

Физика плазмы и плазменные методы

УДК 533.952

Пространственная структура источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде

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

При исследовании пространственной структуры источников мягкого рентгеновского излучения в плазме микропинчевого разряда наблюдается устойчивое формирование трубчатой области, излучающей в диапазоне L-спектра плазмообразующего элемента. Оценки показывают, что за формирование трубчатого источника мягкого рентгеновского излучения может отвечать аномальное скинирование тока в перетяжке вследствие быстрого возрастания напряженности поля, вызванного аномальным ростом сопротивления плазмы.

PACS: 52.58.Lq

Ключевые слова: микропинчевый разряд, источник мягкого рентгеновского излучения, пространственная структура, плазма.

Введение

Важным вопросом для исследователей процессов в плотном Z-пинче является пространственная структура проводящей среды и тока. Имеется некоторое количество сообщений о наблюдении достаточно сложной структуры разряда вблизи момента достижения наивысших значений плотности и температуры. Например, данные авторов [1, 2] свидетельствуют о протекании тока по дискретным каналам, образующим периодические пространственные структуры. В работе [3] на основе выполненных исследований утверждается, что ускорение ионов до энергий, значительно превышающих среднюю энергию теплового движения, происходит при расщеплении пинча на токо-

вые нити. Характерное для плотных пинчей падение полного тока при сжатии пинча до минимального размера обычно связывают с ростом сопротивления плазмы в перетяжке, что находит подтверждение в эксперименте [4]. При этом может происходить перераспределение плотности тока в разряде, в пользу чего говорят результаты измерений электронной плотности и температуры при условии выполнения равновесия Беннета [5] и результаты исследования структуры магнитного поля [6].

Авторы настоящей работы, используя достаточно часто применяемые методы диагностики, а именно, импульсное теневое фотографирование объекта, получение интегральных по времени изображений излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы с помощью камеры-обскуры, дифракционную спектроскопию рентгеновского излучения, задались целью попытаться прояснить возможные причины наблюдаемой пространственной структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде.

Постановка эксперимента

Эксперименты выполнены с использованием электроразрядного устройства типа сильноточной вакуумной искры (рис. 1). Разряд осуществлялся в продуктах эрозии материала электродов при начальном вакууме в рабочей камере не хуже 10^{-2} Па.

Долгов Александр Николаевич, ведущий научный сотрудник¹.

Клячин Николай Альбертович, доцент².

Прохорович Дмитрий Евгеньевич, старший научный сотрудник¹.

¹ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова».

Москва, 127055, ул. Сущевская, 22.

Тел.: 8 (495) 313-96-79, 8 (495) 400-19-48.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru; vniiia4@vniia.ru

²НИЯУ МИФИ.

Москва, 115409, Каширское ш., 31.

Тел.: 8 (495) 788-56-99, 8 (495) 788-97-21.

E-mail: naklyachin@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 13 мая 2015 г.

© Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е., 2015

Источник тока в разряде — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов C_1 . Разряд инициируется поступлением в межэлектродное пространство форплазмы от четырех вспомогательных относительно слаботочных разрядных устройств эрозионного типа, разряд в которых происходит по поверхности диэлектрической втулки, выполненной из полиэтилена.

Инициация основного разряда наступает после срабатывания коммутирующего устройства КУ (управляемый трехэлектродный разрядник) в цепи конденсатора C_2 . Токи в цепи основного и вспомогательного иницирующего разрядов фиксировались с помощью поясов Роговского ПР-1 и ПР-2 соответственно. Калиброванный [7] пояс Роговского ПР-1 позволял измерять силу тока в разряде. Сигналом с пояса Роговского ПР-2 осуществлялась синхронизация диагностической аппаратуры.

Катод основного разряда (внутренний электрод) был выполнен в виде цилиндра диаметром 3 мм с коническим навершием. Анод (внешний электрод) — цилиндр диаметром 20 мм с плоским основанием и осевым отверстием диаметром 3 мм. Материал электродов — железо (Ст.3). В рабочей (вакуумной) камере имелись диагностические окна, в которые вакуумноплотно монтировались либо кварцевые фланцы, либо металлические фланцы со вставками из бериллиевой фольги толщиной 100 мкм.

