггерных устройств. Данное обстоятельство рассматривается в качестве необходимого условия для достижения высокой степени повторяемости как пространственной структуры плазменного канала в основном разряде, так и временных параметров процесса его пинчевания, что в свою очередь позволит расширить возможности используемых диагностических средств, например, за счет повышения точности синхронизации и пространственного разрешения.

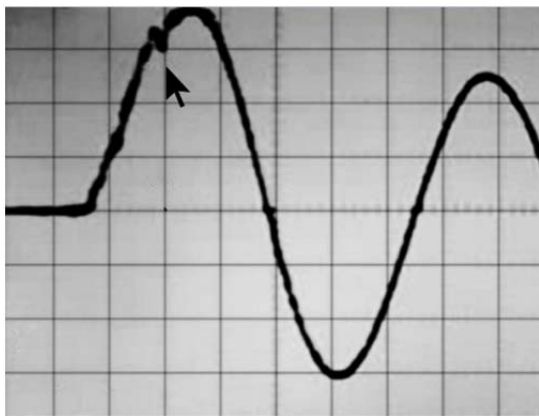
Для определения параметров разрядного контура, достигаемой силы разрядного тока и регистрации процесса пинчевания использовался магнитный датчик – пояс Роговского, работающий в режиме регистрации тока. Характерным признаком разряда с эффектом пинчевания является наличие так называемой «особенности» – резкого провала на осциллограмме тока вблизи максимума тока (рис. 3а и 3б). Пояс Роговского представлял собой

электрически изолированную тороидальную катушку, охватывающую заземленный проводник, по которому протекал ток в контуре основного разряда, и замкнутую на сопротивление номиналом 2 Ом. Выбранный номинал сопротивления обеспечивал с одной стороны достаточно высокую чувствительность датчика, а с другой обеспечивал необходимое условие работы пояса Роговского в качестве трансформатора тока – пренебрежимо малое активное сопротивление в цепи катушки по сравнению с реактивным сопротивлением катушки [28]. Процедура калибровки пояса Роговского осуществлялась следующим образом. Регистрируемый временной профиль тока основного разряда был близок к медленно затухающей синусоиде (рис. 3а) за исключением относительно короткого промежутка времени «особенности» тока. Следовательно,

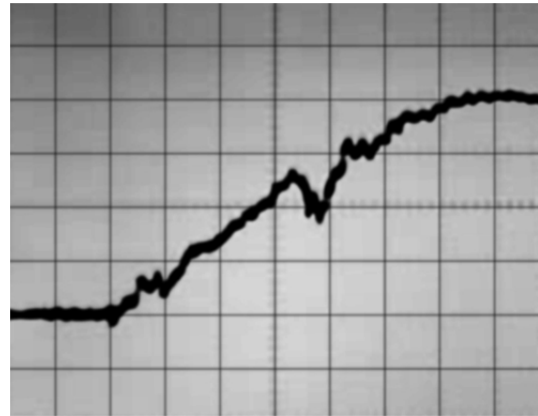
волновое сопротивление контура было много больше омического. Зависимость тока от времени аппроксимировалась соотношением:

$$I(t) = C \times U \times \left[(2\pi/T)^2 + 1/\tau^2 \right]^{1/2} \times \exp(-t/\tau) \sin(2\pi t/T), \quad (1)$$

где C и U – известные емкость и зарядное напряжение батареи конденсаторов в цепи основного разряда, T – измеряемый период тока, τ – время релаксации (время уменьшения амплитуды колебаний в e раз). Время релаксации определялось по графику зависимости абсолютной величины локальных экстремумов тока (в относительных единицах) от времени, построенном в полулогарифмическом масштабе.



а



б

Рис. 3. Осциллограмма сигнала магнитного зонда. Емкость конденсаторной батареи в контуре основного разряда – 12 мкФ. Стрелкой отмечена «особенность» тока. Чувствительность: 35 кА/дел. Развертка: а – 1 мкс/дел., б – 250 нс/дел/

Для регистрации динамики излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и мягкого рентгена был изготовлен вакуумный бипланарный фотодиод (рис. 4). Указанный диагностический канал позволял с достаточной надежностью совместно с магнитным зондом подтвердить факт развития процесса пинчевания вплоть до образования микропинча и определить на какой стадии протекания тока в основном разряде осуществлялось явление пинчевания канала тока. Например, становилось возможным определить, происходит ли пинчевание на стадии роста тока при неизменном направлении его протекания; имеет ли место процесс пинчевания однократно.

