УДК 533.952

НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННОГО СЖАТИЯ В МИКРОПИНЧЕВОМ РАЗРЯДЕ

А.Н. Долгов¹, Н.А. Клячин², Д.Е. Прохорович¹

¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

Исследование пространственной структуры перетяжки в микропинчевом разряде показало, что на стадии сжатия излучающая в L-спектре плазмообразующего элемента область, вероятно, испытывает аномальное скинирование тока, которое может быть обусловлено быстрым возрастанием напряжённости электрического поля вследствие аномального роста сопротивления плазмы.

Ключевые слова: микропинчевый разряд, стадия сжатия, излучающая область, аномальное скинирование тока.

SOME OF THE OBSERVED FEATURES OF THE RADIATION COMPRESSION IN THE MICROPINCH DISCHARGE

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

¹All-Russian Research Institute of Automatics N.L. Dukhov, Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The study of the spatial structure of the waist in micropinch discharge showed that during the compression stage, the radiating region in the L-spectrum of the plasma forming element is likely the result of the anomalous skin effect of the current, which may be due to the rapid increase of the electric field because of an abnormal growth of plasma resistance.

Key words: micropinch discharge, stage of compression, emitting area, anomalous skin effect of the current.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-1-83-90

ВВЕДЕНИЕ

В литературе имеются свидетельства в пользу того, что плазменный канал тока в плотном Z-пинче может обладать достаточно сложной пространственной структурой [1—6]. Авторы настоящей работы использовали часто применяемые методы диагностики, а именно импульсное теневое фотографирование объекта и получение интегральных по времени изображений источников мягкого рентгеновского излучения с помощью камеры-обскуры для исследования пространственной структуры перетяжки плазменного канала тока в микропинчевом разряде. Сделана попытка дать объяснение полученным экспериментальным результатам.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены с использованием электроразрядного устройства типа сильно-точной вакуумной искры. Разряд осуществлялся в продуктах эрозии материала электродов при начальном вакууме в рабочей камере не хуже 10^{-2} Па (рис. 1). Источник тока в разряде — батарея низкоиндуктивных высоковольтных конденсаторов (1). Разряд инициируется путём инжекции в межэлектродное пространство форплазмы от вспомогательного относительно слаботочного инициирующего устройства эрозийного типа, разрядная цепь которого включает в себя питающий конденсатор (2), вакуумный управляемый разрядник (3) и электродный

Рис. 1. Схема электроразрядного контура: 1, 2 — конденсаторы ёмкостью 12 и 0,22 мкФ соответственно; 3 — вакуумный управляемый разрядник; 4 — электродный узел; 5, 6 — пояса Роговского в цепи основного и вспомогательного (инициирующего) разряда соответственно; 7 — внутренний электрод (катод); 8 — внешний электрод (анод)

узел (4). С помощью калиброванного пояса Роговского (5) измерялась достигаемая сила тока в цепи основного разряда [7]. Сигнал с ещё одного пояса Роговского (6), который регистрировал магнитное поле в цепи вспомогательного разряда, выполнял функцию опорного для осуществления синхронизации диагностической аппаратуры. Катод (7) основного разряда (внутренний электрод) был выполнен в виде цилиндра диаметром 3 мм с коническим наконечником. Анод (8) основного разряда (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.

Напряжение, до которого заряжалась батарея конденсаторов, составляло 10 кВ, при этом достигаемая в разряде сила тока составляла 140 кА. Время нарастания тока 1,5 мкс. Текущий контроль режима основного разряда осуществлялся с помощью сигнала с магнитного зонда, регистрировавшего производную тока. Свидетельством режима пинчевания являлось устойчивое появление характерного импульса на сигнале с магнитного зонда вблизи момента достижения максимума тока (так называемой «особенности») [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 составляет 6 нс. Теневое фотографирование межэлектродного пространства осуществляется 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 фотоплёнке, которую защищал от подсветки в видимом диапазоне спектра экран из чёрной бумаги, и создавалось излучением с длиной волны $\lambda < 0,3$ нм. Второе аналогичное устройство — вакуумная камера-обскура — располагалось 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 благодаря использованию в качестве детектора рентгеновской фотоплёнки без защитного желатинового покрытия, в качестве фильтра излучения — бериллиевой фольги толщиной 15 мкм.

Рис. 2. Тенеграмма плазмы разряда на стадии схождения токово-плазменной оболочки к оси

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование структуры плазмы микропинчевого разряда на различных стадиях его протекания показывает, что процесс пинчевания начинается с формирования токово-плазменной оболочки и её схождения к оси разряда (рис. 2). 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 (рис. 3). 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 её размеров название горячей точки или микропинча [8, 10—12].

