

УДК 533.9

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОСЕВОМ СТРУЙНОМ ВЫБРОСЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2019 г. В. И. Крауз^{1*}, К. Н. Митрофанов^{2**}, Д. А. Войтенко^{3***},
Г. И. Астапенко³, А. И. Марколия³, А. П. Тимошенко³

¹Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, Троицк, Россия

³ГНПО “Сухумский физико-технический институт”, Сухум, Абхазия

Поступила в редакцию 03.05.2018 г.; принята в печать 13.09.2018 г.

В работе представлены результаты экспериментов по исследованию радиального распределения магнитного поля в осевых плазменных потоках, образующихся при сжатии токово-плазменной оболочки на плазмофокусной установке КПФ-4-ФЕНИКС. Генерация плазменных потоков происходила в разряде при стационарном наполнении камеры установки рабочим газом аргоном или водородом, а также при импульсном напуске аргона. Анализ радиальных профилей распределения магнитного поля и их изменения во времени позволил определить область локализации захваченного магнитного поля, а также область протекания обратного тока на периферии плазменного потока. Показано, что поперечный (радиальный) размер плазменного потока зависит от плотности окружающей среды (фонового газа), в которой происходит его распространение. Эксперименты выполнены в рамках работы по лабораторному моделированию нерелятивистских струйных выбросов молодых звезд.

DOI: 10.1134/S0004629919020051

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование является одним из интенсивно развиваемых направлений в исследованиях различных процессов во Вселенной [1]. Значительный прогресс достигнут в последнее время благодаря развитию мощных установок, в которых достигается высокая плотность энергии. Прежде всего, это мощные лазеры [2] и быстрые Z-пинчи [3]. Показано, что на этих установках достигаются необходимые безразмерные параметры, позволяющие использовать их для моделирования широкого спектра астрофизических процессов и явлений [4, 5].

Одним из перспективных направлений лабораторного моделирования является моделирование астрофизических джетов. Во Вселенной наблюдается большое разнообразие астрофизических джетов, что может свидетельствовать о наличии универсального механизма их генерации [6, 7]. В

большинстве случаев лабораторному моделированию доступны выбросы, сопровождающие процессы аккреции и формирования молодых звездных объектов, поскольку они являются нерелятивистскими. Кроме того, в джетах этих объектов имеется наибольшее количество наблюдательной информации из-за их относительной близости к Земле.

В качестве примеров можно привести успешные эксперименты на Z-пинчевых установках MAGPIE (Imperial College, Великобритания) [8, 9], XP и COBRA (Корнельский университет, США) [10, 11], на лазерной установке в лаборатории LULI (École Polytechnique, France) [12] и др. На настоящий момент нам известна одна установка — Тераваттный пикосекундный лазер НЕОДИМ (ЦНИИМАШ, Королев), на которой предпринята попытка моделирования релятивистских джетов [13, 14].

Значительный прогресс в последнее время достигнут в моделировании нерелятивистских джетов на установках типа “плазменный фокус” [15–18]. Преимуществом этой схемы эксперимента по сравнению с упомянутыми выше аналогами является

*E-mail: krauz_vi@nrcki.ru

**E-mail: mitrofan@triniti.ru

***E-mail: opti-sfti@yandex.ru

то обстоятельство, что возможно не только моделирование процессов генерации осевых струйных выбросов [19, 20], но и исследование их эволюции при распространении в окружающей среде (фоновом газе). Для разряда типа быстрый Z-пинч или для лазерного эксперимента обычным условием является генерация плазменных образований в достаточно высоком вакууме. В то же время в случае молодых звезд существенным фактором могут быть гидродинамические эффекты, возникающие при распространении плазменного потока в среде конечной плотности. Учет влияния окружающей среды, в которой распространяются плазменные потоки, важен при численном моделировании астрофизических джетов. Это позволяет исследовать проблему устойчивости джетов при их распространении на расстояния, значительно превышающие их поперечные размеры. В частности, в экспериментах на ПФ получены режимы, при которых головная часть потока не превышает нескольких сантиметров при распространении на расстояния порядка 100 см [15–18].

Анализ полученных данных о ключевых параметрах потока, в том числе о его скорости, размерах, плотности и температуре плазмы потока и фоновой плазмы [21, 22], величине магнитных полей [23] показал, что основные безразмерные параметры, достигаемые в лабораторном эксперименте, такие как число Маха, отношение плотности потока и плотности фоновой плазмы, гидродинамическое и магнитное числа Рейнольдса, число Пекле и ряд других, удовлетворяют требуемым масштабным соотношениям, что позволяет использовать установки этого типа для лабораторного моделирования [16, 18, 22, 24]. При этом мы учитываем, что ПФ-системы, как, впрочем, и альтернативные подходы, основанные на использовании быстрых пинчей и лазерных систем, генерируют импульсные потоки плазмы, поэтому моделирование квазистационарных течений не представляется возможным. В то же время наш подход обладает тем уникальным преимуществом, что позволяет исследовать формирование и распространение головной части потока, в том числе и взаимодействие с окружающей средой, сопровождающееся формированием ударной волны, а также исследовать развитие гидродинамических неустойчивостей, приводящих к “дроблению” потока, что характерно для джетов из молодых звездных объектов [25, 26].

При исследовании джетов наибольший интерес вызывают три ключевые проблемы: формирование выброса, его коллимация и устойчивость, обеспечивающая распространение джета на расстояния, значительно превышающие его поперечные размеры. Во всех этих случаях существенную роль играет магнитное поле. Магнитные поля могут значительно влиять на целый ряд физических про-

цессов, действующих в пределах и в непосредственной близости от звезд, такие как аккреция, диффузия, потеря массы и др. [27]. Магнитное поле также является естественным связующим звеном между центральной машиной и джетом. При этом полоидальное магнитное поле задает направление выброса, а продольный электрический ток, текущий вдоль струйного выброса, создает тороидальное магнитное поле, давление которого может сколламировать выброс. Кроме того, магнитное поле также может играть существенную роль в обеспечении дальнейшей устойчивости выброса. Ключевым моментом при объяснении стабильности джетов предполагается наличие осевых токов, создающих удерживающее тороидальное (азимутальное) магнитное поле. Предполагается, что эти токи замыкаются на периферии кокона. Однако на сегодняшний момент остаются невыясненными вопросы о величине и распределении магнитных полей как внутри ядра потока — в его осевой части, где протекает центральный ток, — так и на его периферии, где протекают обратные токи. При этом если о параметрах магнитного поля вблизи звезды имеются достаточно достоверные данные наблюдений (см., например, [28]), то чувствительность приемной аппаратуры до сих пор не позволила получить достоверную информацию о величине и распределении магнитных полей за пределами центральной машины и параметрах среды, в которой распространяется джет. В связи этим возрастает роль лабораторного моделирования. Преимуществом схемы лабораторного моделирования с помощью установок типа “плазменный фокус” являются достаточно большие размеры плазменного потока (несколько см), что делает возможным применение методики измерения распределения магнитных полей с помощью магнитных зондов [29], а создание профилированных начальных газовых распределений с помощью импульсного напуска рабочего газа позволяет изменять параметры внешней среды.

Исходя из вышесказанного, целями данной работы были:

— исследование радиального распределения магнитного поля в плазменном потоке и его изменение во времени;

— получение информации о распределении токов по сечению плазменного потока: в его осевой части и на периферии. Это позволит определить область замыкания продольного тока на периферии плазменного потока и исследовать однородность его распределения;

— сравнение экспериментальных данных о локализации магнитного потока, захваченного плазменной струей, в различных режимах разряда: при стационарном наполнении камеры установки рабочим газом и при импульсном напуске газа.