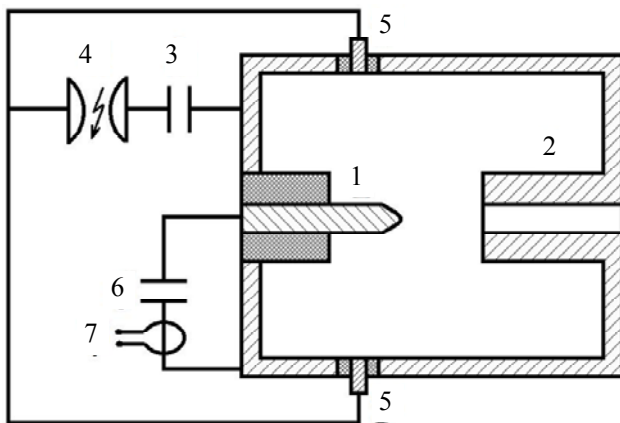


Рис. 1. Схема электроразрядного контура: 1 — внутренний электрод (катод), 2 — внешний электрод (анод), 3 — конденсатор иницирующего устройства, 4 — управляемый вакуумный разрядник, 5 — электроды иницирующего устройства, 6 — конденсаторная батарея, питающая основной разряд, 7 — пояс Роговского для измерения тока разряда

Напряжение, до которого заряжалась батарея конденсаторов C_1 составляло 10 кВ, при этом достигаемая в разряде сила тока составляла 120 кА. Время нарастания тока — 1,5 мкс. Текущий контроль режима основного разряда осуществлялся с помощью сигнала с магнитного зонда, регистрировавшего производную тока. Свидетельством ре-

жима пинчевания являлось устойчивое появление характерного импульса на сигнале с магнитного зонда вблизи момента достижения максимума тока (так называемой «особенности»), который совпадал по времени с провалом на близком к синусоидальному сигнале с пояса Роговского ПР-1 и был результатом быстрого изменения силы тока в результате сжатия токового канала [8, 9].

Для получения наглядной информации о пространственной структуре и динамике плазмы разряда была применена техника теневой фотографии с импульсным лазером в качестве осветителя [9]. Длительность высвечивания зондирующего излучения с длиной волны 337 нм составляла 6 нс. Теневое фотографирование межэлектродного пространства осуществлялось в заданный момент времени благодаря системе синхронизации и требуемой задержке между моментом инициации разряда и импульсом зондирующего лазерного излучения.

Исследование пространственной структуры источников мягкого рентгеновского излучения в разряде осуществлялось с помощью двух камер-обскур. Одна из них — воздушная камера-обскура — располагалась за пределами вакуумной камеры. Излучение выводилось из камеры через бериллиевое окно толщиной 100 мкм в толстостенном металлическом фланце. Формирующее изображение объектив — отверстие диаметром 0,2 мм — выполнено в свинцовой фольге толщиной 0,2 мм. Изображение фиксировалось на медицинской рентгеновской фотопленке, которую защищал от подсветки в видимом диапазоне спектра экран из черной бумаги. Таким образом, изображение на пленке создавалось излучением с длинами волн в диапазоне $\lambda < 0,3$ нм. Второе аналогичное устройство — вакуумная камера-обскура — располагалась внутри рабочей камеры разрядного устройства и позволяло формировать изображение источников излучения с длиной волны $\lambda < 1,5$ нм с пространственным разрешением по объекту не хуже 20 мкм. Такие характеристики достигались благодаря использованию в качестве детектора рентгеновской фотопленки без защитного желатинового покрытия, а в качестве фильтра излучения — бериллиевой фольги толщиной 15 мкм.

С целью получения информации об условиях формирования микропинчевой области, проводилось исследование линейчатого спектра рентгеновского излучения в области характеристического излучения материала электродов. Регистрация спектра осуществлялась с помощью кристаллического спектрографа с горизонтальной фокусировкой по схеме Иоганна [10]. При проведении указанных измерений были использованы электроды, изготовленные из различных материалов: анод —

латунь, катод — сталь. Спектрограф размещался за пределами вакуумной камеры. Диспергирующий элемент — изогнутый кристалл SiO_2 ($10\bar{1}0$), двойное межплоскостное расстояние кристалла составляет 0,850 нм; спектр регистрировался во втором порядке отражения. Радиус кривизны кристалла 325 мм обеспечивался металлической оправкой, состоявшей из двух притертых частей, между которыми зажималась кристаллическая пластина толщиной 0,2 мм. Плоскость дисперсии спектрографа была ориентирована перпендикулярно оси разряда. Детектор излучения — медицинская рентгеновская фотопленка в экране из черной бумаги. Спектрограф настраивался на диапазон длин волн от 0,193—0,194 нм (K_α -линия железа) до 0,174—0,175 нм (K_β -линия железа).