Дальнейшую эволюцию плазмы разряда с помощью теневого фотографирования в связи с его недостаточным временным разрешением можно проследить уже только на стадии разрушения перетяжки. На соответствующих фотографиях часто наблюдаются изображения объектов, которые, по-видимому, вполне допустимо идентифицировать как полости в плазме разрушающейся перетяжки (рис. 4). В качестве вероятного механизма образования указанных объектов авторы на правах гипотезы предполагают формирование полостей в относительно холодной и плотной плазме перетяжки в результате теплового взрыва, т.е. быстрого расширения под действием нагрева вещества микропинчей с вмороженным в него магнитным полем. Нельзя исключить, что мы наблюдаем реализацию конвективного проникновения магнитного поля в плазму Z-пинча [13—15].

Эволюцию плазмы в перетяжке на второй, более быстрой стадии микропинчевания, называемой радиационным сжатием [8, 10—12], можно проследить, получая её изображения в рентгеновском диапазоне спектра. Характерные обскурограммы разряда в диапазоне длин волн $\lambda < 1,5$ и $\lambda < 0,3$ нм приведены на рис. 5, 6 соответственно. В первом случае изображение формируется собственным излучением плазмы, в основном отвечающим L-спектру железа. Во втором случае изображение в основном формируется излучением, отвечающим K-спектру железа [9, 14, 15].

Рис. 3. Тенеграмма плазмы разряда на стадии первого сжатия (минимальный радиус перетяжки 0,1 мм)

Рис. 4. Тенеграмма плазмы разряда на стадии разрушения перетяжки токового канала

Рис. 5. Типичная обскурограмма, полученная с помощью вакуумной камеры-обскуры $\lambda < 1,5$ нм за один разряд

Рис. 6. Типичная обскурограмма, полученная с помощью воздушной камеры-обскуры $\lambda < 0,3$ нм за один разряд: А — анод; К — катод; 1 — изображение горячей точки; 2 — периферийная плазма, подвергающаяся воздействию потока высокоэнергетических электронов; 3 — поверхность внешнего электрода

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, поперечный размер 0,05—0,2 мм. Мы наблюдаем здесь перетяжку в процессе завершения первой стадии микропинчевания и перехода к второй стадии, т.е. радиационному сжатию, 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 счёт просветления плазмы для излучения. На обскурограмме, как правило, фиксируется несколько излучающих областей.

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 удаётся оценить размер излучающего объекта величиной 5—10 мкм. Помимо изображений горячих точек (о чем можно говорить, естественно, с учётом сделанного уточнения), на обскурограммах присутствуют изображения поверхности электрода и периферийной холодной плазмы, подвергающейся воздействию потока достаточно высокоэнергетичных электронов, распространяющегося из области формирования микропинча [18].

В спектральном диапазоне $\lambda < 1,5$ нм на обскурограммах регулярно регистрируются структуры в виде пары узких шириной 0,02—0,07 мм обычно 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 проволочек в диоде сильноточного ускорителя [19]. 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 проволоки относительно холодной плазмы. С переходом к образованию горячих точек, т.е. областей продолжающегося локального пинчевания на фоне общего разлёта продуктов взрыва, скинирование исчезает [20].

Что касается сильноточной вакуумной искры, то для неё подобное объяснение вряд ли подходит, потому что поперечный размер плазменного шнура, соответствующий «двойной обскурограмме», достигается в первом сжатии [9], при этом нет условий для развития ионизационной неустойчивости [8, 10]. Кроме того, эксперименты с внутренними электродами различной конфигурации [21], 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, изменение размеров микропинча не наблюдается. Регистрация рентгеновского К-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 [10], что может свидетельствовать об увеличении достигаемой плотности плазмы и, возможно, температуры в перетяжке. В то же время не наблюдается возрастание вклада излучения ионов более высоких кратностей ионизации, появляющихся в разряде на стадии развала микропинча вследствие аномального тепловыделения.

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 [22]:

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

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 $\sigma_{\text{кул}(1)} \approx 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Толщина скин-слоя по «классике» [23]

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

при $\mu = 1$, $\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$ $\delta_{s(1)}$ составит ~ 5 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, 10]. 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 напряжённости электрического поля, что может стать, в свою очередь, причиной локализации поля у поверхности плазменного канала 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 [24]

$$\delta_{\text{аном}} \approx \left(\frac{\varepsilon_0 m_e c^2 r}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

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. Оценки автора [24], позволяющие говорить о переносе тока убегающими электронами, сделаны на основе вычислений, приведённых в [25]. Вывод о неизменности плотности плазмы за время «включения» аномального сопротивления плазмы в перетяжке следует из сравнения радиуса перетяжки и произведения скорости хаотического движения ионов (порядка 10^5 м/с [26]) на время «включения». Автор [24] в своей работе обозначил указанное явление термином «аномальное скинирование», однако мы, чтобы не вносить путаницу в терминологию, предпочли воспользоваться термином «локализация поля», имеющим более широкое толкование. В физике плазмы часто употребляется термин «аномальный скин-слой», который подразумевает увеличение толщины скин-слоя из-за развития турбулентности и возникновения аномального сопротивления. В то же время термином «аномальный скин-эффект» обозначают ситуацию, когда вычисленная по «классике» толщина скин-слоя меньше длины пробега электронов. В этом случае истинная толщина скин-слоя будет больше, чем вычисленная по «классике». Таким образом, в обоих случаях речь идёт об уширении скин-слоя [27]. В нашем же случае речь идёт скорее об уменьшении толщины скин-слоя по сравнению с «классикой».