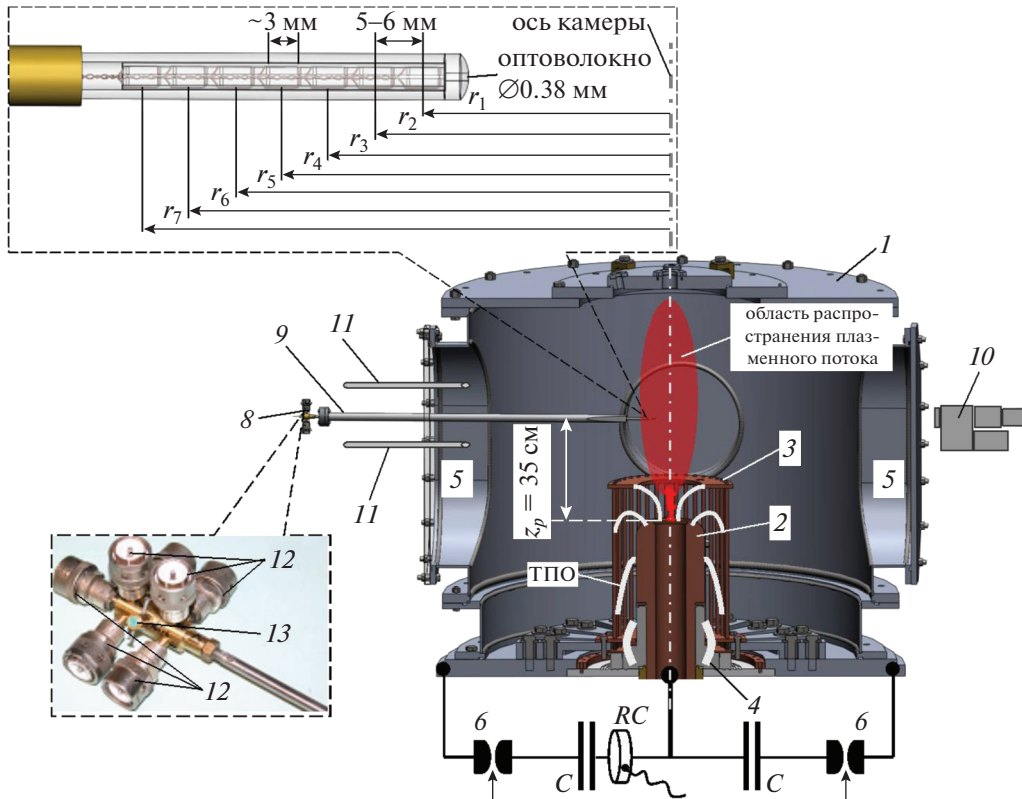


Рис. 1. Схема измерений магнитного поля на установке КПФ-4-ФЕНИКС (показано диаметральное сечение): 1 — вакуумная камера; 2 — анод; 3 — катод; 4 — изолятор; 5 — диагностические окна; 6 — разрядники; C — емкости батареи установки; RC — пояс Роговского; 8 — магнитооптический зонд, расположенный на высоте $z_p = 35$ см над поверхностью анодного электрода; 9 — вакуумный ввод для магнитного зонда, электрически изолированный от камеры установки (керамическая трубка); 10 — оптическая камера К008; 11 — оптические коллиматоры. Схематически показаны положения ТПО при ее сжатии к оси установки и образование пинча, а также область распространения плазменного потока вдоль оси установки. На верхней выноске показано внутреннее строение сенсора магнитооптического зонда, на нижней — высокочастотные разъемы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей (12) и выход оптического канала (13).

Это позволит исследовать эволюцию захваченных плазменным потоком магнитных полей в зависимости от “контраста” — отношения плотности потока к плотности фоновой плазмы.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по лабораторному моделированию астрофизических джетов выполнены в ГНПО “СФТИ” (Сухум, Абхазия) на установке КПФ-4-ФЕНИКС ($W_{\max} = 1.8$ МДж, $V_{\max} = 50$ кВ), представляющей собой плазменный фокус с мейзеровской геометрией электродной системы. Отличительной особенностью данной установки является то, что на ней существуют две системы напуска рабочего газа в камеру: стационарный напуск и импульсный напуск. Данная особенность позволяет исследовать динамику осевых струйных выбросов плазмы из области пинча с различными начальными условиями в области распространения.

Основные параметры установки подробно описаны в работе [30]. Разрядная камера и расположение некоторых диагностических средств представлены на рис. 1. На этом же рисунке схематически показаны положения токнесущей плазменной оболочки (ТПО) и образование пинча, а также область распространения плазменного потока вдоль оси установки. В описываемых экспериментах в качестве рабочего газа использовался аргон или водород. Эксперименты проведены в двух режимах напуска газа — при стационарном заполнении камеры установки до давления 1–2 Торр (для Ar), 8 Торр (для H_2) и при импульсном напуске аргона в камеру при различных задержках срабатывания газового клапана относительно запуска установки [31]. Рабочий энергоснабжения батареи емкостного накопителя установки при зарядном напряжении 18–20 кВ составлял примерно 230–280 кДж, амплитуда разрядного тока — до 2 МА.

Разрядная система установки КПФ-4-ФЕНИКС размещена в достаточно большом вакуум-

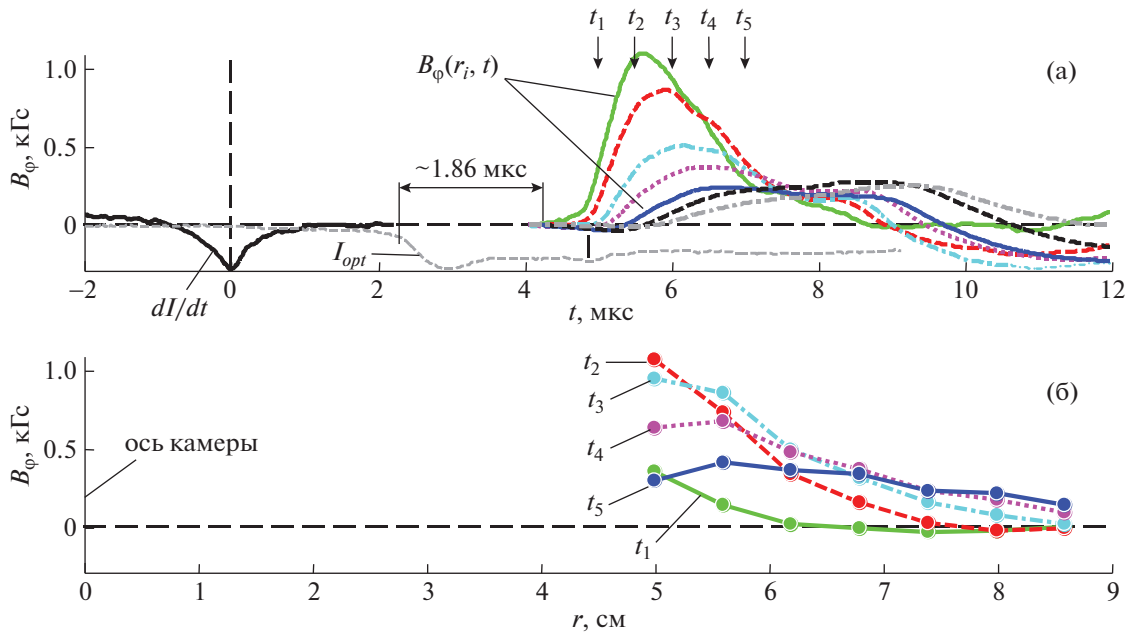


Рис. 2. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2814, газ H_2 , $P_0 = 8.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [5.0$ см; 5.6 см; 6.2 см; 6.8 см; 7.4 см; 8.0 см; 8.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

ном корпусе диаметром 109 см и расстоянием от торца анода до верхнего фланца 66 см (рис. 1), что позволяло использовать его в качестве пролетной камеры для исследования распространения плазменного потока на значительные расстояния. В качестве основных диагностических средств использовались магнитные зонды, световые коллиматоры, оптическая камера К-008. Производная полного тока регистрировалась петлевым датчиком с чувствительностью 2.36×10^{-11} В/(А/с). Момент особенности на производной полного тока с хорошей точностью совпадает с моментом генерации плазменного потока, что использовалось нами для синхронизации различных диагностик. Полный ток разряда регистрировался поясом Роговского с чувствительностью 0.36 МА/В.

Для исследования радиального распределения азимутального (тороидального) магнитного поля в аксиальном потоке при его распространении в дрейфовом пространстве камеры установки сконструирован многоканальный магнитный зонд. Вдоль зонда размещено 7 катушек из 10 витков размером 3×3 мм с расстояниями между центрами катушек зонда 5–6 мм (рис. 1). Зонд также имеет канал для регистрации излучения в оптическом диапазоне спектра, выполненный в виде оптического волокна диаметром 0.38 мм, помещенного внутрь катушек (см. верхнюю выноску на рис. 1).

Оптическое излучение регистрировалось при помощи ФЭУ. Вакуумный ввод в разрядную камеру установки обеспечивал возможность перемещать зонд в радиальном направлении. Таким образом, измерения магнитного поля проводились с радиальным пространственным разрешением, что позволяет из набора кривых $\partial B_\varphi / \partial t(r_i, t)$ восстановить радиальное распределение магнитного поля $B_\varphi(r, t)$ в любые моменты времени прохождения плазменного потока через зонд. Задача восстановления профиля $B_\varphi(r, t)$ была решена в среде программирования MATLAB. Для этого была разработана специальная программа, с помощью которой получалось изменение распределения $B_\varphi(r, t)$ непрерывно во времени и на основе полученных данных создавался видеофайл. Данная методика позволяет более детально исследовать распределение тока как в центральной области потока, так и на его периферии, что представляется важным для моделирования поведения обратных токов в области т.н. “кокона” астрофизического джета.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе представлены результаты измерений азимутального магнитного поля внутри