Результаты эксперимента

Исследование структуры плазмы микропинчового разряда на различных стадиях его протекания показывает, что процесс пинчевания начинается с формирования токово-плазменной оболочки и ее схождения к оси разряда. В результате схлопывания токово-плазменной оболочки образуется плазменный столб, который на тенеграммах выглядит вполне однородным. В дальнейшем происходит развитие процесса пинчевания, т. е. образование и сжатие перетяжки на плазменном столбе. Минимальный фиксируемый на тенеграммах радиус перетяжки составляет около 0,1 мм (см. рис. 2). Указанное состояние можно идентифицировать с первой стадией микропинчевания, часто называемой магнитогидродинамической. Микропинчевание — процесс, ведущий к рождению локальной области плотной горячей плазмы, получившей в силу малости ее размеров название горячей точки или микропинча [8, 11—13].

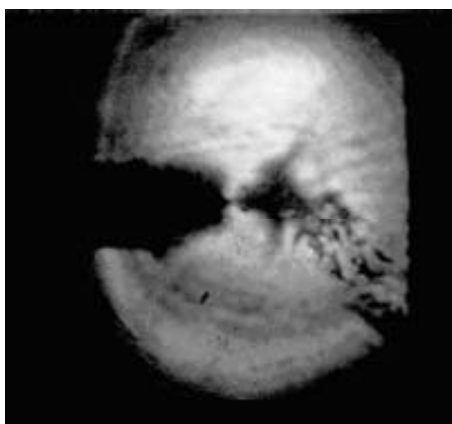


Рис. 2. Тенеграмма плазмы разряда на стадии первого сжатия (минимальный радиус перетяжки — 0,1 мм)

Дальнейшую эволюцию плазмы в перетяжке можно проследить, получая ее изображения в

рентгеновском диапазоне спектра. Характерные обскурограммы разряда в диапазоне длин волн $\lambda < 1,5$ нм и $\lambda < 0,3$ нм приведены на рис. 3 и 4 соответственно. В первом случае изображение формируется собственным излучением плазмы, в основном соответствующему L -спектру железа. Во втором случае изображение в основном формируется излучением, соответствующему K -спектру железа [9, 14, 15].

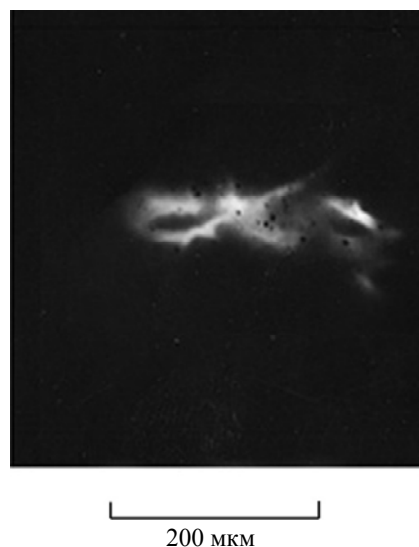


Рис. 3. Типичная обскурограмма, полученная с помощью вакуумной камеры-обскуры $\lambda < 1,5$ нм за один разряд (угол раствора конического электрода 90°)

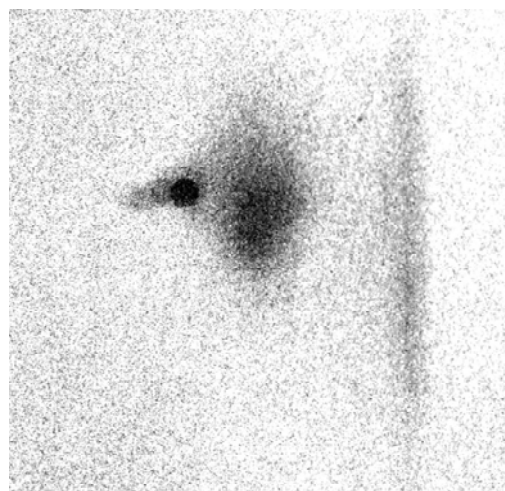


Рис. 4. Типичная обскурограмма, полученная с помощью воздушной камеры-обскуры $\lambda < 0,3$ нм за один разряд

В спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм область перетяжки представляет собой вытянутое вдоль оси разряда образование, длина которого может меняться в пределах 0,2—0,8 мм, а поперечный размер — 0,05—0,2 мм (см. рис. 5). Мы наблюдаем здесь перетяжку в процессе завершения первой стадии микропинчевания и перехода ко второй стадии, обычно называемой радиационным сжати-

ем, когда уменьшение погонного числа частиц в перетяжке приводит к разогреву плазмы до температуры, обеспечивающей эффективную ионизацию L -оболочки ионов железа и высокий уровень лучистых потерь из перетяжки за счет просветления плазмы для излучения. На обскурограмме как правило фиксируется несколько излучающих областей.



