

04;12

Измерение давления потоков импульсной плазмы методами квадратурной интерферометрии

© А.П. Кузнецов, К.Л. Губский, Е.Д. Проценко,
И.П. Шаповалов, А.С. Савёлов

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва
E-mail: apkuznetsov@mephi.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2012 г.

Представлены результаты разработки методики измерения газокинетического давления корпускулярных потоков импульсной плазмы, в которой в качестве датчика используется акустический стержень, встроенный в оптическую схему лазерного интерферометра. Проведены исследования временной динамики давления корпускулярных потоков из области микропинчового разряда типа низкоиндуктивная вакуумная искра. Большой динамический диапазон измерений $\sim 10^5$ позволяет использовать данную методику на различных плазменных установках широкого диапазона параметров.

Импульсные электрические разряды, в которых реализуется режим микропинчевания, являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено широким кругом научно-прикладных задач: от осуществления управляемого термоядерного синтеза до разработки селективных источников коротковолнового (УФ-, ВУФ- и МР-) линейчатого излучения. Явление микропинчевания имеет достаточно общий характер и обнаруживает себя в разрядах типа: взрывающиеся проволочки [1,2], плазменный фокус [3], низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ) [4], Z-пинч с импульсной инжекцией газа [5].

Получение информации о механизмах распада плазмы (как в межэлектродном промежутке, так и за его пределами), а также о параметрах корпускулярных потоков из области микропинчового разряда актуально для многих практических применений. Потоки плазмы из области разряда можно характеризовать величиной газокинетического давления. Прямые измерения давления потоков плазмы в разряде пьезоэлектри-

ческими датчиками зачастую невозможны по причине недостаточной электрической прочности датчика. Кроме того, такие датчики обычно имеют быстродействие $> 1 \mu\text{s}$, которого часто бывает недостаточно для получения информации о динамике давления корпускулярных потоков с требуемой временной детализацией.

Для измерения давления плазмы в работе в качестве датчика используется акустический стержень, встроенный в оптическую схему интерферометра Майкельсона, образованного зеркалами M_1-M_3 (рис. 1). В качестве излучателя в интерферометре применен He–Ne лазер ($\lambda = 633 \text{ nm}$) мощностью 1 mW . Один торец стержня 3 помещается в области разряда с возможностью регулировки его положения h относительно оси электродного промежутка. Противоположный торец, отполированный с оптическим качеством с нанесенным покрытием из Al, используется в качестве зеркала M_3 в измерительном плече интерферометра. В процессе генерации плазмы импульс давления длительностью τ возбуждает в стержне волну сжатия, распространяющуюся со скоростью $c_0 = (E/\rho)^{1/2}$, где E — модуль упругости, зависящий от материала стержня и типа деформации, ρ — плотность материала стержня. Для исключения наложения отраженных от торцов стержня акустических волн друг на друга необходимо, чтобы время прохода волны в стержне было больше длительности импульса, для чего должно выполняться условие $L > \tau \cdot c_0$. В данной работе был использован стержень длиной $L = 250 \text{ mm}$ ($\varnothing 2.0 \text{ mm}$), изготовленный из кварцевого стекла.

Если давление P перпендикулярно поверхности торца стержня длины L , то смещение l частиц на расстоянии x от торца стержня можно записать в виде [6]:

$$l(x, t) = \frac{1}{\rho c_0} \int_0^t P \left(t - \frac{x}{c_0} \right) dt, \quad t \geq \frac{x}{c_0}. \quad (1)$$

При $x = L$ соответствующее смещение поверхности торца дается выражением:

$$l(L, t) = 2 \frac{1}{\rho c_0} \int_0^t P \left(t - \frac{L}{c_0} \right) dt. \quad (2)$$

Смещение торца стержня может быть измерено методами лазерной интерферометрии с высокой точностью. Тогда давление может быть

