

## Формирование полостей в плазме Z-пинча

© А.Н. Долгов,<sup>1</sup> Н.А. Клячин,<sup>2</sup> Д.Е. Прохорович<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова, 127055 Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „Московский инженерно-физический институт“, 115409 Москва, Россия  
e-mail: alnikdolgov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 5 июля 2016 г.)

Методом импульсной тенеграфии проведено исследование пространственной структуры и динамики плазмы в разряде сильноточной вакуумной искры. Зарегистрировано формирование полостей в плазме перетяжки на стадии завершения процесса пинчевания.

DOI: 10.21883/JTF.2017.04.44328.1968

Развитие техники мощных импульсных электрических разрядов позволило добиться исключительно высокой эффективности преобразования, вкладываемой в Z-пинч, в среде тяжелых элементов электрической энергии в энергию рентгеновского излучения. Подобные устройства оказываются пригодными для инновационного решения ряда прикладных задач. Например, предполагается использовать импульс мягкого рентгеновского излучения для воздействия на мишень, содержащую термоядерное топливо, для ее сжатия и нагрева [1]. Стоит отметить, что, несмотря на достижение в быстрых Z-пинчах токов в десятки мегаампер, нет сообщений о достижении в них более высоких температур и плотностей плазмы по сравнению с системами, в которых ток не превышает нескольких десятков килоампер. Авторам настоящей работы, возможно, удалось обнаружить механизм, ответственный за указанное противоречие.

Метод фотографирования плазмы электрических разрядов на просвет с использованием лазера в качестве импульсного осветителя показал себя весьма продуктивным средством диагностики. Авторы настоящей работы использовали в качестве осветителя азотный лазер (длина волны — 337 nm, длительность высвечивания зондирующего излучения — 6 ns), отличающийся от гораздо чаще используемых в подобных экспериментах твердотельных лазеров на рубине или неодимовом стекле меньшей длиной волны, что позволяет сдвинуть границу проницаемости плазмы для зондирующего излучения в область более высоких плотностей.

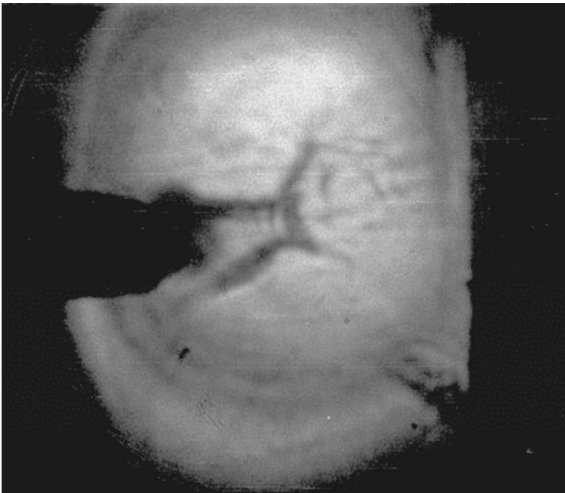
Исследованию подвергались различные стадии Z-пинчевого разряда в парах металла, но особое внимание было уделено процессу формирования и распада перетяжки плазменного столба. Эксперименты были выполнены с использованием разрядного устройства типа сильноточной вакуумной искры [2]. Фотографирование разряда осуществлялось в заданный момент времени благодаря использованию системы синхронизации и регулируемой задержке между моментом инициации разряда и импульсом зондирующего излучения. Регистрация изображения производилась с помощью пленочного фотоаппарата в режиме открытого затвора. Использованная оптическая

схема теневого фотографирования подробно описана в работе [3]. С целью повышения достоверности и полноты получаемой информации набиралась статистика теневых изображений (в количестве не менее 10 снимков) для фиксированного времени задержки (минимальный шаг времени задержки составлял  $0.1 \mu\text{s}$  при времени нарастания тока в разряде  $1.5 \mu\text{s}$ ). Набор статистики в одной серии экспериментов при неизменном зарядном напряжении конденсаторной батареи, являющейся источником тока в разряде, показал вполне удовлетворительную повторяемость общей картины изменения пространственной структуры плазмы разряда.