Рис. 5. Типичная обскурограмма $\lambda < 1,5$ нм, полученная за один разряд при угле раствора конического электрода 30°

В спектральном диапазоне $\lambda < 0,3$ нм также фиксируется, как правило, несколько изображений горячих точек, а точнее изображений отверстия в диафрагме камеры-обскуры. На основе определения ширины полутеневого области на краю указанных изображений удастся оценить размер излучающего объекта величиной 5—10 мкм. Помимо изображений горячих точек (о чем можно говорить, естественно, с учетом сделанного выше уточнения) на обскурограммах присутствуют изображения поверхности электрода и периферийной холодной плазмы, подвергающихся воздействию потока достаточно высокоэнергетичных электронов, распространяющегося из области формирования микропинча [16].

В спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм на обскурограммах регулярно регистрируются структуры в виде пары узких линий шириной 0,02—0,07 мм, обычно в форме параллельных, реже — пересекающихся линий. Вероятно, это является отражением трубчатой геометрии излучающего объекта. Изображение аналогичной структуры, получившей название «двойной обскурограммы», наблюдалось в экспериментах по взрыву металлических проводочек в диоде сильноточного ускорителя [17]. Тот факт, что характер изображения не изменяется при варьировании достигаемой в разряде силы тока, по крайней мере, на порядок величины, не позволяет трактовать данное изображение как свидетельство

расщепления пинча на токовые нити. В качестве механизма, объясняющего формирование «двойной обскурограммы», был предложен эффект так называемого теплового скинирования тока, т. е. развитие ионизационной неустойчивости на фронте разлетающейся после разрушения проводочки относительно холодной плазмы. С переходом к образованию горячих точек, т. е. областей продолжающегося локального пинчевания на фоне общего разлета продуктов взрыва, скинирование исчезает [18].

Что касается сильноточной вакуумной искры, то для нее подобное объяснение вряд ли подходит, потому что поперечный размер плазменного шнура, соответствующий «двойной обскурограмме», достигается уже в первом сжатии [9]. При этом нет условий для развития ионизационной неустойчивости [8, 11]. Кроме того, эксперименты с внутренними электродами различной конфигурации, а именно, с различающимися в интервале от 30° до 90° углами раствора конического наконечника, показали следующее. Процессы на электродах и вблизи их поверхностей способны влиять на динамику плазмы разряда, в том числе и на процесс образования области плотной горячей плазмы в результате развития перетяжки. Например, уменьшение угла раствора приводит к возрастанию длины микропинча, регистрируемой в спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм, т. е. в первом сжатии. В диапазоне $\lambda < 0,3$ нм, т. е. во втором сжатии, изменения размеров микропинча не наблюдается. С уменьшением угла раствора внутреннего электрода заметно возрастает выход мягкого рентгеновского излучения за один разряд (см. рис. 6). При уменьшении угла раствора конуса с 90° до 30° выход рентгена в диапазоне $\lambda < 1,5$ нм возрастает в два раза [19], что, по-видимому, отражает, в первую очередь, увеличение объема плазмы, вовлекаемой в первое сжатие плазменного столба. Регистрация рентгеновского K -спектра излучения ионов железа различной кратности ионизации методами дифракционной спектроскопии показала, что использование внутреннего электрода конической формы с малым углом раствора приводит к возрастанию вклада в рентгеновский спектр микропинчевого разряда высокозарядных ионов Fe^{+17} — Fe^{+19} , которые появляются в микропинче во втором сжатии [11], что может свидетельствовать об увеличении достигаемой плотности плазмы и, возможно, температуры в перетяжке. В тоже время не наблюдается возрастания вклада излучения ионов более высоких кратностей ионизации, появляющихся в разряде на стадии развала микропинча вследствие аномального тепловыделения [20].