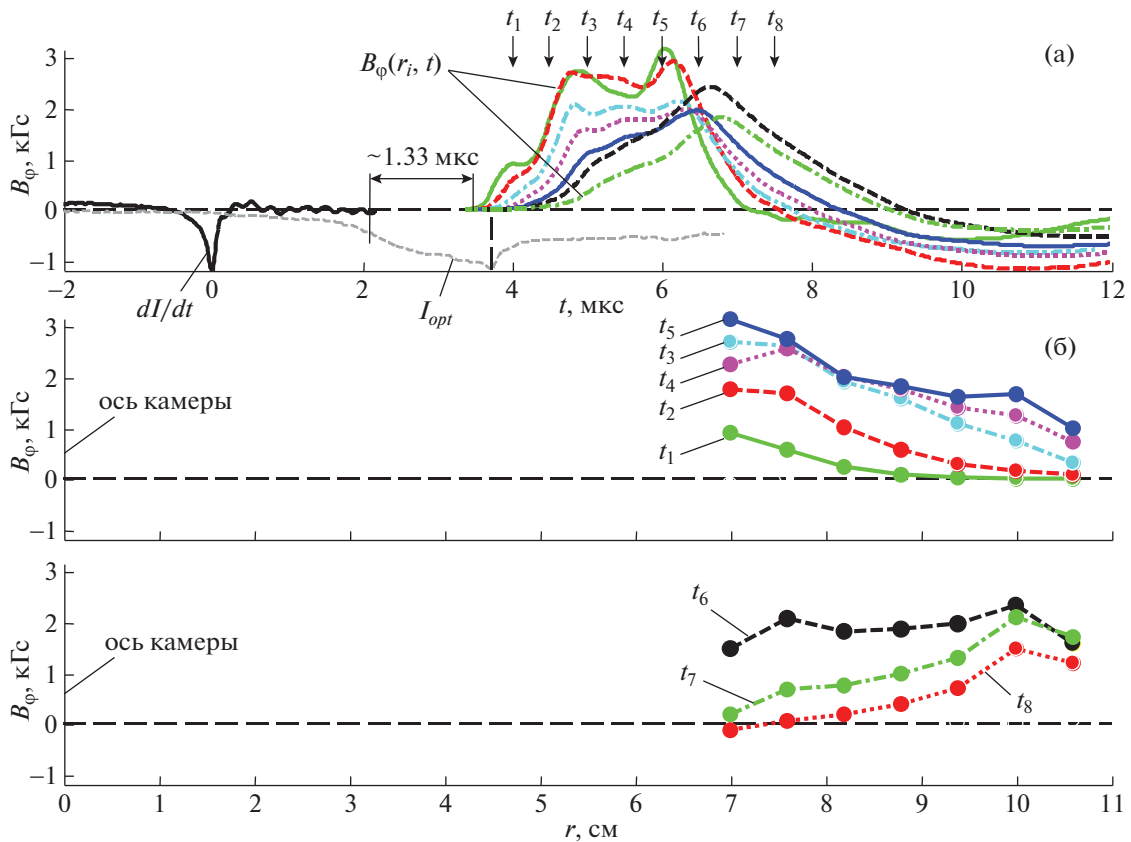


Рис. 3. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2822, газ H_2 , $P_0 = 8.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [7.0$ см; 7.6 см; 8.2 см; 8.8 см; 9.4 см; 10.0 см; 10.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

осевого потока, образованного из плазмы различных рабочих газов (водорода и аргона). Вначале рассмотрим результаты экспериментов при стационарном напуске водорода или аргона в камеру установки.

3.1. Распределение магнитного поля в осевом потоке водородной плазмы при стационарном напуске газа

Измерения магнитного поля проведены в широком диапазоне расстояний от оси установки — от 5 см до примерно 14 см. На рис. 2а–4а представлены результаты регистрации временных зависимостей: производной полного тока (кривая dI/dt), азимутального магнитного поля на различных радиусах (семейство из семи кривых $B_\varphi(r_i, t)$) и оптического свечения плазмы (кривая I_{opt}). На рисунках 2б–4б представлены радиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(r)$, восстановленные по зависимостям $B_\varphi(r_i, t)$ в некоторые моменты

времени. Как следует из этих рисунков, вначале регистрируется B_φ -поле, спадающее с увеличением расстояния от оси джета r , причем следует заметить, что падение магнитного поля происходит сильнее, чем зависимость $1/r$ (см. кривые $B_\varphi(r)$ на рис. 2б и 3б в моменты времени t_1 — t_5). Это может быть связано с неплоским передним фронтом плазменного потока, проходящего положение катушек зонда. При этом некоторые катушки зонда оказываются в области захваченного плазменным потоком магнитного поля неодновременно. Регистрация оптического свечения плазмы в месте расположения самой ближней к оси установки катушки зонда показывает, что сигнал с оптического канала зонда (кривая I_{opt}) начинает уверенно регистрироваться задолго до начала регистрации магнитного поля (~ 1.3 – 1.9 мкс). Максимум временной зависимости B_φ -поля достигается в момент, когда сигнал с оптического канала зонда сильно падает. Это подтверждает выводы работы [32], где было показано, что магнитное поле, захваченное

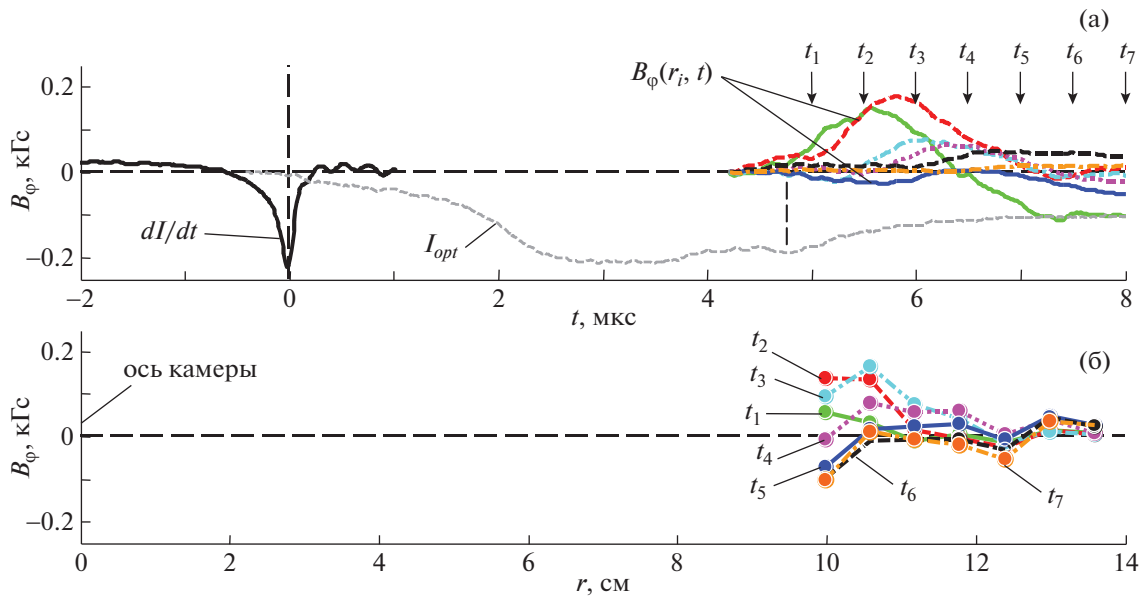


Рис. 4. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2825, газ H_2 , $P_0 = 8.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [10.0$ см; 10.6 см; 11.2 см; 11.8 см; 12.4 см; 13.0 см; 13.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

плазменным потоком, в основном сосредоточено в области слабого оптического свечения плазмы, в так называемых магнитных пузырях в областях с пониженной плотностью плазмы, а передний фронт плазменного потока представляет собой ударный фронт, интенсивно излучающий в видимой области спектра.

Начиная с некоторого момента времени вид профиля $B_\varphi(r)$ изменяется с убывающего с увеличением величины r к возрастающему с увеличением r (см. кривые $B_\varphi(r)$ на рис. 3б в моменты времени $t_6 - t_8$). Это связано с тем, что измерительные катушки зонда оказываются в области протекания центрального тока, где $B_\varphi(r) \propto r$ в предположении равномерного распределения тока в приосевой области плазменного потока, что может быть связано как со смещением оси потока в сторону зонда, так и с расширением канала протекания центрального тока.

Сигналы с катушек зонда уверенно регистрируются при измерениях на дальних расстояниях от оси камеры — на $r = 10-11$ см (см. кривые $B_\varphi(r)$ на рис. 3б), — а на расстояниях в диапазоне $12 \text{ см} < r < 14$ см практически равны нулю (см. кривые $B_\varphi(r)$ на рис. 4б). Очевидно, что в последнем случае катушки находятся за пределами области обратного тока и изменение во времени связано, по-видимому, с неравномерностью расте-

кания обратных токов на периферии плазменного потока.

Статистика измерений B_φ -поля вблизи радиусов $r = 15-16$ см показала, что в большинстве случаев чувствительность катушек магнитного зонда не позволяла надежно зарегистрировать уровень магнитного поля выше 100–200 Гс (погрешность измерения). Таким образом, из измерений магнитного поля следует, что в случае стационарного напуска водорода край (периферия) области плазменного потока, где локализовано магнитное поле, находится в области радиусов $r \approx (11-12)$ см.

Однако следует отметить, что в некоторых случаях катушки магнитного зонда даже вблизи радиусов $r = 15-16$ см регистрировали уровень магнитного поля, превышающий погрешность измерений, что может быть связано с сильным смещением оси плазменного потока относительно оси камеры установки в сторону зонда.

Для выяснения симметрии прохождения плазменного потока относительно оси камеры установки были проведены измерения магнитного поля по обе стороны ее геометрической оси. При этом первые четыре из семи катушек зонда были установлены по одну сторону от оси (их положения соответствуют отрицательным значениям r на распределении $B_\varphi(r)$ рис. 5б), а остальные три