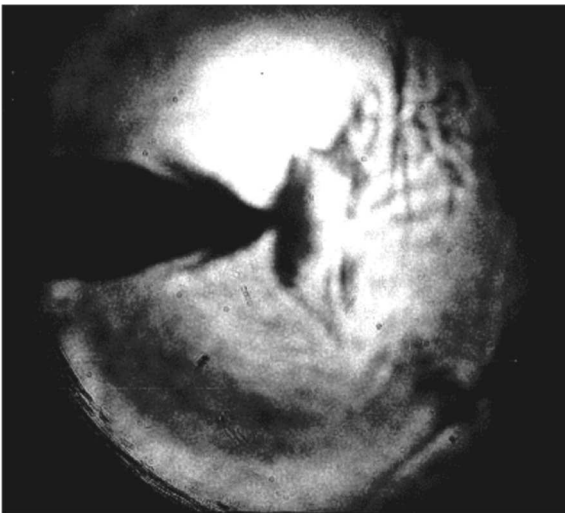
На стадии сформировавшейся перетяжки плазменного столба наиболее интересная регистрируемая особенность пространственной структуры разряда — полости в плазме перетяжки (рис. 1). Анализ полученных изображений приводит к выводу о том, что указанные полости



Рис. 1. Теневое изображение поперечных структур в плазме пинча (в момент времени  $t = 2.0 \mu\text{s}$  после инициации разряда).



**Рис. 2.** Теневое изображение токово-плазменной оболочки, сходящейся к оси разряда ( $t = 1.6 \mu s$ ).

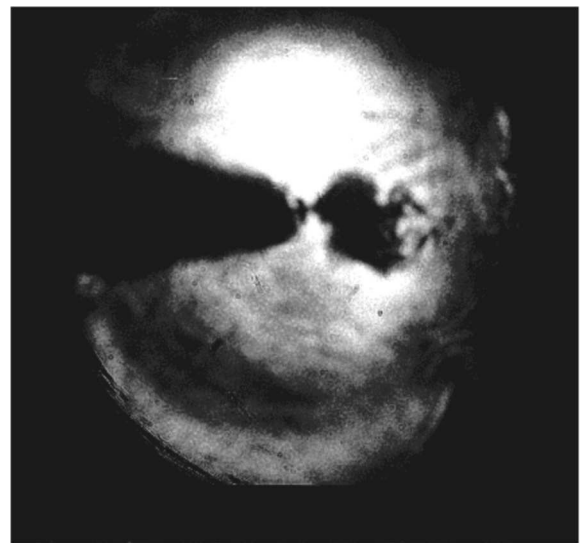


**Рис. 3.** Теневое изображение пинча, сформированного на оси разряда в результате схлопывания токово-плазменной оболочки ( $t = 1.9 \mu s$ ).

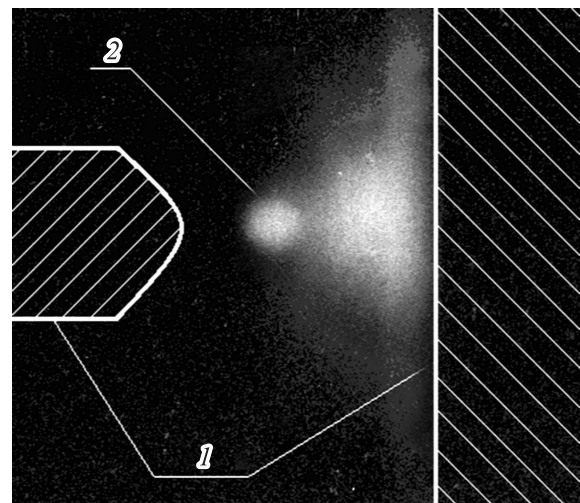
не являются продуктом неоднородного сжатия трубчатого столба плазмы, как этого можно было бы ожидать исходя из отчетливо фиксируемого на предшествующей стадии разряда факта существования токово-плазменной оболочки (рис. 2). Не наблюдается в процессе схождения токово-плазменной оболочки к оси разряда формирования какой-либо структуры, напоминающей гофрированную трубку. Напротив, схлопывание токово-плазменной оболочки на оси разряда приводит к образованию пинча, который, по крайней мере на тенеграммах, выглядит вполне однородным (рис. 3).

В дальнейшем происходит развитие процесса пинчевания, т. е. уменьшение радиуса перетяжки до  $\sim 100 \mu m$  (рис. 4), что можно идентифицировать со стадией

первого сжатия. По истечении нескольких десятков наносекунд начинается второе сжатие [4], ведущее к рождению объекта размером  $\leq 10 \mu m$  (рис. 5), называемого горячей точкой или микропинчем [5]. Судя по характеру и времени регистрации соответствующих изображений, образование полостей — своего рода пузырей диаметром  $\sim 100 \mu m$  — происходит на стадии разряда, следующей за рождением горячих точек, когда радиус пинча уже не убывает, а, напротив, возрастает. Продолжительность стадии разряда, на которой, судя по результатам регистрации рентгеновского излучения [6], происходит формирование горячих точек и которую удается выделить на тенеграммах при анализе пространственной структуры плазменного канала и размеров об-



**Рис. 4.** Теневое изображение перетяжки с минимальным регистрируемым радиусом ( $t = 2.0 \mu s$ ).



**Рис. 5.** Рентгеновская обскурограмма разряда (интегрально по времени,  $h\nu \geq 3 \text{ keV}$ ), демонстрирующая факт образования в разряде горячих точек: 1 — электроды разрядного устройства, 2 — область формирования горячих точек.