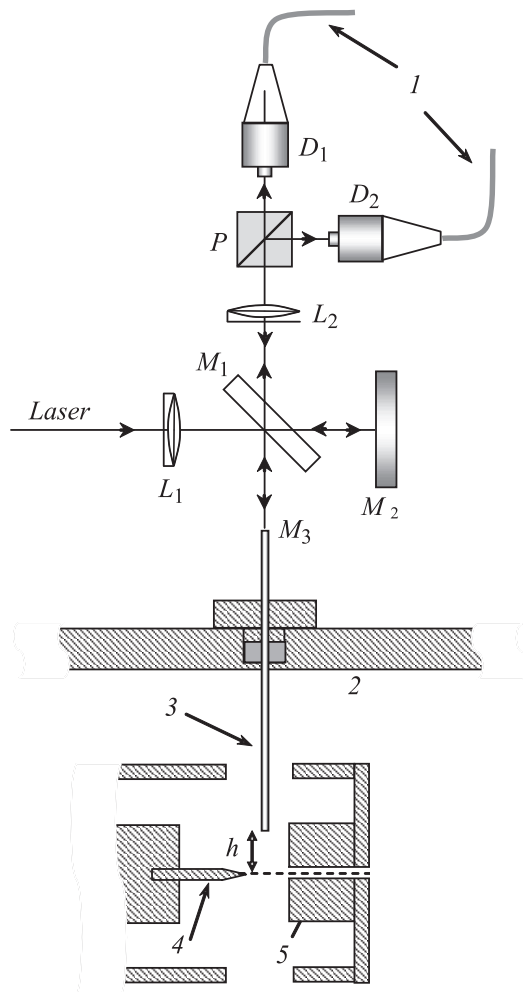


Рис. 1. Принципиальная схема и общий вид интерферометра, смонтированного на фланце вакуумной камеры установки „Зона-2“: 1 — оптоволокно, 2 — стенка вакуумной камеры, 3 — стержень, 4 — анод, 5 — катод.

рассчитано по формуле:

$$P \left(t - \frac{L}{c_0} \right) = \frac{\rho c_0}{2} \cdot \frac{dl(t, L)}{dt}. \quad (3)$$

В работе предложен метод, позволяющий измерять газокINETическое давление в плазме в диапазоне 0.01–800 bar. Нижняя граница определяется уровнем шумов системы фотоэлектрической регистрации интерференционных сигналов, верхняя — пределом упругости материала стержня. В основу измерительной методики положена квадратурная схема фотоэлектрического преобразования интерференционных сигналов [7]. Жесткая конструкция оптической схемы интерферометра позволила применить наиболее простой вариант формирования квадратурных сигналов с использованием двух „точечных“ фотоприемников, размещенных в различных участках интерференционного поля, расстояние между которыми равно четверти ширины интерференционной полосы [8]. С этой целью излучение, вышедшее из интерферометра, делится светоделительной призмой P на два оптических канала и фокусируется линзой L_2 на торцах оптоволоконного кабеля D_1, D_2 , закрепленных в двухкоординатных юстируемых оправках, и транспортируется на вход фотоприемного модуля. После фотоэлектрического преобразования информативные сигналы

$$\begin{aligned} U_1(t) &= U_0(t) \cdot \sin \left(2\pi \frac{2l(t)}{\lambda} \right), \\ U_2(t) &= U_0(t) \cdot \cos \left(2\pi \frac{2l(t)}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

регистрируются цифровым осциллографом и передаются в компьютер для последующей обработки. Смещение поверхности торца стержня $l(t)$ определяется из сигналов $U_{1,2}(t)$

$$l(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{U_1(t)}{U_2(t)} \right]. \quad (5)$$

Данная методика измерений позволяет регистрировать давление в плазме с временной задержкой относительно момента срабатывания сильноточного разряда, что устраняет искажения в сигналах высокочастотными электромагнитными помехами, возникающими в момент