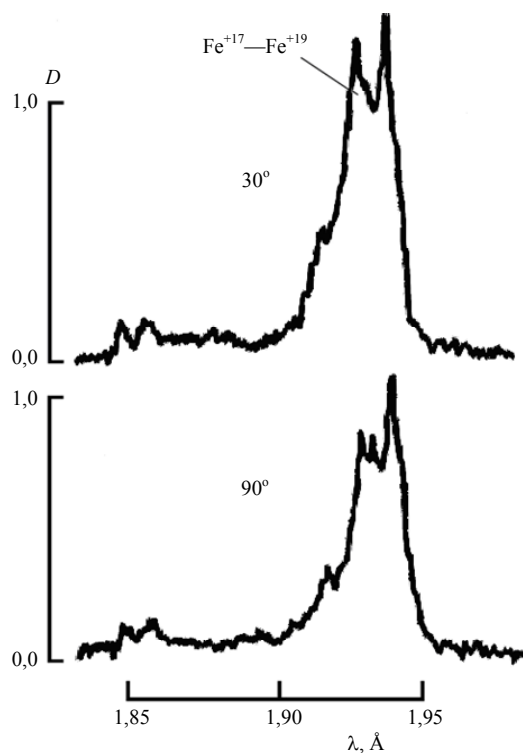


Рис. 6. Пропись спектрограммы характеристического излучения плазмы железа при различных углах раствора конического наверхия: верхняя спектрограмма — 30° ; нижняя — 90°

Обсуждение результатов эксперимента

Классическое скинирование переменного тока не обеспечивает наблюдаемой неоднородности разогрева плазменного шнура в первом сжатии. Проводимость плазмы перетяжки, определяемая частотой кулоновских столкновений электронов с ионами, выражается соотношением [21]:

$$\sigma_{кул} = \frac{10^4 \times T_e^{3/2}}{Z \times \Lambda}, \quad (1)$$

где T_e — электронная температура, Z — средний заряд ионов, $\Lambda \approx 10$ — кулоновский логарифм. При подстановке соответствующих значений $T_e \approx 50$ эВ, $Z \approx 6$ получим в первом сжатии величину $\sigma_{кул(1)} \approx 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. При этом толщина скин-слоя [22], определяется формулой:

$$\delta_S = \sqrt{\frac{\pi}{\mu_0 \times \mu \times \sigma \times \omega}}, \quad (2)$$

при $\mu = 1$, $\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$ составит $\delta_{S(1)} \approx 5 \text{ мм}$. Подстановка вместо собственной частоты разрядного контура частоты $\omega = 10^7 \text{ с}^{-1}$, отвечающей спаду тока в районе особенности, существенным образом ситуацию не меняет.

Спад силы тока, который происходит на заключительной стадии формирования перетяжки, связывают с многократным повышением сопротивления плазмы в перетяжке [8, 11]. Следует отметить, что регистрируемое уменьшение силы тока относительно невелико по причине большой индуктивности разрядного контура. В таких условиях возрастание сопротивления проводящей среды приводит к быстрому возрастанию напряженности электрического поля, что может стать, в свою очередь, причиной скинирования поля в области перетяжки. В предположении, что перенос тока в начальной стадии его спада обеспечивают убегающие, т. е. переходящие в режим ускорения электроны, а изменениями плотности плазмы можно пренебречь, оказывается возможным получить для оценки характерной глубины проникновения поля в плазму соотношение [23]:

$$\delta_{anom} \approx \left(\frac{\epsilon_0 \times m_e \times c^2 \times r}{n_e \times e^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

где m_e и e — масса и заряд электрона, n_e — электронная плотность плазмы, r — радиус перетяжки, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, c — скорость света в вакууме.

При $r \approx 0,1 \text{ мм}$ и $n_e \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}$, что соответствует первой стадии микропинчевания, получим $\delta_{anom(1)} \approx 3 \text{ мкм}$. При $r \approx 0,01 \text{ мм}$ и $n_e \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, что соответствует второй стадии микропинчевания [8, 11], получим $\delta_{anom(2)} \approx 0,3 \text{ мкм}$.