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

Приведённый механизм локализации поля может осуществляться, если характерное время нарастания сопротивления в области перетяжки будет меньше времени проникновения поля на глубину $\delta_{\text{аном}}$ в плазму с параметрами, соответствующими стадии, предшествующей её турбулизации, т.е. если

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

где

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

Проводимость плазмы во втором сжатии без учёта аномального роста сопротивления при $T_e \approx 1$ кэВ и $Z \approx 20$ [8, 10] составит $\sigma_{\text{кул}(2)} \approx 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Оценка характерного времени проникновения поля на глу-

бину, равную $\delta_{\text{аном}}$, даст величину для первого и второго сжатия, соответственно $\tau_{\text{dif}(1)} \approx 10^{-12}$ с и $\tau_{\text{dif}(2)} \approx 10^{-13}$ с.

Увеличение сопротивления плазмы из-за её турбулизации может быть учтено с помощью следующего выражения для коэффициента проводимости [28]:

$$\sigma_{\text{турб}} = \frac{\sigma_{\text{кул}}}{1 + \nu_{\text{эф}} \tau_{ei}}, \quad (6)$$

здесь

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

— среднее время кулоновских электрон-ионных столкновений;

$$\nu_{\text{эф}} = \left(\frac{u}{v_i} \right) (\omega_{Be} \omega_{Bi})^{1/2} \quad (8)$$

— эффективная частота рассеяния электрона на волнах для нижнегибридных дрейфовых электрон-звуковых колебаний, обладающих наименьшим порогом возбуждения [25], где u — скорость токового дрейфа электронов; v_i — средняя тепловая скорость ионов; ω_{Be} и ω_{Bi} — электронная и ионная циклотронные частоты соответственно. Используя одно из уравнений Максвелла в интегральной форме

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

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

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

при $\mu = 1$ и $T_e = T_i$.

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

$$\tau_{\text{турб}} \approx (\omega_{Be} \omega_{Bi})^{-1/2}, \quad (11)$$

что даст величину $\tau_{\text{турб}(1)} \approx 5 \cdot 10^{-13}$ с и $\tau_{\text{турб}(2)} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с. Полученные значения времени турбулизации, по крайней мере, не противоречат результатам, полученным авторами [19] при расчёте длительности процесса развития аномального сопротивления, обусловленного раскачкой колебаний в плазме взрывающихся проводников $\tau_{\text{турб}} < 10^{-12}$ с.

Таким образом, возникновение в микропинчевом разряде излучающей в рентгеновском диапазоне трубчатой структуры может быть объяснено с учётом развития в области перетяжки локализации поля на стадии перехода от первого МГД-сжатия к второму радиационному сжатию, 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, 10—12]. Несовпадение регистрируемой толщины стенок трубчатой структуры с оценкой толщины области локализации поля, вероятно, объясняется размытием изображения излучающих стенок на обскуротграммах в результате движения стенок в процессе пинчевания. Кроме того, в пользу предположения, что эффект локализации поля должен проявлять себя лишь на начальной стадии второго сжатия, говорит следующее обстоятельство. Характерное время второго сжатия $\tau_{\text{пинч}(2)} \approx 10^{-10}$ с [8, 10—12] и характерное время проникновения электромагнитного поля в плазму перетяжки на глубину, равную толщине скин-слоя, связаны соотношением $\tau_{\text{пинч}(2)} > \tau_{\text{dif}(1)} > \tau_{\text{dif}(2)}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование пространственной структуры и динамики плазмы микропинчевого разряда, выполненное методом теневого фотографирования в ближнем УФ-диапазоне спектра, показало, 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, поперечный размер — от 0,05 до 0,2 мм. Характер изображений позволяет полагать, что источник излучения имеет трубчатую структуру, причём 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 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, и 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 возрастание вклада излучения ионов более высоких кратностей, которые появляются в разряде на стадии развала микропинча и расширения плазменного канала. Приведённые факты указывают на то, что формирование трубчатой структуры микропинча происходит в процессе сжатия, но не разлёта плазмы в перетяжке.