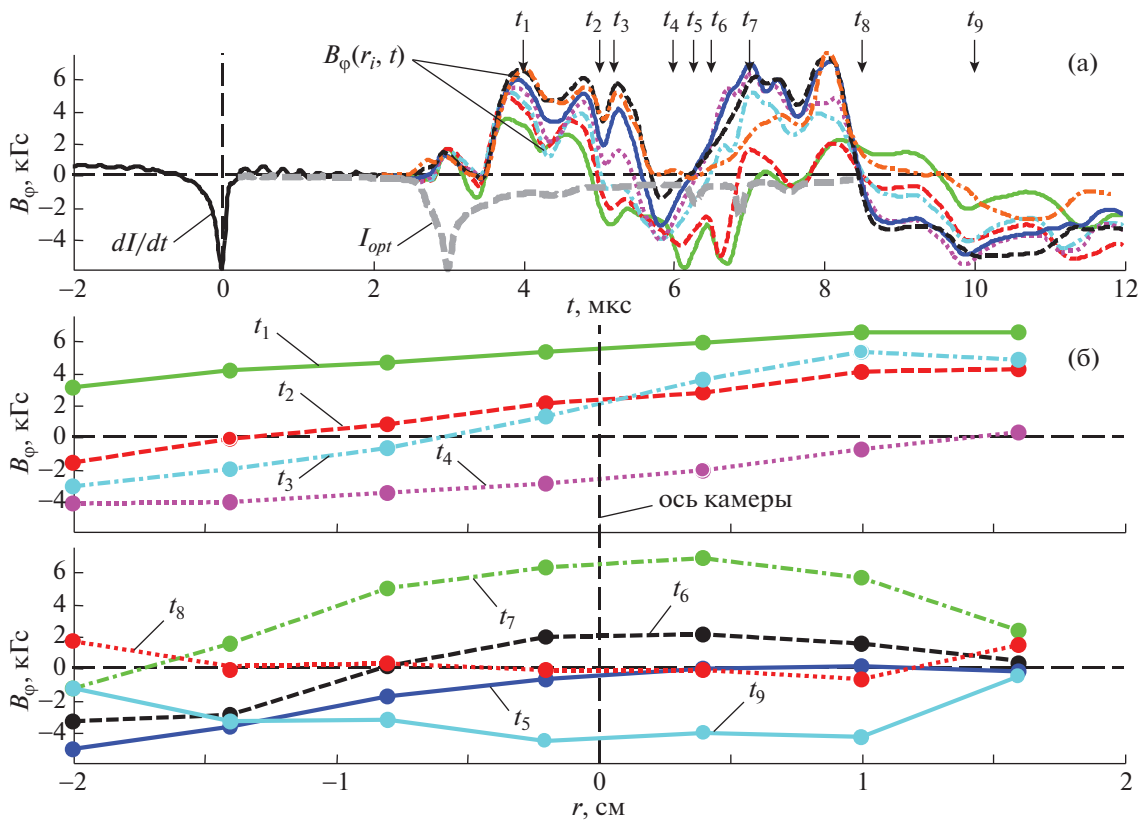


Рис. 5. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2853, газ H_2 , $P_0 = 8.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [-2.0$ см; -1.4 см; -0.8 см; -0.2 см; 0.4 см; 1.0 см; 1.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

катушки — по другую сторону оси (их положения соответствуют положительным значениям r на распределении $B_\varphi(r)$).

Следует заметить, что самый высокий уровень магнитного поля около 6 кГс (см. рис. 5а) был зарегистрирован, когда катушки зонда располагались в приосевой области камеры по сравнению со случаями, когда катушки были расположены в области $r > 5$ см (см. рис. 2а–4а). Вид профиля $B_\varphi(r)$ в моменты времени t_1 – t_4 свидетельствует о том, что все катушки зонда находятся в области центрального тока. Форма профиля $B_\varphi(r) \propto r$ позволяет утверждать, что центральный ток распределен в приосевой области потока практически равномерно. На указанном промежутке времени происходит смещение оси центрального тока (оси плазменного потока), где $B_\varphi(r) = 0$, относительно геометрической оси камеры установки. Вначале происходит смещение оси центрального тока слева направо на промежутке времени t_1 – t_4 (см. рис. 5а), а после — справа налево на промежутке времени

t_5 — t_9 . При этом часть катушек магнитного зонда могла попадать в область магнитного поля $B_\varphi(r) \propto 1/r$.

Следует заметить, что зонд зарегистрировал прохождение двух областей с магнитным полем, что свидетельствует о структурированности плазменного потока вдоль его оси. Зарегистрированное смещение оси центрального тока относительно оси камеры установки в области радиусов $r \in (-2.0; +2.0)$ см во время прохождения потока может быть следствием как смещения тела плазменного потока как целого [34], так и вращения плазмы [15].

Далее, для сравнения рассмотрим результаты экспериментов по генерации осевых потоков при стационарном напуске аргона с более высоким атомным номером Z , чем у водорода. Такое сравнение полезно с целью выяснения роли радиационных потерь из плазмы на устойчивость и компактность плазменного потока при его распространении в дрейфовом пространстве камеры, заполненном тем же газом.

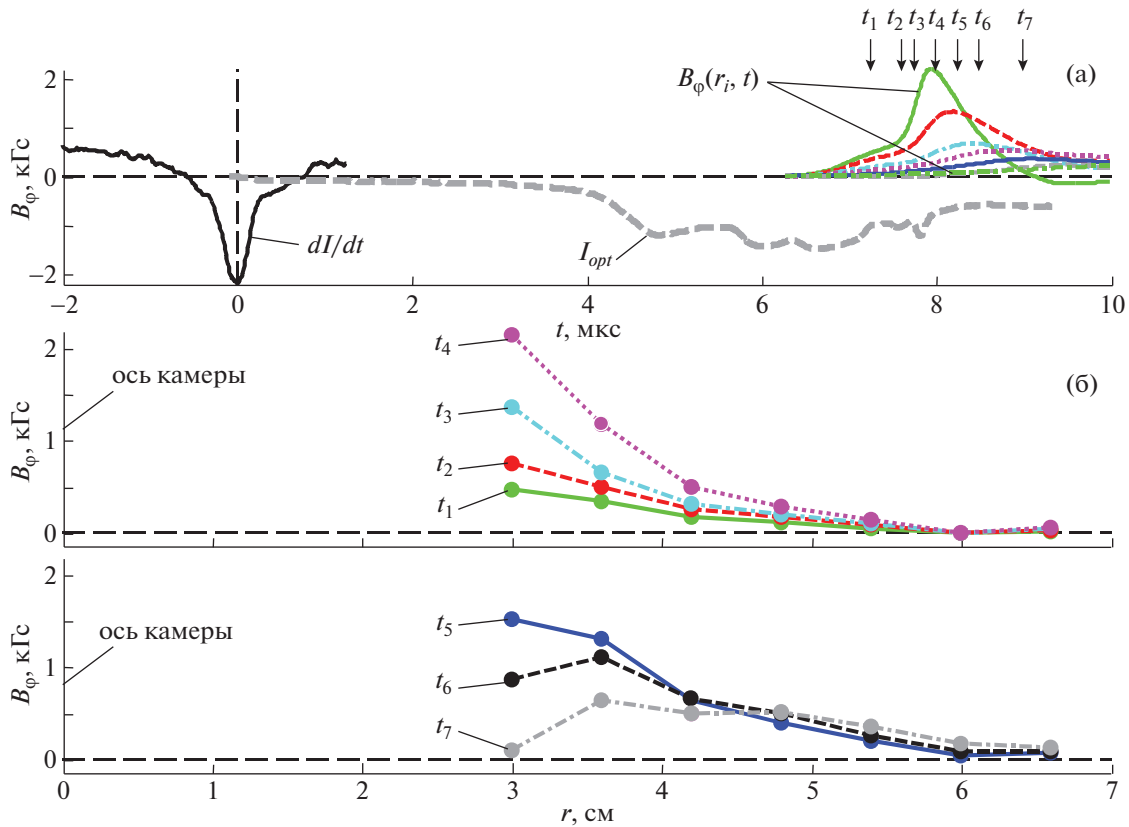


Рис. 6. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2889, газ Ag, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [3.0$ см; 3.6 см; 4.2 см; 4.8 см; 5.4 см; 6.0 см; 6.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

3.2. Распределение магнитного поля в осевом потоке аргоновой плазмы при стационарном напуске газа и различном начальном давлении в камере установки

Были проведены эксперименты в режиме стационарного напуска аргона в камеру установки при различном начальном давлении. Такая постановка эксперимента позволяет выяснить влияние окружающей среды (фонового газа) в дрейфовом пространстве на поперечный (радиальный) размер плазменного потока.

Вначале рассмотрим результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменном потоке аргоновой плазмы при его распространении в дрейфовом пространстве камеры установки при ее заполнении до давления 2 Торр. Из временных зависимостей $B_\varphi(r_i, t)$ и построенных на определенные моменты времени радиальных распределений $B_\varphi(r)$, приведенных на рис. 6, следует, что первые две катушки зонда, расположенные на радиусах 3.0 см и 3.6 см,

регистрируют высокий уровень магнитного поля 2 кГс и 1 кГс соответственно (в момент времени примерно t_4). Отметим, что в случае водорода уровень магнитного поля, регистрируемого зондами, оказывается в несколько раз выше, что было отмечено ранее в работе [35]. Другие петли зарегистрировали примерно в 4–10 раз меньший уровень поля. Из них две крайние катушки, расположенные на радиусах 6.0–6.6 см, зарегистрировали B_φ -поле равным нулю в течение всего времени прохождения плазменного потока через зонд. В данном случае радиальный размер внешней границы области локализации захваченного магнитного потока менее 6 см. Следует заметить, что в конце прохождения плазменного потока через место расположения зонда ($t > t_4$) несколько ближних к оси установки катушек зонда оказываются в области протекания центрального тока, где радиальное распределение имеет вид $B_\varphi(r) \propto r$, хотя до этого момента времени эти же катушки были расположены в магнитном поле $B_\varphi(r) \propto 1/r$ (см. распределения $B_\varphi(r)$ в моменты t_1 – t_4). Остальные катушки продолжа-

