

УДК 533.95

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ И ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ФОНОВОЙ ПЛАЗМЕ В УСТАНОВКАХ ТИПА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС» С РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ РАЗРЯДНОЙ СИСТЕМЫ

*В.И. Крауз¹, Д.А. Войтенко², К.Н. Митрофанов³, В.В. Мялтон¹, Р.М. Аршба²,
Г.И. Астапенко², А.И. Марколия², А.П. Тимошенко²*

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА (СФТИ), Сухум, Республика Абхазия

³ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия

Плазменные потоки, генерируемые в плазмодифузном разряде, находят всё более широкое применение в различных практических приложениях — от модификации материалов до моделирования астрофизических джетов. Основной целью данной работы являлось проведение сравнительного анализа параметров плазменных потоков и их распространения в фоновой плазме в зависимости от геометрии разрядной системы. Эксперименты выполнены на двух крупнейших в мире плазмодифузных установках: ПФ-3 (НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия) и КПФ-4 «Феникс» (ГНПО «СФТИ», Сухум, Республика Абхазия). Проведены исследования распространения плазменного потока на значительные расстояния (~100 см) в различных газах. Показано что, независимо от конфигурации разрядной системы, скорость потока слабо зависит от вида используемого газа. Проанализировано торможение сгустков по мере распространения в дрейфовом пространстве, обусловленное взаимодействием с фоновой плазмой. С помощью многокомпонентных магнитных зондов исследовано распределение захваченного магнитного поля. Немонотонность сигналов магнитного поля, а в некоторых случаях и их знакопеременный характер свидетельствуют о сложной структуре плазменного потока, состоящего из нескольких плазменных образований (плазменных сгустков) с захваченным магнитным полем.

Ключевые слова: плазменный фокус, плазменный поток, динамика плазмы, диагностика плазмы, лабораторное моделирование астрофизических джетов.

STUDY OF PARAMETERS OF PLASMA FLOWS AND THEIR PROPAGATION IN A BACKGROUND PLASMA IN THE «PLASMA FOCUS» TYPE FACILITIES WITH DIFFERENT CONFIGURATION OF THE DISCHARGE SYSTEM

*V.I. Krauz¹, D.A. Vojtenko², K.N. Mitrofanov³, V.V. Myalton¹, R.M. Arshba²,
G.I. Astapenko², A.I. Markoliia², A.P. Timoshenko²*

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²SUE «The Sukhum Physical-Technical Institute» (SFTI), Sukhum, Republic of Abkhazia

³Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, Russia

The plasma flows generated in the plasma focus discharge are widely used in various practical applications — from materials modification to simulations of astrophysical jets. The main objective of this work was the comparative analysis of the plasma flows parameters and their propagation in background plasma, depending on the geometry of the discharge system. The experiments were performed on two the world's largest plasma focus facilities: PF-3 (NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia) and KPF-4 «Phoenix» (SUE «SFTI», Sukhum, Republic of Abkhazia). The studies of the plasma flows propagation to a considerable distance (~100 cm) in different gases were done. It is shown that, regardless of the discharge system configuration, flow velocity weakly depends on the type of the gas used. The deceleration of the jets at their propagation in the drift space due to the interaction with the background plasma was analyzed. The distribution of the captured magnetic field was investigated using multicomponent magnetic probes. The non-monotony of magnetic field signals and, in some cases, their sign-variable character shows the complex structure of the plasma flow, consisting of several plasma formations with the captured magnetic field.

Key words: plasma focus, plasma flows, plasma dynamics, plasma diagnostics, laboratory simulation of astrophysical jets.

ВВЕДЕНИЕ

Плазменные потоки, генерируемые в различных плазменных устройствах, находят всё более широкое применение в различных областях науки и техники. Одним из таких устройств является «плазменный фокус» [1]. Плазменные потоки на установках этого типа были обнаружены ещё на ранних этапах исследований [2]. Однако в связи с первоначальной термоядерной ориентацией исследований изучению этого явления уделялось явно недостаточное внимание. Несмотря на то, что сейчас активно растёт практическое применение этих потоков, в частности, в области материаловедения [3—8], их параметры и, главное, механизмы генерации изучены недостаточно, что затрудняет их оптимизацию.

Недавно в НИЦ «Курчатовский институт» начат новый цикл исследований [9—11], направленных на решение проблемы лабораторного моделирования астрофизических джетов. Одним из ключевых вопросов в исследованиях астрофизических джетов является вопрос о механизмах коллимации джетов и их устойчивости, обеспечивающих их распространение в космическом пространстве на расстояния, значительно превышающие их поперечные размеры. Для моделирования процессов распространения джетов в фоновой плазме была проведена модификация установки плазменный фокус ПФ-3: установка снабжена пролётной диагностической камерой, позволяющей исследовать процессы распространения плазменных потоков на расстояние ~ 100 см от места генерации.