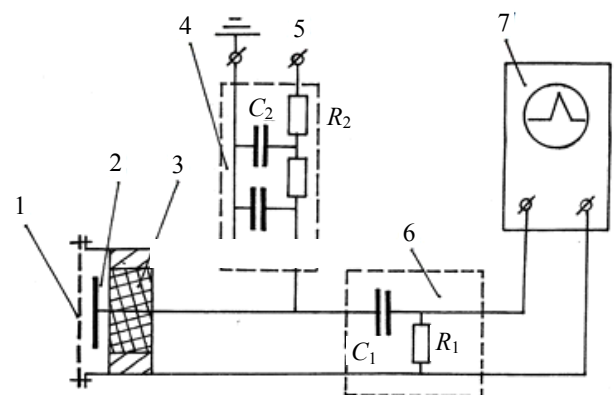


Рис. 4. Схема вакуумного фотодиода: 1 – анод; 2 – фотокатод; 3 – вакуумный разъем; 4 – RC-фильтр; 5 – клемма для подключения высоковольтного вывода источника высокого стабилизированного напряжения; 6 – питающая емкость нагрузочного сопротивления цепи регистрации; 7 – осциллограф

Фотодиод монтировался на фланце вакуумной камеры, его конструктивной основой служил вакуумный высокочастотный электрический разъем марки ВРГ. Фотокатод, изготовленный из алюминия, диаметром 10 мм крепился на тугой посадке к центральному тоководу разъема. На внешний токовод разъема навинчивалась медная втулка, на которой крепился сетчатый анод с размером ячейки 0,5 мм и пропусканием 0,95. Была предусмотрена возможность размещения перед анодом тонкого полимерного фильтра. Расстояние между анодом и катодом устанавливалось 1 мм. На катод подавался отрицательный потенциал 0,8÷1,5 кВ через зарядное сопротивление $R_2 = 1$ МОм. Емкость $C_2 = 4700$ пФ играла роль частотного фильтра. Емкость $C_1 = 2200$ пФ отделяла регистрирующую аппаратуру – осциллограф – от высоковольтной цепи питания. Падающее на фотокатод излучение вызывало появление тока фотоэлектронов, ускоряемых приложенным электрическим полем к аноду, а индуцированный ток протекал по цепи, образованной разделительной емкостью и нагрузочным сопротивлением $R_1 = 50$ Ом. На нагрузочном сопротивлении R_1 формировался регистрируемый импульс напряжения (рис. 5), служащий подтверждением эффективности процесса пинчевания.

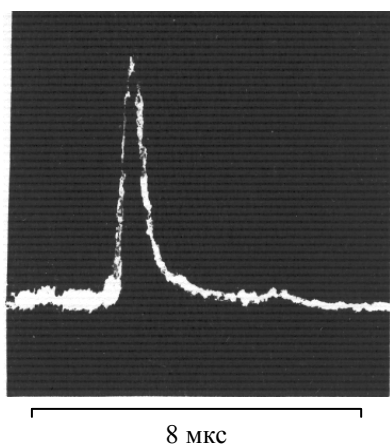


Рис. 5. Осциллограмма сигнала с вакуумного фотодиода

Характерным признаком эффективного процесса пинчевания плазмы элементов с большим атомным номером вплоть до формирования микропинча является высокая излучательная способность такой плазмы в рентгеновском диапазоне спектра, в частности в области K -спектра соответствующих элемен-

тов [2, 3, 4, 25, 29]. Количество испускаемой в виде рентгеновского излучения энергии настолько велико, что с помощью такого простого устройства как камера-обскура оказывается возможным за один импульс получить изображение излучающего объекта на фотопленке. Воздушная камера-обскура, т. е. камера, установленная в атмосфере, служила для регистрации компоненты излучения с длиной волны меньше $3\div 4$ Å, т. е. практически K -спектр основного материала электродов – железа (энергия квантов 6,4–7,1 кэВ). Камера-обскура целиком монтировалась на боковом фланце вакуумной камеры. Излучение за пределы вакуумной камеры выводилось через окно из бериллия толщиной 100 мкм (энергия отсечки 2 кэВ, коэффициент пропускания излучения в области K -спектра железа составляет 0,95) [30]. Объектив формировал изображение с помощью диафрагмы $\varnothing 200$ мкм, выполненной в свинцовой фольге толщиной 180 мкм и позволял получать изображение с увеличением $1\div 2$ крат. Изображение излучающего объекта фиксировалось на медицинской рентгеновской фотопленке РМ-К (из числа наиболее подходящих для ручной фотообработки) с толщиной эмульсионного слоя $\sim 0,03$ мм, чувствительностью в безэкранном варианте ~ 30 Р⁻¹ и средней контрастностью (средним градиентом) 3, зарекомендовавшей себя в наших экспериментах в качестве достаточно эффективного детектора вплоть до энергий квантов ~ 30 кэВ. Пленка помещалась в кассете и была защищена от воздействия света черной неактивной бумагой с плотностью 130 г/см². Оценка, выполненная в предположении, что материалом бумаги является целлюлоза (C₆H₁₀O₅), дает величину коэффициента пропускания для излучения в области K -спектра железа 0,87. Наличие воздуха в тракте распространения излучения также существенным образом не ослабляет регистрируемое излучение. С учетом состава воздуха (78 % азота и 22 % кислорода) при длине пролетного тракта 10 см коэффициент пропускания в том же спектральном диапазоне составляет 0,86 [30].

Изображение ГТ на фотопленке в силу малости размеров излучающего объекта представляло собой изображение отверстия в диафрагме и служило средством контроля режима

пинчевания, т. е. подтверждало факт осуществления собственно радиационного сжатия.