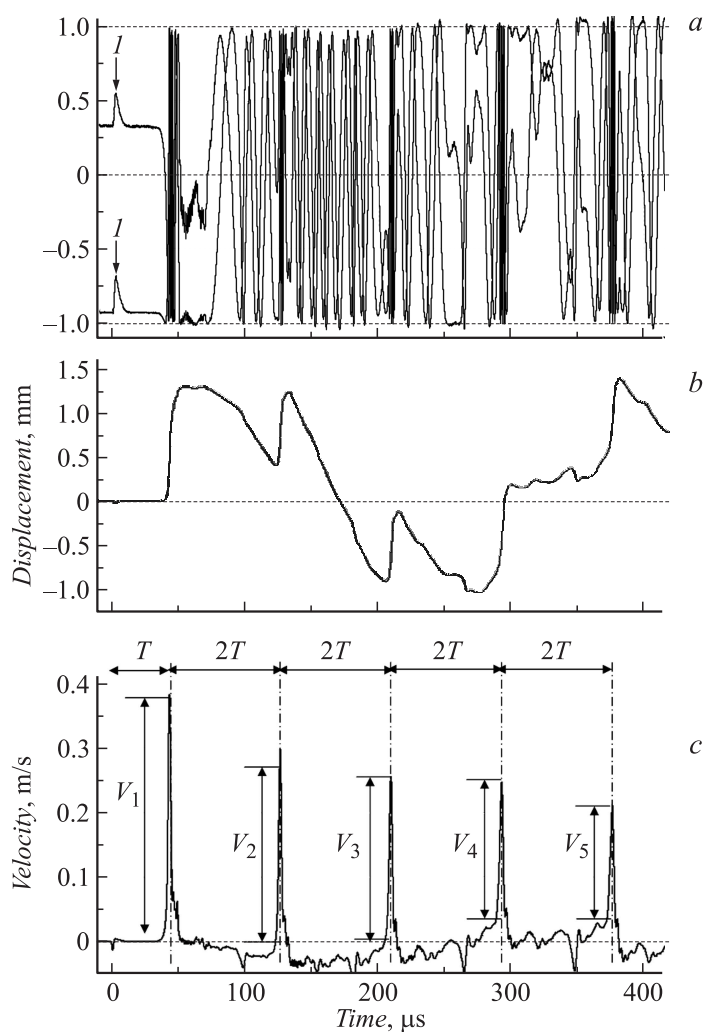


Рис. 2. Осциллограммы сигналов с квадратурного интерферометра (*a*) и рассчитанные по ним зависимости смещения (*b*) и скорости (*c*) поверхности торца стержня от времени.

пинчевания. Привязка временного профиля давления к времени разряда осуществляется по световой вспышке I , регистрируемой через прозрачный стеклянный стержень фотодетекторами интерферометра (рис. 2, *a*). Общий уровень широкополосной электромагнитной помехи удалось уменьшить за счет передачи оптического сигнала по оптоволоконной линии и удаления регистрирующей аппаратуры из экспериментального зала.

Апробация методики проводилась на установке „Зона-2“ [9], созданной в НИЯУ МИФИ для изучения физических процессов в высокотемпературной импульсной плазме. Электродная система и геометрия разрядного промежутка представлены на рис. 1. Игольчатый анод диаметром 3 mm располагается по оси установки. Катод представляет собой цилиндр с плоским основанием диаметром 20 mm. Электроды изготовлены из стали Ст3. При начальном зарядном напряжении 10 kV запасаемая энергия в конденсаторах емкостью 20 μ F составляет 1 kJ. Период разрядного тока — 8.5 μ s. В экспериментах варьировалось положение торца стержня относительно оси разряда (от 8 до 33 mm), и напряжение на межэлектродном промежутке (от 7 до 15 kV). На рис. 2, *a* приведен характерный вид квадратурных интерференционных сигналов (расстояние от оси разряда 22 mm, напряжение в накопителе 15 kV). На рис. 2, *b* приведена зависимость смещения верхнего торца стержня от времени, полученная в результате обработки квадратурных сигналов интерферометра.

Временная зависимость скорости движения поверхности торца стержня определялась численным дифференцированием массива данных с применением метода сглаживающих сплайнов [10] (рис. 2, *c*). Движение торца может быть представлено с помощью двух аддитивных составляющих: быстрого изменения скорости, вызванного распространением ударной волны в стержне, и существенно более медленного изменения скорости смещения самого стержня, зажатого в фланце разрядной камеры резиновым кольцом вакуумного уплотнения. Из графика видно, что влияние медленной компоненты скорости на профиль компоненты связанной с ударной волной незначительно. Интервал между максимумами скорости движения торца стержня $2T$ соответствует удвоенному времени распространения волны в стержне. Временной интервал между пиками скорости звуковой волны в стержне $T = 83.1 \pm 0.2 \mu$ s. Соответственно скорость распространения ударной