Механизм аномального скин-эффекта, приведенный выше, может осуществляться, если характерное время нарастания сопротивления в области перетяжки будет меньше времени проникновения поля на глубину δ_{anom} в плазму с параметрами, соответствующими стадии, предшествующей ее турбулизации, т. е. если выполняется соотношение:

$$\tau_{dif} > \tau_{turb}, \quad (4)$$

где

$$\tau_{dif} \approx \mu_0 \times \mu \times \sigma \times \delta_{anom}^2. \quad (5)$$

Проводимость плазмы во втором сжатии без учета аномального роста сопротивления при $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$ и $Z \approx 20$ [8, 11] составит $\sigma_{кул(2)} \approx 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Оценка характерного времени проникновения поля на глубину, равную δ_{anom} даст величину для первого и второго сжатия соответственно $\tau_{dif(1)} \approx 10^{-12} \text{ с}$ и $\tau_{dif(2)} \approx 10^{-13} \text{ с}$.

Увеличение сопротивления плазмы из-за ее турбулизации может быть учтено с помощью следующего выражения для коэффициента проводимости [24]:

$$\sigma_{turb} = \frac{\sigma_{кул}}{1 + v_{eff} \times \tau_{ei}} \quad (6)$$

Здесь

$$\tau_{ei} \approx \frac{2 \times 10^7 \times T_e^{3/2}}{Z \times n_e} \quad (7)$$

— среднее время кулоновских электрон-ионных столкновений,

$$v_{eff} = \left(\frac{u}{v_i} \right) \times (\omega_{Be} \times \omega_{Bi})^{1/2} \quad (8)$$

— эффективная частота рассеяния электрона на волнах для нижнегибридных дрейфовых электрон-звуковых колебаний, обладающих наименьшим порогом возбуждения [24]. В формулах использованы обозначения: u — скорость токового дрейфа электронов, v_i — средняя тепловая скорость ионов, ω_{Be} и ω_{Bi} — электронная и ионная циклотронные частоты соответственно. Применяя одно из уравнений Максвелла в интегральной форме:

$$2\pi \times r \times B = \mu_0 \times \mu \times I, \quad (9)$$

где r — радиус перетяжки, I — ток разряда, B — индукция магнитного поля на границе перетяжки; можем получить расчетную формулу для оценки эффективной частоты рассеяния электронов на колебаниях в плазме

$$v_{eff} = \left(\frac{\mu_0 \times I^3}{16\pi^2 \times k \times T_e \times e \times n_e^2 \times r^5} \right) \times \sqrt{\frac{Z \times m_i}{m_e}} \quad (10)$$

при $\mu = 1$ и $T_e = T_i$.

В первом сжатии $\tau_{ei} \approx 2 \times 10^{-11}$ с, $v_{eff} \approx 2 \times 10^{14}$ с⁻¹. Следовательно, $\tau_{ei(1)} \times v_{eff(1)} \gg 1$, т. е. уже в первом сжатии микропинча достигаются условия для турбулизации плазмы. Согласно [25], характерное время турбулизации плазмы в указанном случае можно оценить следующим образом:

$$\tau_{turb} \approx (\omega_{Be} \times \omega_{Bi})^{-\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

что даст величину $\tau_{turb(1)} \approx 5 \times 10^{-13}$ с и $\tau_{turb(2)} \approx 2 \times 10^{-13}$ с. Полученные значения времени турбулизации, по крайней мере, не противоречат

результатам, полученным авторами [17] при расчете длительности процесса развития аномального сопротивления, обусловленного раскачкой колебаний в плазме взрывающихся проводников, а именно, $\tau_{turb} < 10^{-12}$ с.

Таким образом, возникновение в микропинчевом разряде излучающей в рентгеновском диапазоне трубчатой структуры может быть объяснено с учетом развития в области перетяжки аномального скин-эффекта на стадии перехода от первого МГД-сжатия ко второму (радиационному) сжатию, т. е. когда вследствие роста сопротивления и нагрева плазмы в развивающейся перетяжке преобладающими становятся лучистые потери энергии в области L -спектра рабочей среды разряда ($h\nu \approx 0,5—0,7$ кэВ) [8, 11—13]. Несовпадение регистрируемой толщины стенок трубчатой структуры с оценкой толщины скин-слоя, вероятно, объясняется размытием изображения излучающих стенок на обскурограммах в результате движения стенок в процессе пинчевания. Кроме того, в пользу предположения, что эффект аномального скинирования должен проявлять себя лишь на начальной стадии второго сжатия, говорит следующее обстоятельство. Характерное время второго сжатия $\tau_{pinch(2)} \approx 10^{-10}$ с [8, 11—13] и характерное время проникновения электромагнитного поля в плазму перетяжки на глубину, равную толщине скин-слоя, связаны соотношением $\tau_{pinch(2)} > \tau_{dif(1)} > \tau_{dif(2)}$.