Результаты эксперимента

Результаты регистрации сигналов магнитного зонда и вакуумного бипланарного фото-

диола, регистрация изображений ГТ на обскурrogramмах в каждом разряде продемонстрировали, что развитие процесса пинчевания вплоть до образования ГТ устойчиво осуществлялось на переднем фронте импульса тока, т. е. до того момента, когда ток изменял направление своего протекания [5, 12, 17, 22].

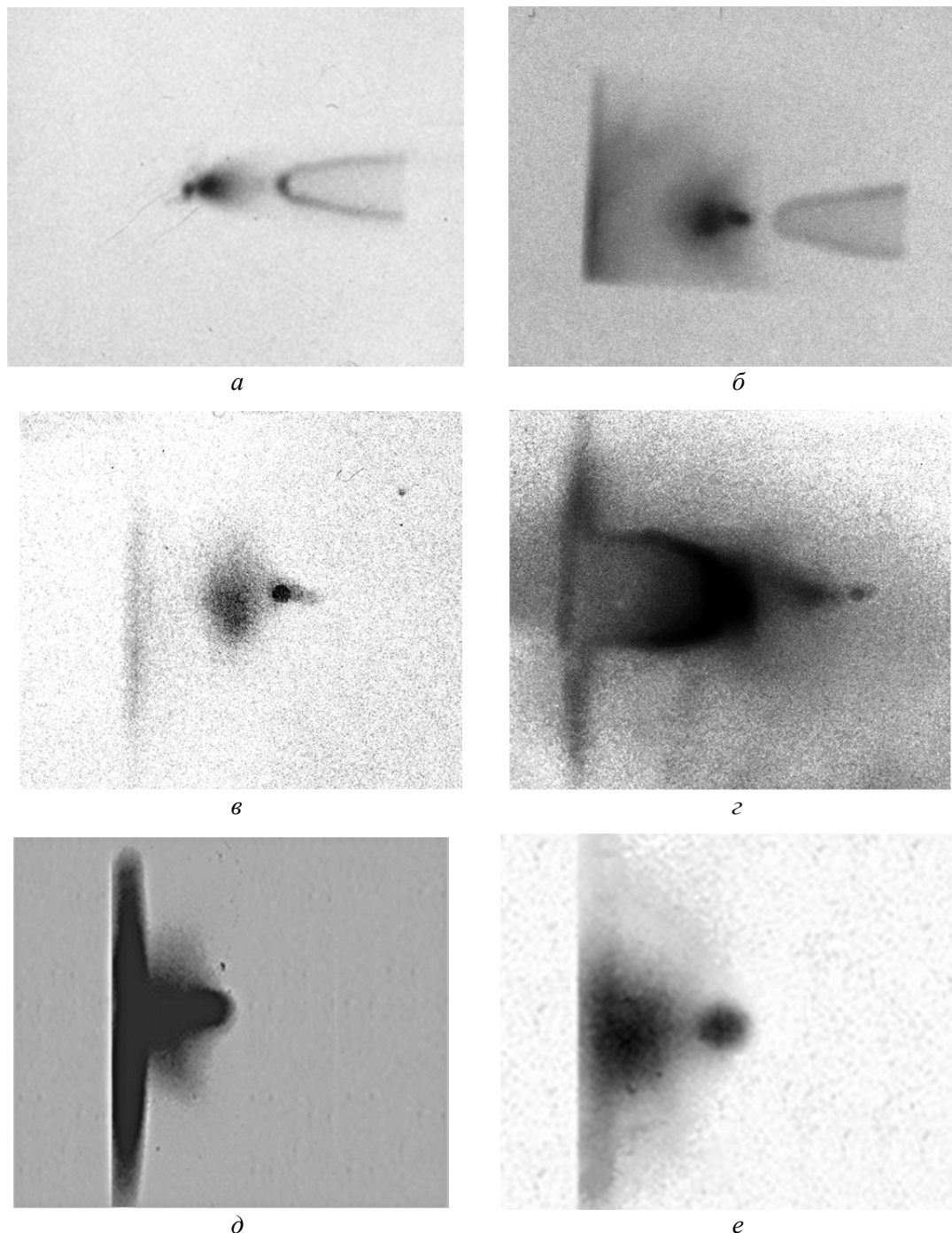


Рис. 6. Рентгеновская обскурrogramма межэлектродного промежутка, зарегистрированная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод; внешний электрод – катод, длина формирующей линии: а) – 1 м; б) – 2 м; в) – 3 м; г) – 3 м;

в момент инициирования разряда внутренний электрод – катод; внешний электрод – анод, длина формирующей линии: д), е) – 3 м.