Ключевыми отличительными признаками ПФ-разряда являются нецилиндрическое схождение токонесущей плазменной оболочки (ТПО) к оси и, соответственно, нецилиндричность формирования пинча (одним из первых названий ПФ-систем было «нецилиндрический Z-пинч», и поныне используемое для характеристики ПФ-систем с модификацией электродов, предложенной в конце 1950-х годов Н.В. Филипповым). Ранее было показано, что путём изменения профиля сходящейся ТПО на установках типа Филиппова можно получить различные режимы работы с точки зрения эмиссионных характеристик [12]. При этом режим разряда определяется двумя основными факторами — формой и размерами внутреннего электрода (анода) и формой и массовым составом ТПО.

Как известно, существуют две основные модификации установок типа «плазменный фокус» — тип Филиппова [13] и тип Мейзера [14]. Основное их отличие заключается именно в конструктивном исполнении электродов разрядной системы. Принята следующая классификация типов установок в соответствии с соотношением длины (L) и диаметра (D) центрального электрода — анода: $L/D > 1$ для установок мейзеровского типа и $L/D \leq 1$ для установок типа Филиппова. Конструкция анода, техническая реализация его отдельных участков обеспечивают устойчивость и симметрию радиальной кумуляции и, главное, позволяют управлять влиянием приэлектродных процессов на динамику и форму ТПО. Именно форма ТПО в значительной степени определяет условия вытекания плазмы из области кумуляции, что, в свою очередь, влияет на степень сжатия плазмы, развитие микротурбулентности, генерацию высокоэнергичных пучков заряженных частиц (электронов и ионов), генерацию рентгеновского излучения (РИ) и нейтронов и, естественно, собственно самих плазменных потоков. В связи с этим представляет интерес исследовать процессы генерации плазменных потоков в различных конфигурациях электродной системы.

Для решения этой проблемы нами были предприняты исследования некоторых основных параметров плазменных потоков, таких, как скорость потока, величина и направление вектора магнитной индукции, на установке ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» (тип Филиппова) [15] и на установке КПФ-4 в ГНПО СФТИ, Сухум, Республика Абхазия (тип Мейзера) [16—17].

Основной целью данной работы являлось проведение сравнительного анализа параметров плазменных потоков и их распространения в фоновой плазме в зависимости от геометрии разрядной системы.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОСНОВНЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Установки ПФ-3 и КПФ-4 являются одними из крупнейших в мире действующих установок типа «плазменный фокус», позволяющих проводить эксперименты при энергии разряда в несколько сот кДж при разрядном токе 2—3 МА.

Установка ПФ-3. Как уже отмечалось, установка ПФ-3 — это установка с геометрией электродов типа Филиппова (рис. 1). В качестве основного изолятора используется ситалловый изолятор диаметром

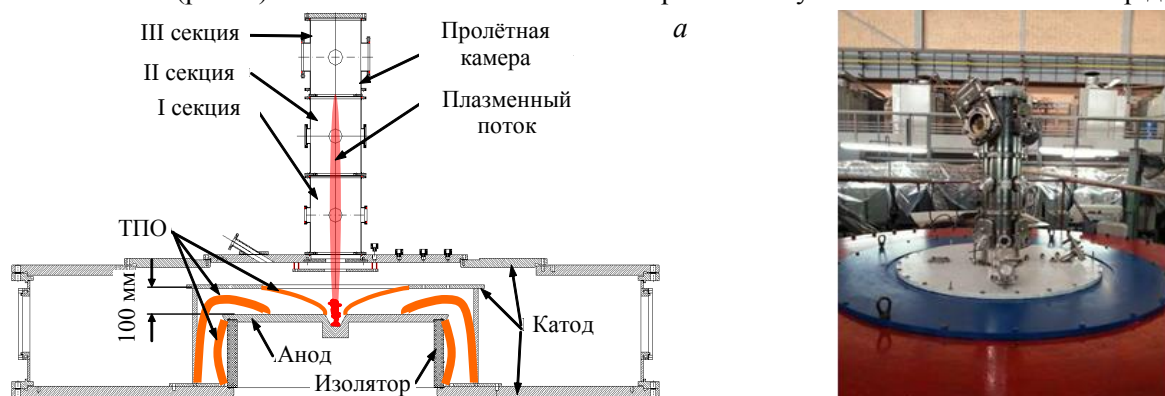


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию плазменных потоков на установке ПФ-3 (а) и фотография пролётной камеры с диагностическими портами (б)

90 см и высотой 25 см. Анод представляет собой медный диск диаметром 92 см и толщиной 2,5 см. В центральной части анода имеется сменная вставка, позволяющая значительно увеличить ресурс анода, а также управлять профилем сжимающейся оболочки путём изменения формы этой вставки. Катодом служит вакуумный корпус, изготовленный из углеродистой стали, диаметром 260 см и высотой 45 см. Для управления формой плазменной оболочки внутри камеры установлен дополнительный катод в виде штыревого обратного токопровода («беличье колесо») с верхним фланцем. Расстояние от плоскости анода до верхнего фланца обратного токопровода 10 см. Полная ёмкость батареи $C = 9,2$ мФ. Максимальное напряжение 25 кВ, полная номинальная энергия 2,8 МДж. При существующей геометрии разрядной камеры, определяемой размером изолятора, установка работает в режимах, оптимизированных на получение высокой степени сжатия плазмы при $U_0 = 8\text{—}14$ кВ, $I_{\max} = 2\text{—}3$ МА. Характерное время нарастания тока до максимального значения ~ 10 мкс.