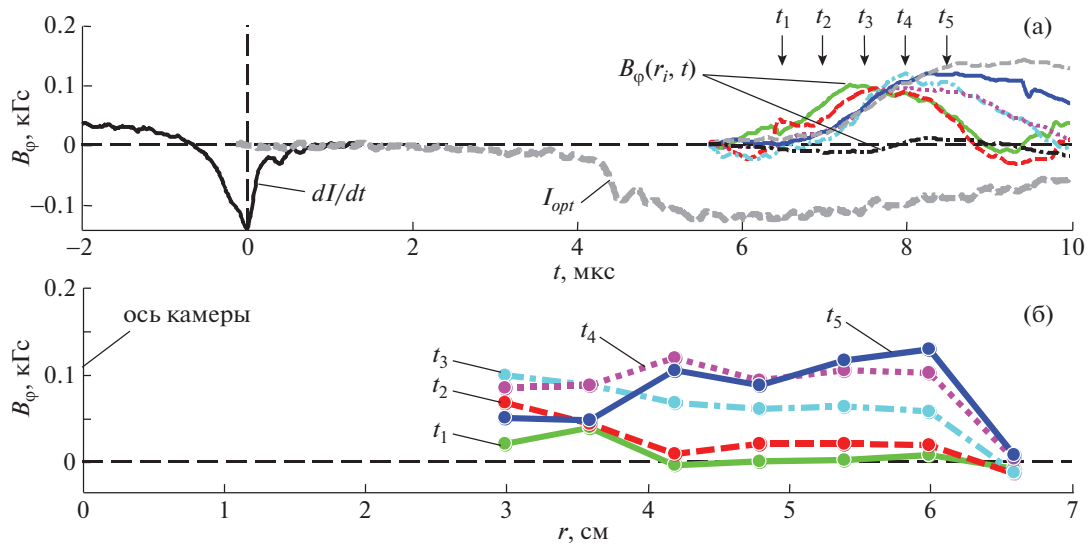


Рис. 7. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2901, газ Ag, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 280$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [3.0$ см; 3.6 см; 4.2 см; 4.8 см; 5.4 см; 6.0 см; 6.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

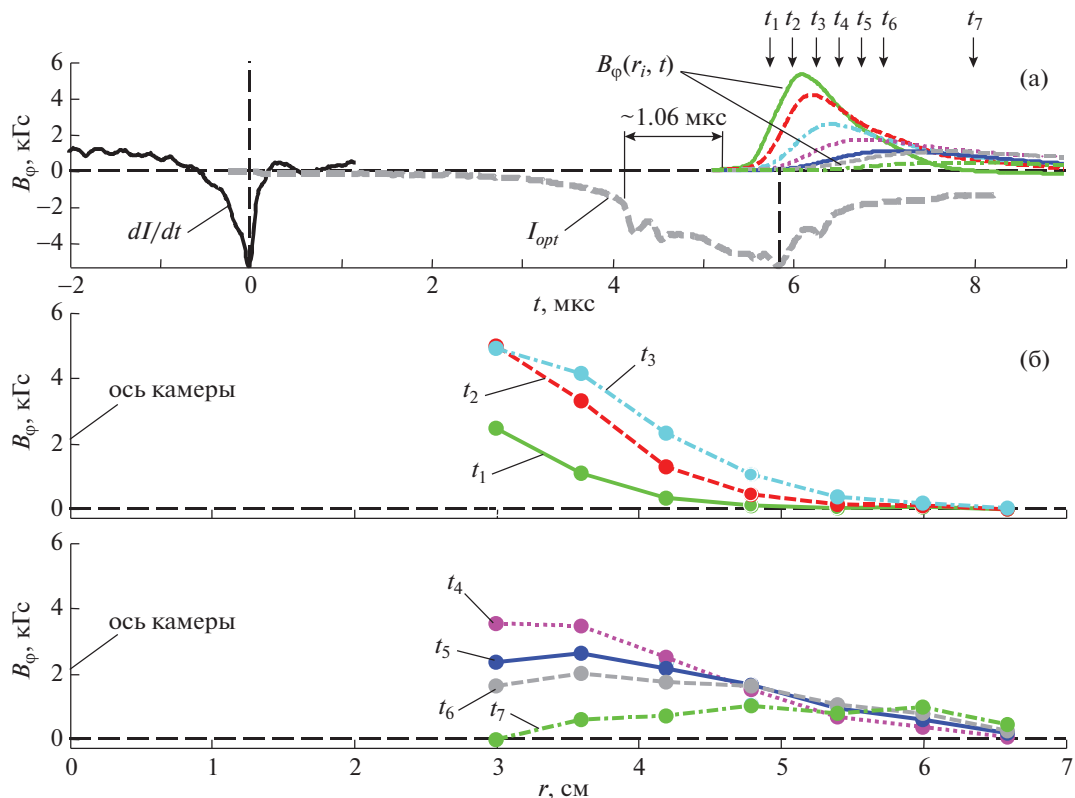


Рис. 8. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2885, газ Ag, $P_0 = 1.0$ Торр, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [3.0$ см; 3.6 см; 4.2 см; 4.8 см; 5.4 см; 6.0 см; 6.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

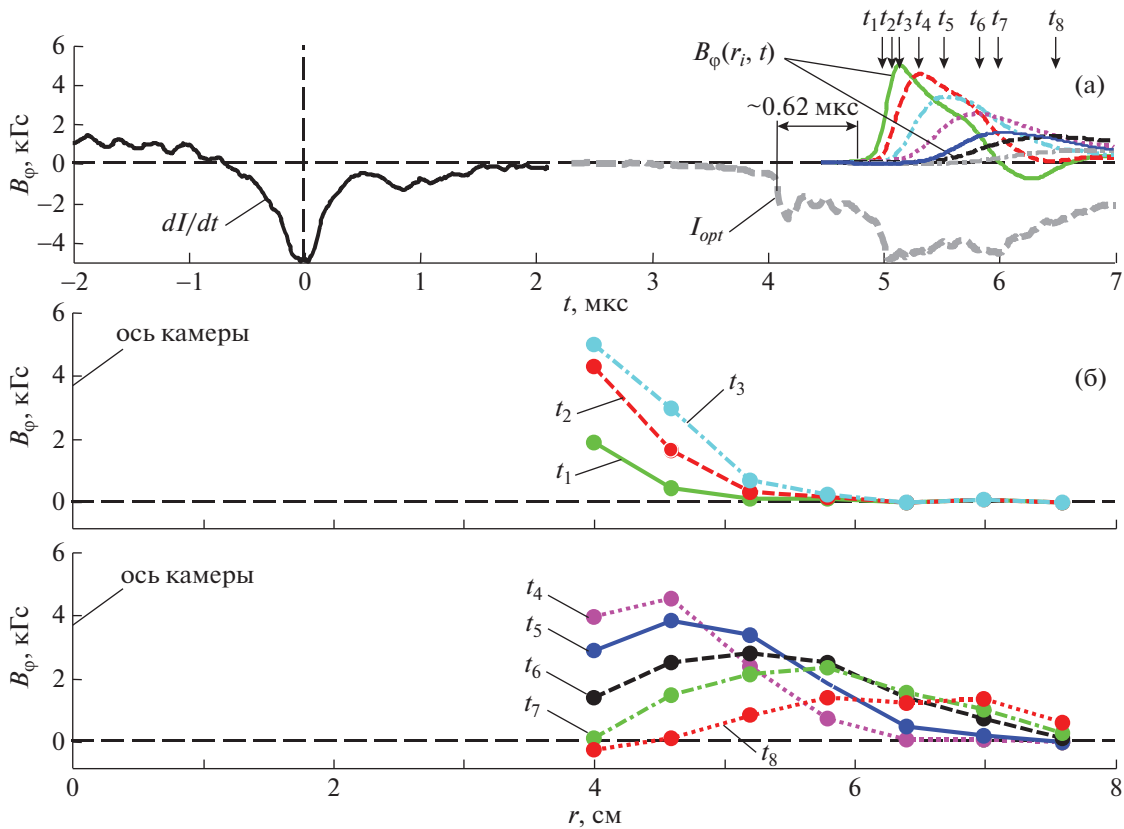


Рис. 9. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2954, газ Ar, $P_0 = 1.0$ Торр, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\phi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [4.0$ см; 4.6 см; 5.2 см; 5.8 см; 6.4 см; 7.0 см; 7.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

ют быть расположены в области магнитного поля $B_\phi(r) \propto 1/r$. Более подробно это будет обсуждено в п. 4 данной работы.

В то же время необходимо отметить, что при стационарном заполнении камеры установки аргоном до давления 2 Торр в $\sim 90\%$ выстрелов катушки магнитного зонда, расположенные в диапазоне радиусов $r = (3-6.6)$ см, регистрировали уровень B_ϕ -поля, практически равный нулю, не более 100–150 Гс (см., напр., рис. 7а и распределения $B_\phi(r)$ на рис. 7б), что меньше погрешности измерения магнитного поля магнитозондовой диагностикой. Данный экспериментальный факт говорит о компактности осевого потока аргоновой плазмы в радиальном направлении: радиус протекания обратных токов не превышает 3–6 см. Более того, можно предположить, что в случае, приведенном на рис. 6, зарегистрировано распределение магнитного поля в потоке, движущемся со смещением от оси в сторону петель зонда. Таким образом, использование в качестве рабочего газа с высоким атом-

ным номером Z (напр., аргона с $Z = 18$) вместо водорода ($Z = 1$) позволяет получать компактные в радиальном направлении плазменные потоки.