ласти перетяжки, составляет порядка 100 ns. Кроме того, существует разброс во времени начала и продолжительности протекания различных стадий разряда, определяемый особенностями до некоторой степени случайным образом складывающихся условий инициации разряда. Время жизни каверны, по-видимому, не превышает длительности зондирующего лазерного импульса, поскольку на тенеграммах практически не наблюдаются процессы образования или разрушения регистрируемых полостей. Таким образом, для уверенной констатации того факта, что каверны образуются регулярно, понадобился значительный набор статистики, а именно потребовалось получить более тысячи изображений области перетяжки на стадии, когда происходит рождение горячих точек. Сам факт рождения горячих точек с помощью лазерной тенеграфии не фиксируется в силу слишком малой продолжительности их существования [7].

Авторы выдвигают в качестве гипотезы следующее предположение о механизме рождения полоидальных образований. В процессе формирования горячей точки образуется плазменный объект с линейными размерами  $\sim 10 \mu\text{m}$ , плотностью частиц  $n \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$  и электронной температурой  $T \approx 10^3 - 10^4 \text{ eV}$  [8]. Указанный объект является продуктом развития перетяжки столба плазмы, поэтому одновременно с ним формируется растущая как в радиальном, так и в осевом направлениях каверна в более холодной  $T = 20 - 50 \text{ eV}$  и менее плотной  $n \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$  плазме пинча, сформировавшегося на предыдущей стадии процесса пинчевания [8]. В результате снижения проводимости плазмы горячей точки из-за появления аномального сопротивления происходит ее разогрев и быстрое расширение [4]. Таким образом, каверна, образованная в столбе относительно плотной и холодной плазмы, оказывается заполненной сравнительно слабым магнитным полем и горячей разреженной плазмой. Края каверны сближаются, и вполне вероятно промежуток между ними может перехватить часть тока из перетяжки. Наружный вход в каверну захлопывается за счет потока ионов извне и диффузии плазмы поперек магнитного поля на краях каверны. Образуется замкнутая полость в теле пинча, сформировавшегося на стадии, предшествующей рождению горячей точки. Время существования полости ограничено временем диффузии магнитного поля извне в полость. По мере проникновения внешнего магнитного поля в полость ее размер, вероятно, увеличивается и затем из-за нарушения баланса газокINETического и магнитного давлений горячая плазма, заполняющая полость, разрушает ее стенки и вытекает за пределы полости.

Предельная скорость движения плазмы поперек магнитного поля индукцией  $B$  не может превысить  $\sqrt{2}V_A$  [9], где  $V_A$  — альфвеновская скорость, определяемая выражением

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}, \quad (1)$$

в котором  $m_i$  и  $n_i$  — масса иона и концентрация ионов в плазме. На стадии первого сжатия микропинчевания

при  $I \approx 100 \text{ kA}$  и  $n_i \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$ , принимая с некоторым завышением [10,11] расстояние между краями каверны равным радиусу пинча  $r \approx 10^{-4} \text{ m}$ , а величину индукции магнитного поля  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ , получим оценку для времени захлопывания каверны

$$\tau_{\text{collapse}} = \frac{r}{V_A} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}. \quad (2)$$

Еще один возможный механизм образования замкнутой полости — поток заряженных частиц извне в каверну как результат дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Напряжение электрического поля, продольного по отношению к оси разряда, на входе в каверну, согласно [12]:

$$U = 10^{-2} \cdot I \cdot \sqrt{T} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ V} \quad (3)$$

при  $I \approx 10^5 \text{ A}$  и  $T \approx 20 \text{ eV}$ , где  $T$  — температура первоначального столба плазмы, в котором начинается процесс развития перетяжечной неустойчивости. Скорость дрейфа частиц и оценка времени захлопывания каверны составляют соответственно

$$V_{\text{drift}} = \frac{E}{B} = \frac{U}{r \cdot B} \approx 0.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}, \quad (4)$$

$$\tau_{\text{collapse}} = \frac{r}{V_{\text{drift}}} \approx 0.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}. \quad (5)$$