Обскурrogramмы а), б), в) и г) зарегистрированы за один разряд; обскурrogramма д) и е) зарегистрированы в результате экспонирования на протяжении серии из 10 и 5 разрядов, соответственно

На рис. 6а представлена рентгеновская обскурограмма межэлектродного промежутка, полученная при следующих условиях: в момент инициирования разряда внутренний электрод – анод; внешний электрод – катод; длина формирующей линии – 1 м. Наблюдается формирование микропинча, регистрируемого в виде «горячей точки», т. е. практически точечного источника рентгеновского излучения. Кроме того наблюдается свечение в выше указанном рентгеновском диапазоне спектра поверхности внутреннего электрода и периферийной плазмы за пределами области перетяжки в пространстве между микропинчем и внутренним электродом.

На рис. 6б представлена рентгеновская обскурограмма, полученная при аналогичной полярности электродов, но при длине формирующей линии 2 м. В этом случае помимо свечения поверхности внутреннего электрода, микропинча и периферийной плазмы наблюдается свечение поверхности внешнего электрода.

Наконец, на рис. 6в и рис. 6г представлены рентгеновские обскурограммы, полученные при увеличении длины формирующей линии до 3 м и при прежней полярности электродов. В случае, изображенном на рис. 6г, в центре внешнего электрода помещен вкрученный в резьбу, нарезанную в отверстии во внешнем электроде, металлический стержень.

Аналогичное изображение фиксируется при длине формирующей линии 3 м в случае, когда внутренний электрод – катод, внешний – анод. Наблюдается свечение микропинча, периферийной плазмы и внешнего электрода, а вот свечение внутреннего электрода отсутствует (рис. 6д и рис. 6е).

Обсуждение результатов

Формирующая линия, емкость которой при длине 3 м составляет величину $C \approx 10^{-9}$ Ф, вероятно, шунтирует разряд и замедляет развитие ускорительных процессов, связанных с возрастанием омического сопротивления плазмы и, как следствие, ростом падения потенциала в области перетяжки. Регистрируемый с временным разрешением спектр тормозного рентгеновского излучения демонстрирует, что развитие ускорительных про-

цессов, т. е. все более заметное отклонение распределения электронов от максвелловского, связано с формированием микропинча в области перетяжки [17]. Энергетический спектр ускоренных электронов лежит в интервале $\sim 10\text{--}300$ кэВ, а средняя энергия электронов составляет $\sim 30\text{--}80$ кэВ [22, 31]. Формирование микропинчевой области в пинче в среде тяжелых элементов при токах, протекающих через перетяжку, превышающих критическое значение (для плазмы железа составляет примерно 50 кА [10, 32]) происходит в две стадии [5, 12, 17, 33]. По-видимому, в интервале между первым и вторым сжатием происходит зарядка формирующей линии до напряжений порядка $10^4\text{--}10^5$ В и задержка развития ускорительных процессов в плазме на промежуток времени $\sim 10, 20$ и 30 нс, в зависимости от длины формирующей линии:

$$\tau_{\text{зад}} = (2L \times \varepsilon^{1/2}) / c, \quad (2)$$

где L – длина формирующей линии; $\varepsilon = 2,3$ – диэлектрическая проницаемость изолятора (полиэтилен); c – скорость света в вакууме. Имеются экспериментальные свидетельства того, что область формирования микропинча движется вдоль оси разряда от внутреннего электрода по направлению к внешнему электроду и, кроме того, осевой поток вытекающей из перетяжки плазмы имеет в этом направлении (в направлении внешнего электрода) заметно большую скорость, чем в противоположном (в направлении внутреннего электрода) [34–36]. Скорость истечения плазмы из перетяжки в направлении внешнего электрода может достигать значения числа Маха равного 3–4 [37]. На представленных рентгеновских обскурограммах можно отметить присутствие стоячей ударной волны у поверхности внешнего электрода как плоского (рис. 6д), так и острейного в особенности (рис. 6г), что является свидетельством сверхзвуковой скорости набегающего на внешний электрод потока плазмы. Ничего похожего у поверхности внутреннего электрода не наблюдается (рис. 6а и 6б), что свидетельствует о дозвуковом характере движения плазмы в направлении внутреннего электрода. Имеются экспериментальные свидетельства того, что процесс ускорения электронов начи-

нается в промежутке между первым и вторым сжатием [17, 29, 38]. Согласно представленным в настоящей статье результатам процесс формирования анизотропного осевого потока плазмы продолжается около 30 нс, что близко к длительности временного интервала между завершением первого сжатия и реализацией второго (радиационного) сжатия. Кроме того, в процессе быстрого радиационного сжатия область пинчевания, вероятно, скользит вдоль оси разряда в направлении, противоположном направлению градиента плотности на оси разряда, т. е. в направлении внешнего электрода [35, 39]. В работах [18, 19, 40] на основе экспериментальных данных было показано, что протекание второго (радиационного) сжатия сопровождается раскачкой поперечных колебаний плазмы и возникновением сильных поперечных электрических микрополей, оказывающих влияние на условия ускорения электронов. По-видимому, на этой стадии «убегание» электронов в приосевой области минимума магнитного поля затруднено.

Таким образом, есть основания предположить, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию формируется поток плазмы, который уносит «горячие», т. е. ускоренные в электрическом поле резистивной природы, но замагниченные электроны в направлении от внутреннего к внешнему электроду независимо от полярности электродов. Выполним некоторые оценки относительно реальности данного предположения.