Заключение

Исследование пространственной структуры и динамики плазмы микропинчевого разряда, выполненные методами теневого фотографирования в ближнем УФ-диапазоне спектра, показали, что в первом сжатии радиус перетяжки столба достигает величины 0,1 мм. При этом не обнаружено обстоятельств, которые могли бы свидетельствовать о неоднородности плазмы в поперечном сечении перетяжки.

В спектральном диапазоне длин волн собственного излучения плазмы $\lambda < 1,5$ нм область перетяжки в первом сжатии представляет собой вытянутое вдоль оси образование, длина которого может меняться в пределах от 0,2 до 0,8 мм, а поперечный размер — от 0,05 до 0,2 мм. Характер изображений позволяет полагать, что источник излучения имеет трубчатую структуру, причем толщина стенок этой структуры может составлять 0,02—0,07 мм интегрально за время существования источника излучения.

В спектральном диапазоне длин волн $\lambda < 0,3$ нм на основе определения ширины полутеневого об-

ласти изображения источника излучения размер микропинча во втором сжатии оценивается величиной 5—10 мкм.

С уменьшением угла раствора конического электрода наблюдается увеличение продольного по отношению к оси разряда размера перетяжки в первом сжатии. При этом возрастает выход излучения в области L -спектра, отвечающего в основном первому сжатию, а также возрастает вклад в рентгеновский K -спектр излучения ионов Fe^{+17} — Fe^{+19} , которые появляются в разряде во втором сжатии. В то же время не наблюдается возрастания вклада излучения ионов более высоких кратностей, которые появляются в разряде на стадии развала микропинча и расширения плазменного канала. Вышеприведенные факты указывают на то, что формирование трубчатой структуры микропинча происходит в процессе сжатия, но не разлета плазмы в перетяжке.

Оценки свидетельствуют, что за формирование трубчатой структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде может отвечать механизм аномального скинирования тока в результате аномального роста сопротивления плазмы перетяжки из-за раскочки в ней колебаний. Рост сопротивления плазмы в условиях практически постоянства силы протекающего по ней тока, в свою очередь, имеет следствием быстрое возрастание напряженности электрического поля на стадии перехода от первого ко второму сжатию.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jakubowski L., Sadowski M., Zebrowski J.* // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. № 6. P. 755.
2. *Русских А. Г., Бакут Р. Б., Лабеецкий А. Ю. и др.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 7. С. 584.

3. *Nardi V., Bortollotti A., Brzosko J.S., et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 3. No. 16. P. 368.
4. *Hirano K., Yamamoto T.* // Phys. Fluids. 1988. V. 31. No. 9. P. 2710.
5. *Анциферов П. С., Кошелев К. Н., Крауз В. И. и др.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 11. С. 1319.
6. *Саркисов Г. С., Этлишер Б., Ателан С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. № 5–6. С. 471.
7. *Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А. и др.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 826.
8. *Веретенников В. А., Полухин С. Н., Семёнов О. Г. и др.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
9. *Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Прохорович Д. Е. и др.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
10. *Бойко В. А., Пикуз С. А., Фаенов А. Я.* // ПТЭ. 1980. № 2. С. 5.
11. *Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
12. *Takasugi K., Suzuki H., Moriyama K., et al.* // Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1. 1996. V. 35. No. 7. P. 4051.
13. *Bernal L., Bruzzone H.* // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 2002. V. 44. No. 2. P. 223.
14. *Веретенников В. А., Долгов А. Н., Крохин О. Н. и др.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 8. С. 1107.
15. *Долгов А. Н.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 8. С. 733.
16. *Долгов А. Н.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 539.
17. *Захаров С. М., Иваненков Г. В., Коломенский А. А. и др.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С. 469.
18. *Захаров С. М., Иваненков Г. В., Коломенский А. А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 18. С. 1145.
19. *Долгов А. Н., Салахутдинов Г. Х.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 9. С. 818.
20. *Долгов А. Н., Вихрев В. В.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 230.
21. *Романовский М. К.* Введение в физику высокотемпературной плазмы. Ч. 1. — М.: МИФИ, 1968.
22. *Райзер Ю. П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
23. *Шерозия Г. А.* Точечные источники пучков заряженных и нейтральных частиц для лазерных спектрометров // Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. — М., 1989.
24. *Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.* Динамика плазмы в микропинче / Препринт ИАЭ-3359/6. — М., 1980.
25. *Веретенников В. А., Грибков В. А., Кононов Э. Я. и др.* // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 2. С. 455.