Оценки свидетельствуют, что за формирование трубчатой структуры источников мягкого рентгеновского излучения в микропинчевом разряде может отвечать механизм локализации поля и, соответственно, тока в результате аномального роста сопротивления плазмы перетяжки из-за раскачки в ней колебаний. Рост сопротивления плазмы в условиях, когда сила протекающего по ней тока изменяется незначительно, в свою очередь имеет следствием быстрое возрастание напряжённости электрического поля на стадии перехода от первого к второму сжатию.

REFERENCES

1. Hirano K., Yamamoto T. — Phys. Fluids, 1988, vol. 31, № 9, p. 2710.
2. Nardi V., Bortollotti A., Brzozko J.S. et al. — IEEE Trans. Plasma Sci., 1988, vol. 3, № 16, p. 368.
3. Antsiferov P.S., Koshelev K.N., Krauz V.I. et al. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1990, vol. 16, № 11, p. 1319 (in Russian).
4. Sarkisov G.S., Etlisher B., Atelan S., Ruie K., Shikanov A.S. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1995, vol. 61, № 5—6, p. 471 (in Russian).
5. Jakubowski L., Sadowski M., Zebrowski J. — Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, № 6, p. 755.
6. Russkikh A.G., Baksht R.B., Labetskii A.Yu., Shishlov A.V., Fedyunin A.V. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, vol. 27, № 7, p. 584 (in Russian).
7. Dolgov A.N., Zemchenkova N.V., Klyachin N.A., Prokhorovich D.E. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, № 9, pp. 826—832 (in Russian).
8. Veretennikov V.A., Polukhin S.N., Semenov O.G., Sidel'nikov Yu.V. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1981, vol. 7, № 6, p. 1199 (in Russian).
9. Dolgov A.N., Lyapidevskii V.K., Prokhorovich D.E. et al. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 2, pp. 192—202 (in Russian).
10. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Koshelev K.N. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1982, vol. 8, № 6, p. 1211 (in Russian).
11. Takasugi K., Suzuki H., Moriyamu K., Miyamoto T. — Jap. J. Appl. Phys., Pt. 1, 1996, vol. 35, № 7, p. 4051.
12. Bernal L., Bruzzone H. — Plasma Phys. and Contr. Fusion, 2002, vol. 44, № 2, p. 223.
13. Kingsep A.S., Rudakov L.I. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1995, vol. 21, № 7, p. 611 (in Russian).
14. Rudakov L.I., Velikovich A.L., Davis J. et al. — Phys. Rev. Lett., 2000, vol. 84, № 15, p. 3326.
15. Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W. et al. — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7, № 8, p. 3265.

16. **Veretennikov V.A., Dolgov A.N., Krokhin O.N. et al.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1985, vol. 11, № 8, p. 1107 (in Russian).
17. **Dolgov A.N.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 8, pp. 733—741 (in Russian).
18. **Dolgov A.N.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, vol. 31, № 6, pp. 539—542 (in Russian).
19. **Zakharov S.M., Ivanenkov G.V., Kolomenskii A.A., Pikuz S.A., Samokhin A.I.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1983, vol. 9, № 3, p. 469 (in Russian).
20. **Zakharov S.M., Ivanenkov G.V., Kolomenskii A.A. et al.** — Pis'ma v ZhTF (Letters to JTPH), 1984, vol. 10, issue 18, p. 1145 (in Russian).
21. **Dolgov A.N., Zemchenkova N.V., Prokhorovich D.E.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2011, vol. 37, № 6, pp. 536—543 (in Russian).
22. **Romanovskii M.K.** Introduction into the physics of high-temperature plasma. P. 1. — M.: MEPhI, 1968. 100 p. (in Russian).
23. **Raizer Yu.P.** Fundamentals of modern physics of gas-discharge processes. — M.: Nauka (Science), 1980. 562 p. (in Russian).
24. **Sheroziya G.A.** — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1981, vol. 34, № 11, pp. 564—567 (in Russian).
25. **Lifshits E.M., Pitaevskii L.P.** Physical kinetics. — M.: Nauka (Science), 1979. 528 p. (in Russian).
26. **Dolgov A.N.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1996, vol. 22, № 6, pp. 629—632 (in Russian).
27. **Sivukhin D.V.** Course of general physics. Vol.4. Optics. — M.: Nauka (Science), 1980. 454 p. (in Russian).
28. **Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Koshelev K.N.** Plasma dynamics in micropinch.: Preprint IAE-3359/6. M., 1980. 16 p. (in Russian).

AUTHORS

Dolgov A.N. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Sushchevskaya str. 22, 127055 Moscow, Russia; alnikdolgov@mail.ru

Klyachin N.A. National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; naklyachin@mephi.ru

Prokhorovich D.E. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Sushchevskaya str. 22, 127055 Moscow, Russia; prokhorovich73@mail.ru

Received 22 November 2016
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol.40, issue 1, pp. 83—90.