Исследование динамики температуры плазмы разряда, основанное на измерениях с достаточно высоким временным разрешением спектральных характеристик тормозного рентгеновского излучения плазмы разряда, показывает, что на стадии перехода от первого ко второму сжатию распределение электронов по энергиям может быть представлено в двухтемпературном приближении. Т. е. в плазме разряда существуют две компоненты электронной составляющей, которые можно условно назвать холодной и горячей. Температура горячей компоненты на стадии перехода от первого ко второму сжатию достигает ~10 кэВ, температура холодной компоненты ~2 кэВ [17]. Электропроводность плазмы будет определяться температурой горячей компоненты и составит [41]:

$$\sigma = 2 \times 10^{-2} \times T_e^{3/2} / (\Lambda \times Z) \approx 3 \times 10^8 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1} \quad (3)$$

где $T_e \approx 10 \text{ кэВ} \approx 10^8 \text{ К}$ – максимальная температура горячей электронной компоненты; $\Lambda \approx 10$ – кулоновский логарифм; $Z \approx 10$ – средний заряд иона. При длительности рассматриваемой стадии $\tau \leq 3 \times 10^{-8} \text{ с}$, характерном масштабе перемещений плазмы $s \approx 10^{-4} \text{ м}$, равном величине порядка радиуса перетяжки в первом сжатии, выполняется соотношение:

$$s \gg (\tau / \mu_0 \times \sigma)^{1/2}, \quad (4)$$

которое является условием замороженности магнитного поля [42]. Таким образом формирование в перетяжке направленного потока плазмы может приводить к искажению картины силовых линий магнитного поля, увлекаемых плазменным потоком. Ускоренные электроны с энергиями порядка 10^4 – 10^5 эВ [22], как нетрудно убедиться, замагничены (кроме приосевой области):

$$r_L \approx 10^{-5} \text{ м} \ll s \approx 10^{-4} \text{ м}, \lambda \approx 10^{-1} \text{–} 10^0 \text{ м}, \quad (5)$$

где r_L – ларморовский радиус быстрого электрона; $\lambda_{ei} \approx v_e / \nu_{ei}$ – длина пробега электрона в плазме; v_e и ν_{ei} – скорость и частота столкновений электрона с ионами, соответственно, причем последняя величина оценивается как [43]:

$$\nu_{ei} = 1,8 \times Z \times n_e \Lambda / T_e^{3/2}, \quad (6)$$

где $T_e \approx 10^4$ – 10^5 эВ (т. е. 10^8 – 10^9 К), $Z \approx 10$, $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ – электронная концентрация плазмы после первого сжатия. Увлечение силовых линий магнитного поля потоком плазмы, в свою очередь, приведет к увлечению потоком плазмы ускоренных электронов высоких энергий. Данные о зарядности ионов и концентрации электронов в перетяжке после первого сжатия взяты из работ [5, 10], на основании универсальности происходящих процессов, сходства исходных условий и соответствия экспериментальных данных модели радиационного сжатия. Например, плазмообразующим элементом во всех случаях является железо, совпадает динамика тормозного рентгеновского излучения, аналогичны линейчатые спектры излучения в диапазоне K_α – K_β плазмообразующего элемента, совпадают характерные раз-

меры излучающих в области мягкого рентгена наблюдаемых источников [17, 33, 38, 44].

На какой стадии развития перетяжки происходит формирование осевого потока плазмы в направлении внешнего электрода? Исходя из вышеприведенных данных о динамике электронной температуры в перетяжке по завершении первого сжатия можно предположить, что ускоряющая электроны разность потенциалов в перетяжке достигает на интересующей нас стадии величины $U \approx 10^4$ В. Электроны, ускоренные такой разностью потенциалов, вполне способны вызвать эмиссию характеристического излучения материала анода, бомбардируя его поверхность, что мы и наблюдаем на рис. 6а и 6б. Однако на рис. 6б помимо этого наблюдается свечение поверхности электрода, который в данный момент времени является катодом, т. е. механизм увлечения высокоэнергетических электронов осевым потоком плазмы в направлении внешнего электрода уже «включен». Следовательно, можно полагать, что момент включения механизма ускорения электронов в области перетяжки опережает момент включения механизма формирования осевого потока плазмы на промежутки времени больший 10 нс, но меньший 20 нс. Заметим, что нам не удалось обнаружить в соответствующей литературе осциллограмм напряжения на разрядном промежутке с разрешением ~ 10 нс. Вероятно, это обстоятельство обусловлено тем, что практически невозможно реализовать в данных условиях безиндуктивный измерительный контур с делителем напряжения, параллельным плазменному каналу тока.