Внешние газокINETическое и магнитное давления на стенки возникшей полости составляют величину соответственно

$$P_{\text{GK}}^{\text{ext}} = n \cdot k \cdot T \approx 3 \cdot 10^8 \text{ Pa}, \quad (6)$$

$$P_B^{\text{ext}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ Pa}, \quad (7)$$

при  $T \approx 20 \text{ eV}$  и  $n \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

При взрыве (распаде) горячей точки вследствие перегрева (из-за развития аномального сопротивления) в силу вмерзненности магнитного поля должен сохраняться магнитный поток через сечение каверны, поперечное оси разряда:

$$B_{\text{MF}} \cdot r_{\text{MF}}^2 \approx B_{\text{cav}} \cdot r_{\text{cav}}^2, \quad (8)$$

где  $r_{\text{MF}} \approx 10^{-5} \text{ m}$  — радиус перетяжки на стадии второго сжатия, т.е. на стадии радиационного сжатия, ведущего к образованию горячей точки;  $B_{\text{MF}} = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot r_{\text{MF}}}$  — индукция магнитного поля на границе горячей точки;  $B_{\text{cav}}$  — индукция магнитного поля в полости после взрыва горячей точки,  $r_{\text{cav}} = r$  — размер полости (каверны).

Магнитное давление в полости составит

$$P_B^{\text{cav}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \left( \frac{r_{\text{MF}}}{r} \right)^2 = P_B^{\text{ext}} \left( \frac{r_{\text{MF}}}{r} \right) \approx 3 \cdot 10^8 \text{ Pa}. \quad (9)$$

В свою очередь, газокINETическое давление в полости при ее заполнении продуктами взрыва горячей точки

$$P_{\text{HP}}^{\text{cav}} = n_{\text{MF}} \left( \frac{r_{\text{MF}}}{r} \right)^3 k T_{\text{MF}} \approx 10^{10} \text{ Pa}, \quad (10)$$

при  $T_{\text{MF}} \approx 10^4 \text{ eV}$  и  $n_{\text{MF}} \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , что соответствует параметрам плазмы в горячей точке на стадии ее взрыва.

Время диффузии магнитного поля извне в полость, т. е. время жизни замкнутой полости, оценим как:

$$\tau_{\text{diff}} \approx \mu_0 \cdot \sigma \cdot r^2 \approx 10^{-9} \text{ s}, \quad (11)$$

где проводимость плазмы  $\sigma \frac{10^4 \cdot T^{3/2}}{Z \cdot \Lambda} \approx 6 \cdot 10^4 (\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$  рассчитана при  $T \approx 50 \text{ eV}$  и заряде ионов плазмообразующего элемента  $Z \approx 6$  [13] (кулоновский логарифм  $\Lambda = 10$ ).

С другой стороны, для разлета горячей плазмы из полости потребуется время

$$\tau_{\text{recess}} \approx \frac{r}{V_{\text{cavA}}} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ s}, \quad (12)$$

где альфвеновская скорость для плазмы в полости  $V_{\text{cavA}}$  рассчитывается, согласно (4), при  $n \approx 10^{25} \text{ m}^{-3}$  и  $B_{\text{cav}} \approx 20 \text{ T}$  (получено из соотношения (8)).

Представленные оценки подтверждают право на существование предлагаемой гипотезы механизма образования замкнутых полостей в плазме пинча.

## Список литературы

- [1] Cuneo M.E., Vesey R.A., Porter J.H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 21. P. 21500(4).
- [2] Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 826.
- [3] Долгов А.Н., Прохорович Д.Е. // Прикладная физика. 2009. № 1. С. 76.
- [4] Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
- [5] Bernal L., Bruzzone H. // Plasm. Phys. Contr. Fusion. 2002. Vol. 44. № 2. P. 223.
- [6] Долгов А.Н. Автореф. канд. дис. Эмиссия частиц и излучения в микропинчевом разряде. М., 2005. 233 с.
- [7] Erbert Ch.K., Koshelev K.N., Kunze H.-J. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2000. Vol. 65. P. 195.
- [8] Бахшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1101.
- [9] Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле: Сб. Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974.
- [10] Вихрев В.В., Розанова Г.А., Иванов В.В. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 1. С. 77.
- [11] Вихрев В.В., Иванов В.В., Прут В.В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 3. С. 328.
- [12] Вихрев В. В., Розанова Г.А., Иванов В.В. // Препринт ИАЭ-4795/6. М.: ЦНИИатоминформ, 1989.
- [13] Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 826.