Далее рассмотрим выстрелы (см. рис. 8 и 9), когда начальное давление аргона в камере установки было уменьшено в 2 раза до 1 Торр по сравнению с экспериментами, представленными выше. Как следует из этих рисунков, изменение формы профиля $B_\phi(r)$ во времени такое же, что и в выстрелах при стационарном напуске газов аргона при давлении 2 Торр или водорода при давлении 8 Торр. То есть вначале форма распределения $B_\phi(r)$ соответствует обратной степенной зависимости $\sim 1/r^n$, $n > 1$, что видно из сравнения кривых $B_\phi(r)$ на рис. 8б и 9б в моменты времени t_1-t_3 и подобных кривых на рис. 2б и 3б в моменты времени t_1, t_2 из-за неплоского переднего фронта плазменного потока. Потом на профиле $B_\phi(r)$ появляется область, соответствующая распределению магнитного поля внутри зоны протекания центрального тока, где $B_\phi(r) \propto r$,

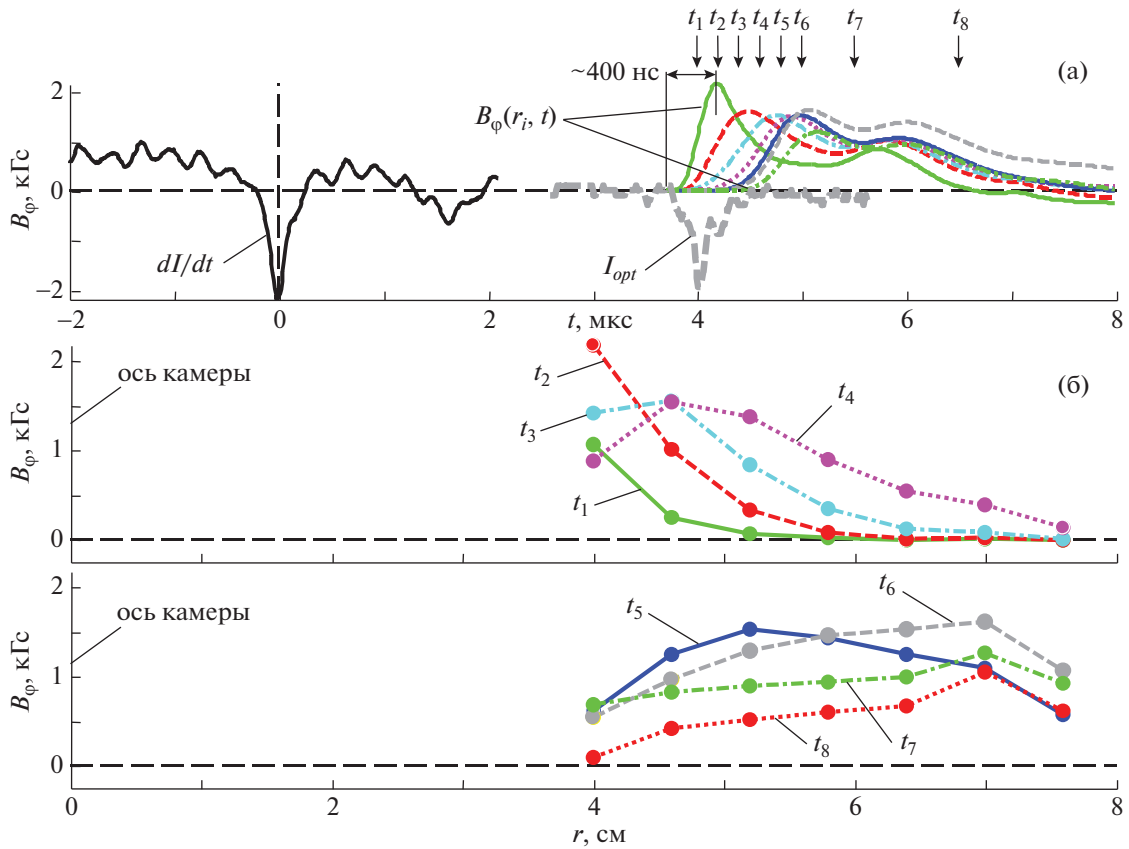


Рис. 10. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2994, импульсный напуск газа Ar, $P_{\text{клап}} = 3$ атм, задержка срабатывания клапана относительно запуска установки $\Delta t_{\text{клап}} = 5.8$ мс, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [4.0$ см; 4.6 см; 5.2 см; 5.8 см; 6.4 см; 7.0 см; 7.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

как показывает сравнение кривых $B_\varphi(r)$ на рис. 8б и 9б в моменты времени t_4 – t_8 и подобных кривых на рис. 3б в моменты времени t_6 – t_8 . Сигнал, связанный с оптическим свечением плазмы проходящего переднего ударного фронта плазменного потока, также начинает раньше регистрироваться на ~ 0.6 – 1.0 мкс, чем сигнал, связанный с магнитным полем, захваченным плазменным потоком (см. кривые I_{opt} и $B_\varphi(r_i, t)$ на рис. 8а и 9а).

Отличительной особенностью по сравнению с экспериментами при давлении 2 Торр является тот факт, что в случае меньшего давления фонового газа в дрейфовом пространстве камеры ($P_0 = 1$ Торр) высокий уровень магнитного поля ~ 1 кГс регистрируется зондом на более дальних расстояниях от оси камеры — на $r = (7.0$ – $7.6)$ см. Таким образом, при уменьшении давления фонового газа радиальный размер плазменного потока растет.

3.3. Распределение магнитного поля в осевом потоке аргоновой плазмы при импульсном напуске газа (распространение в вакууме)

Следующим логичным шагом было исследование распространения осевого плазменного потока в условиях вакуума (или отсутствия фонового газа) в дрейфовом пространстве камеры установки. Такие условия можно получать на установках типа плазменный фокус в режимах работы с импульсным напуском рабочего газа в камеру установки [31]. В этих режимах вакуумная камера сначала откачивается до давления $\sim 10^{-2}$ Торр, а затем, за несколько миллисекунд до разряда, с помощью импульсного клапана и системы сопел рабочий газ инжектируется в камеру. Поскольку ПФ разряд длится несколько микросекунд, а расширение газа в вакуум происходит с гидродинамическими скоростями, удается создать во время разряда профи-

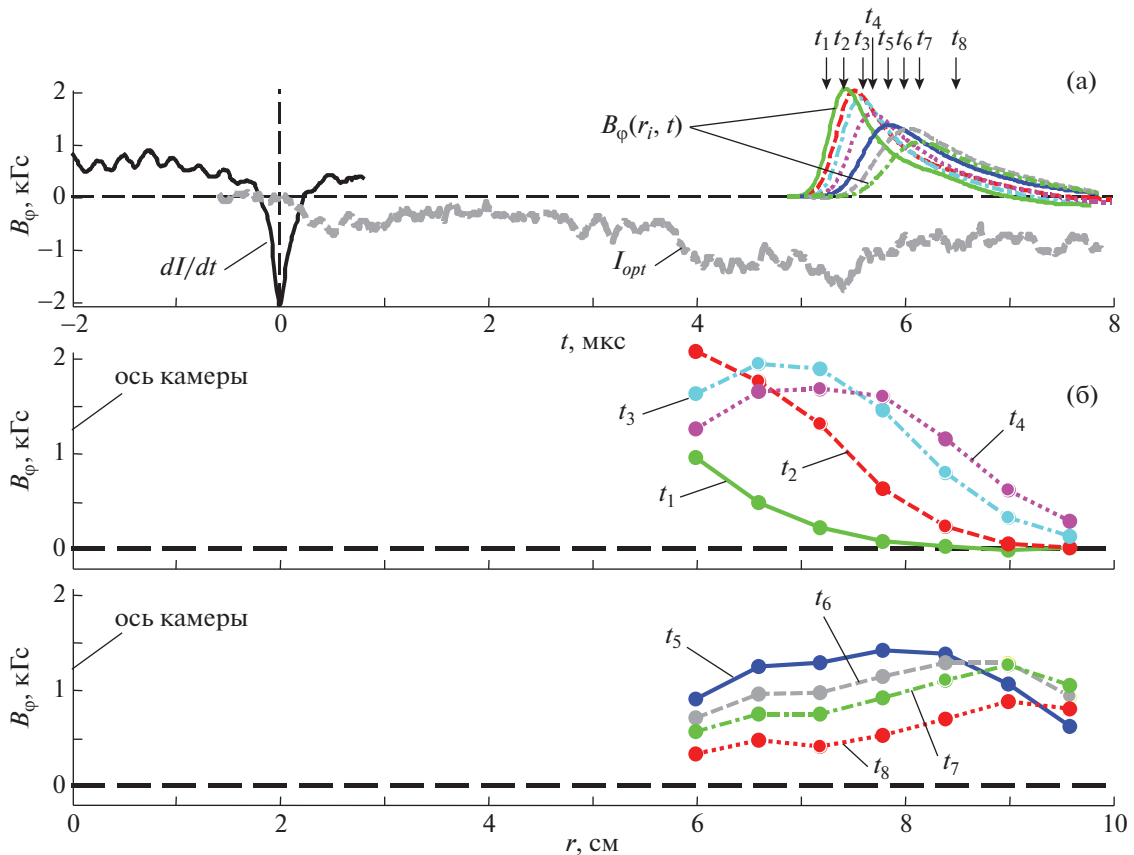


Рис. 11. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2920, импульсный напуск газа Ar, $P_{\text{клап}} = 3$ атм, задержка срабатывания клапана относительно запуска установки $\Delta t_{\text{клап}} = 5.8$ мс, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [6.0$ см; 6.6 см; 7.2 см; 7.8 см; 8.4 см; 9.0 см; 9.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

лированное газовое распределение, зависящее от ориентации сопел. В нашем случае, при ориентации сопел в область изолятора, путем подбора задержки между открытием клапана и инициированием разряда, создавалось распределение, качественно выглядящее следующим образом. В области изолятора установки и в межэлектродном промежутке устанавливается рабочее давление, необходимое для начального пробоя и нормального развития разряда (обычно около 1 Торр), а в области оси установки, где происходит распространение плазменного потока струйного осевого выброса, давление на порядок ниже (~ 0.1 Торр). Результаты экспериментов с импульсным напуском аргона представлены на рис. 10–13. Измерения магнитного поля проведены в широком диапазоне значений радиусов r расположения катушек зонда от 4 см до ~ 16 см.

Как следует из сигналов магнитных зондов и восстановленных по ним радиальных распределе-

ний магнитного поля в различные моменты времени, область локализации захваченного магнитного поля в плазменном потоке, распространяющемся в вакууме, имеет гораздо больший радиальный размер (не менее 15 см), чем радиальный размер потока аргоновой плазмы, распространяющейся в фоновом газе того же сорта при давлении 1–2 Торр.