Есть и еще одно отличие между рисунками рис. 6а и 6б. На рис. 6а мы можем увидеть локальный источник рентгеновского излучения в точке пересечения оси разрядного устройства и поверхности анода – это явно след убегающих из области пинчевания разряда вдоль его оси, т. е. в области слабого магнитного поля, высокоэнергетических электронов [45]. На рис. 6б и далее указанный рентгеновский источник отсутствует. Исчезновение признаков убегания электронов в приосевой области по мере затягивания развития ускорительных процессов путем увеличения протяженности формирующей линии свидетельствует о том, что условия, препят-

ствующие движению высокоэнергетических электронов в направлении токового дрейфа возникают синхронно с процессом формированием анизотропного осевого потока плазмы.

Можно было бы предположить, что обширное свечение поверхности анода обусловлено бомбардировкой высокоэнергетическими электронами, рождающимися на искровой стадии разряда, когда межэлектродное пространство еще не замкнуто плазмой катодного факела и ускоряющая электроны, например, из форплазмы, разность потенциалов составляет величину, близкую к зарядному напряжению конденсаторной батареи, т. е. ~ 10 кВ. Однако такой трактовке мешает отсутствие свечения поверхности анода на обскурোগрамме, приведенной на рис. 6в и рис. 6г. Однозначно следует из данного обстоятельства, что свечение обширной поверхности анода в рентгеновском диапазоне связано с развитием ускорительных процессов при пинчевании плазменного канала тока разряда. Получается, что поток высокоэнергетических электронов распространяется не только в относительно узкой приосевой области минимума магнитного поля в разряде. Свечение обширной поверхности анода в рентгеновском диапазоне спектра – это свидетельство существования потока высокоэнергетических электронов, поступающих, т. е. испускаемых из области пинчевания в область разреженной плазмы, окружающей анод. Кроме того, присутствие изображений обширной светящейся поверхности анода как на рис. 6а, так и на рис. 6б служит подтверждением того обстоятельства, что продолжительность существования условий для ускорения электронов составляет порядка 10 нс [17].

Еще один довод в пользу выдвинутой гипотезы. Авторы [46] показали, что в момент максимального сжатия сопротивление пинча также максимально. В условиях малости потерь энергии на излучение сопротивление перетяжки в момент максимального сжатия определяется только температурой плазмы в перетяжке. При переходе в режим радиационного сжатия может происходить рост на несколько порядков величины сопротивления плазмы пинча (до ~ 10 Ом), и соответствующий рост ускоряющего резистивного электрического поля до $\sim 10^6$ В [37]. Таким образом, и

появление ускоренных электронов наиболее высоких энергий, и формирование анизотропного осевого плазменного потока, по видимому, неразрывно связаны в микропинчевом разряде с переходом механизма пинчевания от магнитогидродинамического сжатия к радиационному сжатию.

Заключение

Для исследования взаимосвязи между динамикой плазмы и процессом ускорения электронов в микропинчевом разряде, реализуемом в электроразрядном устройстве типа сильноточной вакуумной искры, был применен комбинированный источник тока, состоящий из параллельно включенных конденсаторной батареи и формирующей линии переменной длины.

Проведенные нами исследования показали, что совпадение направлений распространения потока «горячих» электронов и токового дрейфа электронов в разряде при определенных условиях может нарушаться. Было обнаружено, что при использовании формирующей линии достаточной протяженности наблюдается поток высокоэнергетичных электронов с энергией порядка 10^4 – 10^5 эВ на частицу, распространяющийся в направлении внешнего электрода независимо от полярности электродов.

Продолжительность существования условий для ускорения электронов в микропинчевом разряде составляет порядка 10 нс и примерно на два порядка величины превышает продолжительность быстрого радиационного сжатия, а, следовательно, развитие ускорительных процессов не может быть связано исключительно с ним.

Основываясь на результатах проведенных экспериментов и проделанных численных оценок, авторы выдвигают следующую гипотезу. Наличие формирующей линии задерживает процесс ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы в области перетяжки на стадии перехода к радиационному сжатию и приводит к опережающему формированию анизотропного осевого плазменного потока. В этих условиях в замороженности силовых линий магнитного поля в плазменный поток, замагниченность