The spatial structure of the soft X-rays sources in the micropinch discharge

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

¹All-Russian Research Institute of Automation
22 Sushchevskaya str., Moscow, 127055, Russia
E-mail: alnikdolgov@mail.ru

²National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute)
31 Kashirskoe sh., Moscow, 127055, Russia
E-mail: naklyachin@mephi.ru

Received May 13, 2015

When studying the spatial structure of the soft X-ray radiation in the plasma discharge micropinch, there has been a steady formation of the tubular region, radiating to the L-band spectrum of the

plasma-forming element. Estimates show that the formation of a tubular source of soft X-ray radiation may be explained by the anomalous skin effect of the current in the constriction due to the rapid increase in the field strength caused by an abnormal increase in the plasma resistance.

PACS: 52.58.Lq

Keywords: micropinch discharge, source, soft X-ray radiation, spatial structure, plasma.

REFERENCES

1. L. Jakubowski, M. Sadowski, and J. Zebrowski, Nucl. Fusion **41**, 755 (2001).
2. A. G. Russkikh, R. B. Baksht, A. Yu. Labetsky, et al., Plasma Phys. Rep. **27**, 584 (2001).
3. V. Nardi, A. Bortolotti, J. S. Brzosko, et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **3**, 368 (1988).
4. K. Hirano and T. Yamamoto, Phys. Fluids **31**, 2710 (1988).
5. P. S. Antsiferov, K. N. Koshelev, V. I. Krauz, et al., Plasma Phys. Rep. **16**, 1319 (1990).
6. G. S. Sarkisov, B. Etlisher, S. Atelan, et al., JETP Lett. **61**, 471 (1995).
7. A. N. Dolgov, N. V. Zemchenkova, N. A. Klyachin, et al., Plasma Phys. Rep. **36**, 826 (2010).
8. V. A. Veretennikov, S. N. Polukhin, O. G. Semenov, et al., Plasma Phys. Rep. **7**, 1199 (1981).
9. A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, D. E. Prokhorovich, et al., Plasma Phys. Rep. **31**, 192 (2005).
10. V. A. Boiko, S. A. Pikuz, and A. Ya. Faenov, Instrum. Exp. Tech., No. 2, 5 (1980).
11. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, Plasma Phys. Rep. **8**, 1211 (1982).
12. K. Takasugi, H. Suzuki, K. Moriyamu, et al., Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1. **35**, 4051 (1996).
13. L. Bernal and H. Bruzzone, Plasma Phys. and Contr. Fusion. **44**, 223 (2002).
14. V. A. Veretennikov, A. N. Dolgov, O. N. Krokhin et al., Plasma Phys. Rep. **11**, 1107 (1985).
15. A. N. Dolgov, Plasma Phys. Rep. **31**, 733 (2005).
16. A. N. Dolgov, Plasma Phys. Rep. **31**, 539 (2005).
17. S. M. Zakharov, G. V. Ivanenkov, A. A. Kolomenskym et al., Plasma Phys. Rep. **9**, 469 (1983).
18. S. M. Zakharov, G. V. Ivanenkov, A. A. Kolomenskym et al., Tech. Phys. Lett. **10**, 1145 (1984).
19. A. N. Dolgov and G. Kh. Salakhutdinov, Plasma Phys. Rep. **29**, 818 (2003).
20. A. N. Dolgov and V. V. Vikhrev, Plasma Phys. Rep. **31**, 230 (2005).
21. M. K. Romanovsky, *Introduction to Physics of High Temperature Plasma. Part I.* (MIFI, Moscow, 1968) [in Russian].
22. Yu. P. Raizer, *Foundation of Modern Physics of Gas-Discharge Processes* (Nauka, Moscow, 1980) [in Russian].
23. G. A. Sheroziya, Doctoral Dissertation in Mathematics and Physics (Moscow, 1989).
24. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Dynamics of Plasma in Micropinch* (Preprint IAE-3359/6, Moscow, 1980) [in Russian].
25. V. A. Veretennikov, V. A. Gribkov, E. A. Kononov, et al., Plasma Phys. Rep. **7**, 455 (1981).