Как показывает сравнение длительности переднего фронта кривых I_{opt} и $B_\varphi(r_i, t)$ на рис. 6а, 8а–10а, в случае импульсного напуска газа, у плазменного потока формируется более компактный и плоский передний ударный фронт, чем в случае стационарного напуска газа.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

На основе экспериментальных результатов по исследованию пространственно-временной структуры магнитного поля, представленных в данной

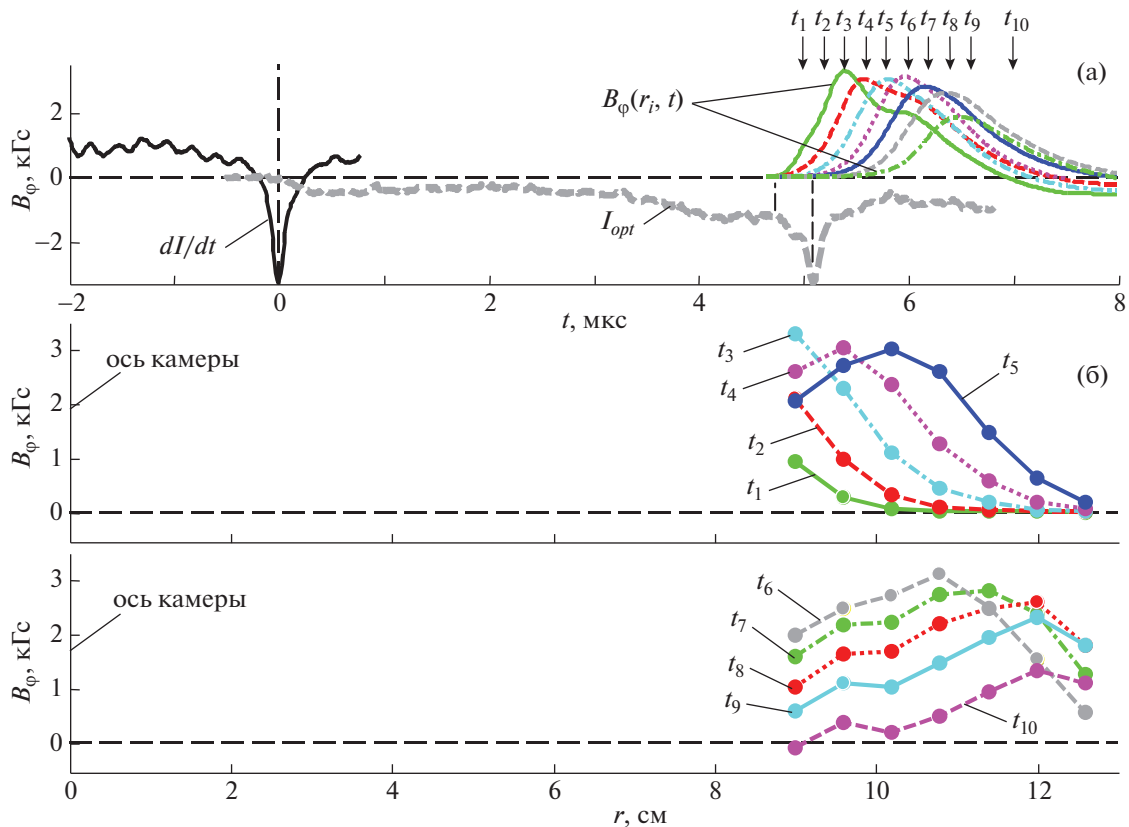


Рис. 12. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2923, импульсный напуск газа Аг, $P_{\text{клап}} = 3$ атм, задержка срабатывания клапана относительно запуска установки $\Delta t_{\text{клап}} = 5.8$ мс, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [9.0$ см; 9.6 см; 10.2 см; 10.8 см; 11.4 см; 12.0 см; 12.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

работе, можно построить структуру плазменного потока с циркулирующими внутри него токами следующим образом, как схематически показано на рис. 14. Там же показаны два положения магнитного зонда: сечение I соответствует расположению катушек зонда таким образом, что часть катушек находится в магнитном поле центрального тока вне зоны его протекания, т.е. когда $B_\varphi(r) \propto 1/r$, а другая часть катушек — вне зоны локализации магнитного поля в плазменном потоке ($B_\varphi(r) \approx 0$); сечение II соответствует случаю, когда часть катушек зонда расположены в зоне протекания центрального тока, где $B_\varphi(r) \propto r$, а другая часть в его магнитном поле $B_\varphi(r) \propto 1/r$. Таким образом, при прохождении плазменного потока через положение зонда, катушки, расположенные внутри него, в различные моменты времени могут оказаться как в зоне протекания центрального тока, так и вне этой зоны, в том числе и вне области локализации магнитного поля в плазменном потоке. Граница этой области — есть место протекания обратных

токов. Зарегистрированное с течением времени изменение формы радиального распределения магнитного поля от вида $B_\varphi(r) \propto 1/r$ к виду $B_\varphi(r) \propto r$ свидетельствует об уширении радиального размера зоны протекания центрального тока в направлении от переднего к заднему фронту потока, как показано на рис. 14 серым цветом. Малый уровень магнитных полей, зарегистрированных на периферии плазменного потока, в области протекания обратного тока, не позволил надежно исследовать азимутальную неоднородность растекания тока в этой области. Однако характер временных зависимостей $B_\varphi(r_i, t)$, а именно падение уровня магнитного поля до нуля и изменение его знака во время прохождения заднего края плазменного потока, свидетельствует о неоднородности протекания тока в этой области. Можно предположить, что такая же картина неоднородного протекания тока имеет место быть и на переднем фронте потока.

Исходя из результатов проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

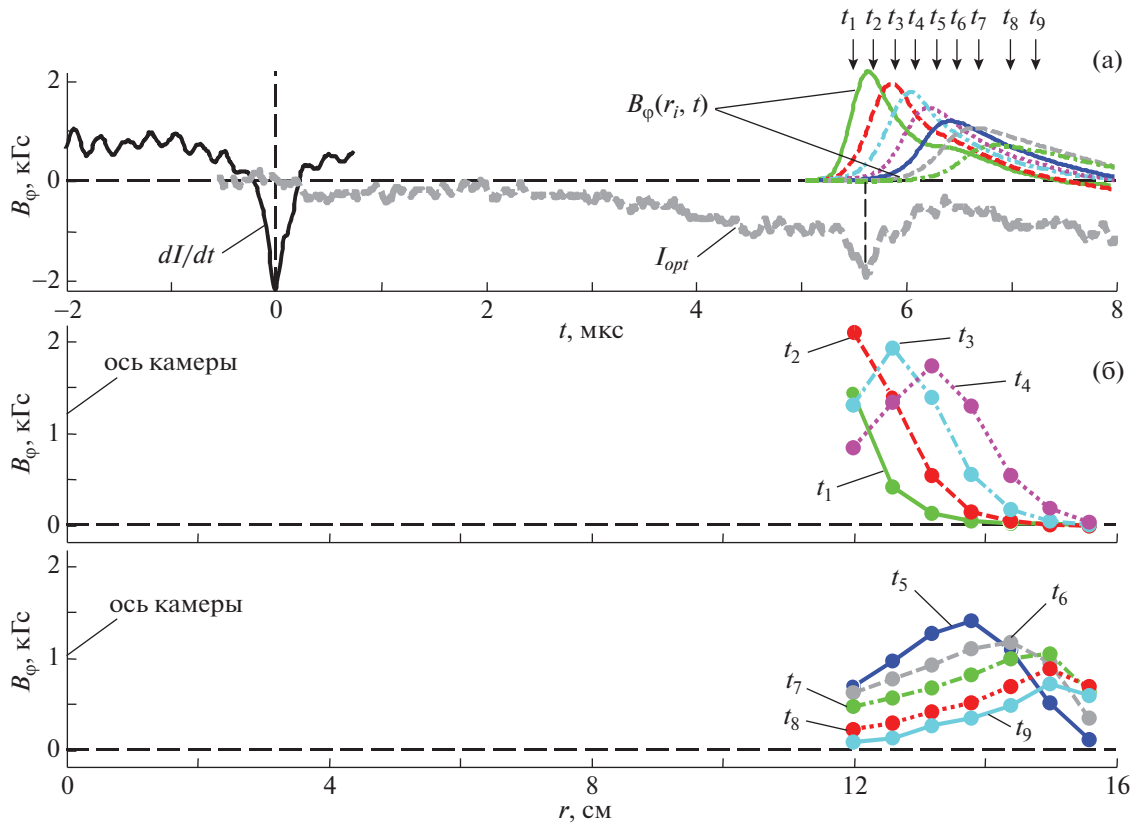


Рис. 13. Результаты измерений азимутальных магнитных полей и оптического свечения плазмы в плазменной струе на высоте $z_p = 35$ см от поверхности анода (импульс № 2924, импульсный напуск газа Ar, $P_{\text{клап}} = 3$ атм, задержка срабатывания клапана относительно запуска установки $\Delta t_{\text{клап}} = 5.8$ мс, $U_0 = 18$ кВ, $W_0 = 230$ кДж): а) временные зависимости: dI/dt — производной полного тока (вблизи момента особенности, в отн. ед.); $B_\varphi(r_i, t)$ — индукции азимутального магнитного поля, измеренной магнитным зондом на радиусах $r_i \in [12.0$ см; 12.6 см; 13.2 см; 13.8 см; 14.4 см; 15.0 см; 15.6 см]; I_{opt} — оптического свечения плазмы (в отн. ед.) в приосевой области центрального сечения пролетной камеры, измеренного оптическим каналом зонда; б) радиальные распределения магнитного поля в различные моменты времени, указанные стрелками на панели (а).