ускоренных до высоких энергий электронов и появление осциллирующего поперечного электрического поля, затрудняющего убегающие частицы в приосевой области минимума магнитного поля, становятся факторами, определяющими направление распространения потока высокоэнергетичных электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cohen L., Feldman U., Swartz M., Underwood J. H. // J. Opt. Soc. Am. 1968. Vol. 58. № 6. P. 843.
2. Schwob J. L., Frankel B. S. // Phys. Letters. 1972. Vol. 40A. № 1. P. 81.
3. Гольц Э. Я., Житник И. А., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В. // ДАН СССР. 1975. Т. 200. № 3. С. 560.
4. Корон Е. Д., Мейерович Б. Э., Сидельников Ю. В., Сухоруков С. Т. // УФН. 1979. Т. 129. № 6. С. 87.
5. Веретенников В. А., Полухин С. Н., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
6. Анциферов П. С., Кошелев К. Н., Крауз В. И. и др. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 11. С. 1319.
7. Долгов А. Н. Эмиссия частиц и излучения в микропинчевом разряде... Дис. докт. физ.-мат. наук. – М.: Московский инженерно-физический ин-т (гос. ун-т), 2005.
8. Пикуз С. А. X-пинч. Экспериментальные исследования... Дис. докт. физ.-мат. наук. – М.: Физический ин-т им. П. Н. Лебедева РАН, 2007.
9. Баронова Е. О. Развитие методов рентгеновской спектроскопии и их применение в исследованиях плазмы сильноточных разрядов... Дис. докт. физ.-мат. наук. – М.: РНЦ «Курчатовский институт», Институт ядерного синтеза. 2009.
10. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
11. Блинников С. И., Имшенник В. С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 193.
12. Веретенников В. А., Исаков А. И., Крохин О. Н., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Препринт ФИАН СССР. 1983. № 59. – 20 с.
13. Bailey J., Fisher A., Rostoker N. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. № 6. P. 1939.
14. Орешкин В. И. // Изв. вузов Физ. 1997. Т. 40. № 12. С. 76.
15. Bernal L., Bruzzone H. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 2002. Vol. 44. № 2. P. 223.
16. Долгов А. Н., Прохорович Д. Е. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. Вып. 2. С. 2.
17. Аверкиев В. В., Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
18. Миронов Б. Н. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 546.
19. Миронов Б. Н. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 10. С. 886.

20. Nishio M., Sakuma H., Takasugi K. // Plasma and Fusion Research: Rapid Communications. 2011. Vol. 6. P. 1201009. DOI: 10.1585/pfr.6.1201009.
21. Ананьев С. С., Данько С. А., Мялтон В. В., Калинин Ю. Г., Крауз В. И., Виноградов В. П., Виноградова Ю. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 4. С. 102.
22. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В., Савелов А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып. 7. С. 320.
23. Гулин М. А., Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Савелов А. С. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
24. Mei Wu, Li Chen, Ti-Pei Li. // Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics. 2005. Vol. 5. № 1. P. 57.
25. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 7. С. 621.
26. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 68.
27. Кремнев В. В., Месяц Г. А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. – Новосибирск, 1987.
28. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. / Под ред. С. Ю. Лукьянова. – М.: Изд-во «МИР», 1967.
29. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 26.
30. Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. – М.: «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1982.
31. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
32. Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В., Савелов А. С. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 8. С. 1015.
33. Веретенников В. А., Долгов А. Н., Крохин О. Н., Семёнов О. Г. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 1107.
34. Lee T. N. // Annals of New York Academy of Science. 1975. Vol. 251. P. 112.
35. Афонин В. И. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 7. С. 648.
36. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 539.
37. Долгов А. Н., Вихрев В. В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 290.
38. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 12. С. 1057.
39. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 8. С. 826.
40. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 3. С. 7.
41. Козлов Н. П. Основы физики плазмы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1997.
42. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. – М.: Атомиздат, 1968.
43. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. – М.: Мир, 1965.
44. Гулин М. А., Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Масленникова Н. В., Савелов А. С. // ПТЭ. 1996. № 6. С. 82.
45. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 3. С. 194.
46. Vikhrev V. V., Ivanov V. V., Rozanova G. A. // Nucl. Fusion. 1993. Vol. 33. № 2. P. 311.

PACS: 52.58.Lq

Experimental study of micropinch plasma dynamics using a forming line

A. N. Dolgov¹, N. A. Klyachin², and D. E. Prokhorovich¹

¹ Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Sushevskaya st., Moscow, 127055, Russia
E-mail: alnikdolgov@mail.ru

² National Research Nuclear University MEPHI
31 Kashirskoe sh., Moscow, 115409, Russia

Received December 10, 2021

To study the relationship between the plasma dynamics and the electron acceleration process in a micro-pin discharge, a combined current source consisting of a capacitor bank connected in parallel and a variable-length forming line was used. It is possible to change the direction of the flow of "hot" electrons without changing the polarity of the electrodes.

Keywords: micropinch discharge, dependence of the geometry of the sources, soft X-ray radiation, plasma.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-3-264-276