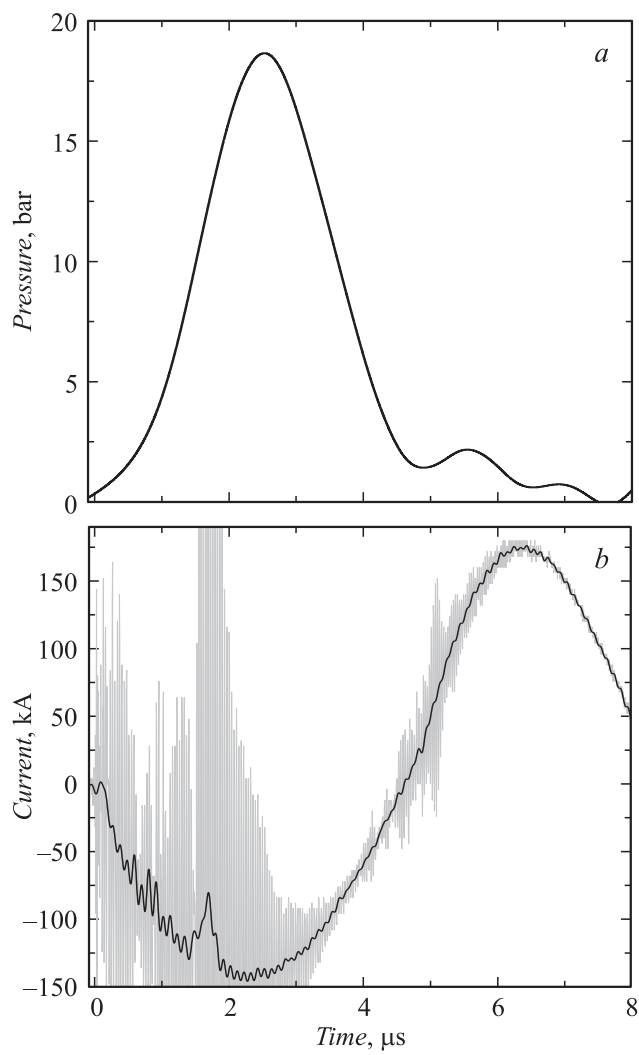


Рис. 3. Временные зависимости давления корпускулярных потоков плазмы на расстоянии 22 mm от оси разряда внутри вакуумной камеры для начального напряжения на разрядном промежутке 15 kV (*a*) и тока разряда (*b*).

Давление плазмы НВИ в зависимости от напряжения на разрядном промежутке и расстояния от оси разряда

Расстояние от оси разряда, mm	Давление, bar		
	5 kV	10 kV	15 kV
33	0.29 ± 0.02	2.9 ± 0.3	6.9 ± 0.3
28	0.47 ± 0.05	4.8 ± 0.2	12.4 ± 0.8
18	2.2 ± 0.3	11.8 ± 0.5	22.2 ± 0.9
8	8.9 ± 0.7	38.4 ± 0.5	67.7 ± 0.7

волны $c_0 = L/T = 5043 \pm 16$ m/s. Уменьшение величины пиковых значений скорости (V_i на рис. 2, c) определяется затуханием волны в стержне. По результатам измерений определен декремент затухания k волны в стержне $k = 0.417 \pm 0.005$ m⁻¹. При длине акустического стержня 250 mm ошибка измерения давления не превышает 2%.

Используя измеренное значение скорости звука в стержне и применяя формулу (6), можно получить данные об импульсном давлении корпускулярных потоков плазмы из области микропинчового разряда. На рис. 3 сопоставлены временные зависимости давления плазмы внутри вакуумной камеры для расстояния 22 mm от оси разряда при напряжении на разрядном промежутке 15 kV (a) и тока разряда (b). Ток регистрировался поясом Роговского в режиме трансформатора тока. На осциллограмме вблизи первого максимума разрядного тока наблюдается резкий пик, свидетельствующий о наличии режима микропинчевания. Серым цветом показана исходная осциллограмма без применения программной (LowPass) фильтрации, демонстрирующая высокий уровень электромагнитной наводки особенно в момент пинчевания.

Результаты измерений давления потока плазмы, в зависимости от напряжения на разрядном промежутке и расстояния от оси разряда представлены в таблице.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-01162-а и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. П 981 и № П 293.

Список литературы

- [1] *Sanford T.W.L., Nash T.J., Olson R.E. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. Suppl. 12B. P. B423–B433.
- [2] *Александров В.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г. и др.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 10. С. 901–907.
- [3] *Филиппов Н.В.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 1. С. 25–44.
- [4] *Гулин М.А., Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Савёлов А.С.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 3. С. 1309.
- [5] *Gol'ts E.Ya., Dorokhin L.A., Koshelev K.N. et al.* // Phys. Lett. 1987. V. 119 A. N 7. P. 359–360.
- [6] *Kulish M., Fertman A., Golubev A. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. N 5. P. 2294–2297.
- [7] *Кузнецов А.П., Савёлов А.С.* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Сер. Б. Т. V-1. М.: изд. ЯНУС-К, 2006. С. 586–613.
- [8] *Бялковский О.А., Кузнецов А.П., Савёлов А.С. и др.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 219–225.
- [9] *Аверин М.С., Башутин О.А., Савёлов А.С. и др.* // ПТЭ. 2006. № 2. С. 128.
- [10] *Воскобойников Ю.Е., Преображенский Н.Г., Седельников А.И.* Математическая обработка эксперимента в молекулярной газодинамике. Новосибирск: Наука, 1984.