1. Исследована пространственно-временная структура магнитного поля, захваченного осевым плазменным потоком в различных режимах напуска рабочего газа в камеру установки плазменный фокус. Получены радиальные профили азимутального магнитного поля и исследовано их изменение во времени.

2. Измерение магнитного поля дает информацию о размерах области локализации захваченного магнитного потока плазмой. Это позволило выяснить влияние окружающей среды (фонового газа) в дрейфовом пространстве на поперечный (радиальный) размер плазменного потока.

3. По совокупности экспериментов при стационарном напуске газа Ar при начальном давлении $P_0 = 2$ Торр следует, что в диапазоне радиусов $r \in [4; 7.6]$ см магнитные зонды регистрируют нулевой уровень магнитного поля, а в диапазоне радиусов $r \in [3; 6.6]$ см — очень малый уровень магнитного поля не более 200 Гс, что сравнимо с погрешностью измерений. Это означает, что в данном

случае радиальный размер плазменного потока, где локализован захваченный плазмой магнитный поток, был не более 6–7 см. При уменьшении давления фонового газа в дрейфовом пространстве камеры установки до 1 Торр увеличивается радиальный размер плазменного потока до $r = 7–8$ см.

4. В случае импульсного напуска аргона уверенно регистрируются сигналы с магнитных зондов вплоть до радиуса $r \approx 16$ см. В этом случае плазменный поток имеет существенно больший радиальный размер, чем радиальный размер потока аргоновой плазмы, распространяющейся в фоновом газе того же сорта дрейфового пространства при стационарном давлении 1–2 Торр, что может быть обусловлено низким давлением фонового газа.

5. По совокупности экспериментов со стационарным напуском водорода при начальном давлении $P_0 = 8$ Торр следует, что в серии с водородом в области радиусов $r \in (13$ см; 17 см) зонды регистрировали уровень магнитного поля, практически равный нулю. Это означает, что радиальный размер

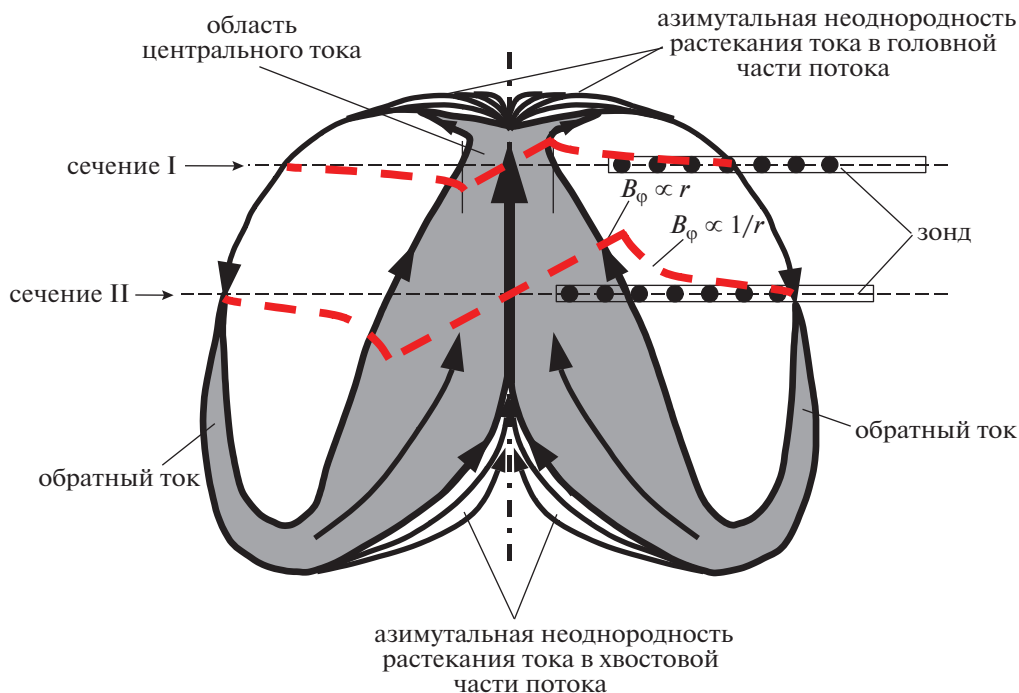


Рис. 14. Структура осевого плазменного потока. Показаны: стрелками — схема циркуляции токов; пунктирными линиями — радиальное распределение азимутального магнитного поля в плазменном потоке $B_\varphi(r)$ в его центральной части и на периферии; два положения магнитного зонда в позициях I и II.

плазменного потока в данном случае был не более 13 см. Следует заметить, что в случае распространения потока плазмы водорода его радиальный размер оказывается существенно большим, чем радиальный размер потока плазмы аргона при стационарном заполнении камеры установки рабочим газом. Скорее всего, малый радиальный размер в случае аргона связан с повышенными потерями внутренней энергии плазмы в энергию излучения.

6. Зарегистрированное смещение оси центрального тока относительно оси камеры установки в области радиусов $r \in (-2.0; +2.0)$ см может быть следствием как смещения тела плазменного потока как целого, так и вращения плазмы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект 17-52-40008 Абх_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, and W. M. Wood-Vasey, *Astrophys. J.* **518**, 821 (1999).
2. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen, and L. J. Suter, *Phys. Plasmas* **11**, 339 (2004).
3. D. D. Ryutov, M. S. Derzon, and M. K. Matzen, *Rev. Modern Phys.* **72**, 167 (2000).
4. D. D. Ryutov and B. A. Remington, *Plasma Phys. Contr. Fus.* **44**, B407 (2002).
5. B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov, *Rev. Modern Phys.* **78**, 75 (2006).
6. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Astrophys. Space Sci. Lib.* **186**, 369 (1993).
7. В. С. Бескин, *Успехи физ. наук* **180**, 1241 (2010).
8. S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **361**, 97 (2005).
9. F. Suzuki-Vidal, S. V. Lebedev, A. Ciardi, L. A. Pickworth, *et al.*, *Astrophys. J.* **815**, 96 (2015).
10. S. C. Bott-Suzuki, L. S. Caballero Bendixsen, S. W. Cordaro, I. C. Blesener, *et al.*, *Phys. Plasmas* **22**, 052710 (2015).
11. T. Byvank, J. T. Banasek, W. M. Potter, J. B. Greenly, C. E. Seyler, and B. R. Kusse, *Phys. Plasmas* **24**, 122701 (2017).
12. V. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, *et al.*, *Science* **346**, 325 (2014).
13. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загребев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Моисеенко, О. Д. Торопина, *Астрон. журн.* **95**, 171 (2018).
14. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, and B. V. Zagreev, *Internat. J. Modern Phys. D* **27**, 1844002 (2018).
15. V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, *et al.*, 42nd EPS Conf. on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 2015, 39E, P4.401 (<http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>).
16. В. С. Бескин, Я. Н. Истомин, А. М. Киселев, В. И. Крауз и др., *Известия ВУЗ: Радиофизика.* **59**, 1004 (2016).

17. V. I. Krauz, V. V. Myalton, V. P. Vinogradov, E. P. Velikhov, *et al.*, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series **907**, 012026 (2017).
18. V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov, *Internat. J. Modern Phys. D* **27**, 1844009 (2018).
19. С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мьялтон, А. М. Харрасов, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **40** (1), 21 (2017).
20. С. Н. Полухин, А. М. Джаманкулов, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин, *Физика плазмы* **42**, 1080 (2016).
21. S. A. Dan'ko, S. S. Ananyev, Yu. G. Kalinin, V. I. Krauz, and V. V. Myalton, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 045003 (2017).
22. E. Skladnik-Sadowska, S. A. Dan'ko, R. Kwiatkowski, M. J. Sadowski, *et al.*, *Phys. Plasmas* **23**, 122902 (2016).
23. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мьялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, *Журн. эксп. теор. физ.* **146**, 1035 (2014).
24. I. Kalashnikov, P. Chardonnet, V. Chechetkin, A. Dodin, and V. Krauz, *Physics of Plasmas* **25**, 062901 (2018).
25. B. Reipurth, *Nature* **340**, 42 (1989).
26. L. Hartmann, *Nature* **340**, 432 (1989).
27. J.-F. Donati and J. D. Landstreet, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **47**, 333 (2009).
28. А. В. Додин, С. А. Ламзин, Г. А. Чунтонов, *Письма в Астрон. журн.* **38**, 194 (2012).
29. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, Е. В. Грабовский, В. В. Мьялтон, М. Падух, А. Н. Грицук, ПТЭ, № 2, 78 (2018).
30. Е. А. Андреещев, Д. А. Войтенко, В. И. Крауз, А. И. Марколия, Ю. В. Матвеев, Н. Г. Решетняк, Э. Ю. Хаутиев, *Физика плазмы* **33**, 247 (2007).
31. Д. А. Войтенко, С. С. Ананьев, Г. И. Астапенко, А. Д. Басилая и др., *Физика плазмы* **43**, 967 (2017).
32. К. Н. Митрофанов, С. С. Ананьев, Д. А. Войтенко, В. И. Крауз, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, В. В. Мьялтон, *Астрон. журн.* **94**, 762 (2017).
33. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мьялтон, В. П. Виноградов, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова, *Астрон. журн.* **94**, 152 (2017).
34. В. И. Крауз, Д. А. Войтенко, К. Н. Митрофанов, В. В. Мьялтон, Р. М. Аршба, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. **38** (2), 19 (2015).