REFERENCES

1. L. Cohen, U. Feldman, M. Schwarze, and J. H. Underwood, *J. Opt. Soc. Am.* **58** (6), 843 (1968).
2. J. L. Schwob and B. S. Frankel, *Physics Letters* **40A** (1), 81 (1972).
3. E. Ya. Golts, I. A. Zhitnik, E. Ya. Kononov, S. L. Mandelstam, and Yu. V. Sidelnikov, *DAN USSR* **200** (3), 560 (1975).
4. E. D. Korop, B. E. Meierovich, Yu. V. Sidelnikov, and S. T. Sukhorukov, *UFN* **129** (6), 87 (1979).
5. V. A. Veretennikov, S. N. Polukhin, O. G. Semenov, and Yu. V. Sidelnikov, *Plasma Physics* **7** (6), 1199 (1981).
6. P. S. Antsiferov, K. N. Koshelev, V. I. Krauz et al., *Plasma Physics* **16** (11), 1319 (1990).
7. A. N. Dolgov, *Emission of particles and radiation in a micropinch discharge* / Dis. doct. phys.-mat. nauk (Moscow Engineering Physics Institute (State University), Moscow, 2005).
8. S. A. Pikuz, *X-pinch. Experimental studies* / Dis. doct. phys. (Lebedev Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 2007).
9. E. O. Baronova, *Development of X-ray spectroscopy methods and their application in high-current discharge plasma studies* / Dis. doct. phys.-mat. sci. (RSC "Kurchatov Institute", Institute of Nuclear Fusion, Moscow, 2009).
10. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Plasma Physics* **8** (6), 1211 (1982).
11. S. I. Blinnikov and V. S. Imshennik, *Plasma Physics* **8** (1), 193 (1982).
12. V. A. Veretennikov, A. I. Isakov, O. N. Krokhin, O. G. Semenov, and Yu. V. Sidelnikov, *Preprint FIAN USSR*, No. 59 (1983), p. 20.
13. J. Bailey, A. Fischer, and N. Rostoker, *J. Appendix. Physics* **60** (6), 1939 (1986).
14. V. I. Oreshkin, *Izv. vuzov Fiz.* **40** (12), 76 (1997).
15. L. Bernal and H. Bruzzone, *Plasma Physics. and Vice versa. Merge* **44** (2), 223 (2002).
16. A. N. Dolgov and D. E. Prokhorovich, *Physicochemical kinetics in gas dynamics* **16** (2), 2 (2015).
17. V. V. Averkiev, A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma physics* **18** (6), 724 (1992).
18. B. N. Mironov, *Plasma Physics* **20** (6), 546 (1994).
19. B. N. Mironov, *Plasma Physics* **20** (10), 886 (1994).
20. M. Nishio, H. Sakuma, and K. Takasugi, *Studies of plasma and thermonuclear fusion: Rapid communications* **6**, 1201009 (2011). DOI: 10.1585/pfr.6.1201009.
21. S. S. Ananiev, S. A. Danko, V. V. Myalton, U. G. Kalinin, V. I. Krauz, V. P. Vinogradov, and Yu. V. Vinogradova, *VANT. Ser. Thermonuclear fusion* **36** (4), 102 (2013).
22. A. A. Gorbunov, M. A. Gulin, A. N. Dolgov, O. V. Nikolaev, and A. S. Savelov, *Letters in the JETP* **50** (7), 320 (1989).
23. M. A. Gulin, A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, and A. S. Savelov, *Pis'ma V Zh.* **108** (10), 1309 (1995).
24. Mei Wu, Li Chen, and Ti-Pei Li, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **5** (1), 57 (2005).
25. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics* **45** (7), 621 (2019).
26. A. N. Dolgov, N. V. Zemchenkova, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Applied Physics*, No. 1, 68 (2012) [in Russian].
27. V. V. Kremnev and G. A. Mesiats, *Methods of multiplication and transformation of pulses in high-current electronics* (Novosibirsk, 1987).
28. *Plasma diagnostics* / Edited by R. Huddlestone and S. Leonard. Translated from English / Edited by S. Yu. Lukyanov. (Publishing house "MIR", Moscow, 1967).
29. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Applied Physics*, No. 5, 26 (2018) [in Russian].
30. M. A. Blokhin and I. G. Schweitzer, *X-ray spectral reference book* ("Science", The Main edition of physical and mathematical literature, Moscow, 1982).
31. A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, V. K. Lyapidevsky, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics* **19** (1), 97 (1993).
32. M. A. Gulin, A. N. Dolgov, O. V. Nikolaev, and A. S. Savelov, *Plasma Physics* **16** (8), 1015 (1990).
33. V. A. Veretennikov, A. N. Dolgov, O. N. Krokhin, and O. G. Semenov, *Plasma Physics* **11** (8), 1107 (1985).
34. T. N. Li, *Annals of the New York Academy of Sciences* **251**, 112 (1975).
35. I. Afonin, *Plasma Physics* **21** (7), 648 (1995).
36. A. N. Dolgov, *Plasma Physics* **31** (6), 539 (2005).
37. A. N. Dolgov and V. V. Vikhrev, *Plasma Physics* **31** (3), 290 (2005).
38. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics* **42** (12), 1057 (2016).
39. A. N. Dolgov, N. V. Zemchenkova, N. A. Klyachin, and N. A. Prokhorovich, *Plasma Physics* **36** (8), 826 (2010).
40. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Letters in ZhTF* **40** (3), 7 (2014).
41. N. P. Kozlov, *Fundamentals of Plasma Physics* (Publishing House of the Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 1997).
42. D. A. Frank-Kamenetsky, *Lectures on plasma physics* (Atomizdat, Moscow, 1968).
43. L. Spitzer, *Physics of fully ionized gas* (Mir, Moscow, 1965).
44. M. A. Gulin, A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, V. K. Lyapidevskii, N. V. Maslennikova, and A. S. Savelov, *PTE*, No. 6, 82 (1996).
45. A. N. Dolgov, N. V. Semchenkova, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics* **37** (3), 194 (2011).
46. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and G. A. Rozanova, *Nucl. Merge*. **33** (2), 311 (1993).