Для исследования распространения потоков в окружающей фоновой плазме и изучения характера изменения их основных параметров установлена диагностическая пролётная камера, состоящая из трёх секций длиной 30 см и диаметром 21 см. В каждой секции пролётной камеры имеется набор диагностических патрубков, расположенных равномерно по диаметру в центральной плоскости. При этом центр областей наблюдения располагается на расстояниях 35, 65 и 95 см относительно плоскости анода. Таким образом, с учётом штатных диагностических окон разрядной камеры установки обеспечивается возможность исследования параметров плазменного потока на расстоянии до 100 см от плоскости анода, в районе которой находится область генерации потока.

Установка КПФ-4 «Феникс». Установка КПФ-4 «Феникс» ($W_{\max} = 1,8$ МДж, $U_{\max} = 50$ кВ) — установка мейзеровского типа. Основные параметры установки подробно описаны в работе [16]. Электродная система состоит из двух коаксиальных электродов — медного цилиндрического анода диаметром 18,2 см и длиной рабочей части с изолятором 32,6 см, а также внешнего катодного электрода типа «белочье колесо», состоящего из 36 10-мм латунных штырей, расположенных на диаметре 30 см. Изолятор установки изготовлен из оксида алюминия (алунд). Наружный диаметр изолятора такой же, как у анодного электрода, рабочая длина до 10 см. Разрядная камера установки и электродная система в разрезе представлены на рис. 2.

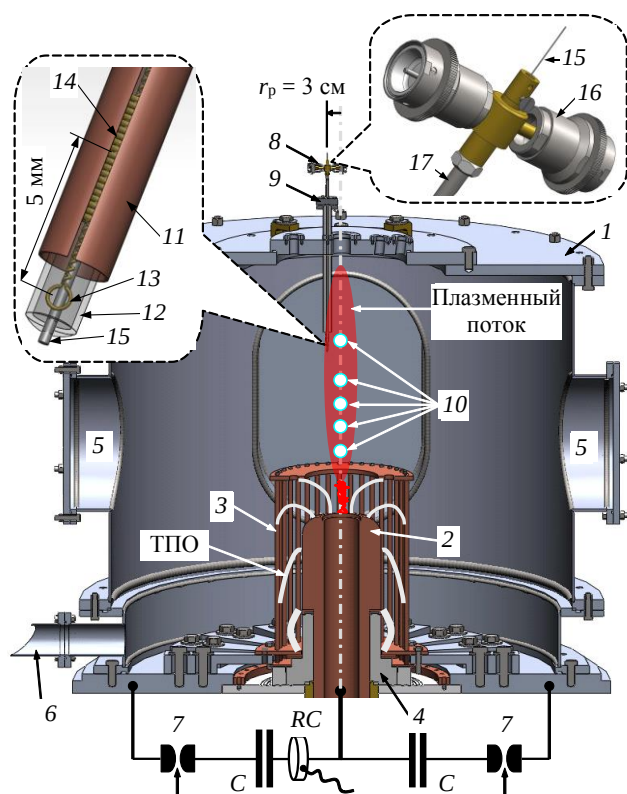


Рис. 2. Схема эксперимента на установке КПФ-4 «Феникс» (показано диаметрально сечение): 1 — вакуумная камера; 2 — анод; 3 — катод; 4 — изолятор; 5 — диагностические окна; 6 — патрубок вакуумной откачки; 7 — разрядники; С — ёмкости батареи установки; RC — пояс Роговского; 8 — магнитный зонд; 9 — вакуумный ввод для магнитного зонда, электрически изолированный от камеры установки (керамическая трубка диаметром 20 мм); 10 — коллиматоры оптических зондов, расположенных на высоте 16, 22, 28, 34 и 44 см над поверхностью анодного электрода. Во врезках на рисунке показаны основные конструктивные особенности магнитного зонда: 11 — медная трубка-экран диаметром 2,5 мм с щелью в аксиальном направлении шириной ~0,1 мм; 12 — полиэтиленовая трубка диаметром 2 мм; 13 — петля диаметром ~0,9 мм для измерения B_ϕ азимутального компонента магнитного поля; 14 — многовитковая катушка диаметром ~0,9 мм, состоящая из 10—20 витков, для измерения B_z аксиального компонента магнитного поля; 15 — оптическое волокно диаметром 0,38 мм для измерения оптического излучения плазмы; 16 — высокочастотные разъёмы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей; 17 — трубка из нержавеющей стали диаметром 6 мм

На установке КДФ-4 пролётной камерой служит непосредственно вакуумный корпус установки, на боковых фланцах которого устанавливается диагностическое оборудование (магнитные зонды, оптиче-

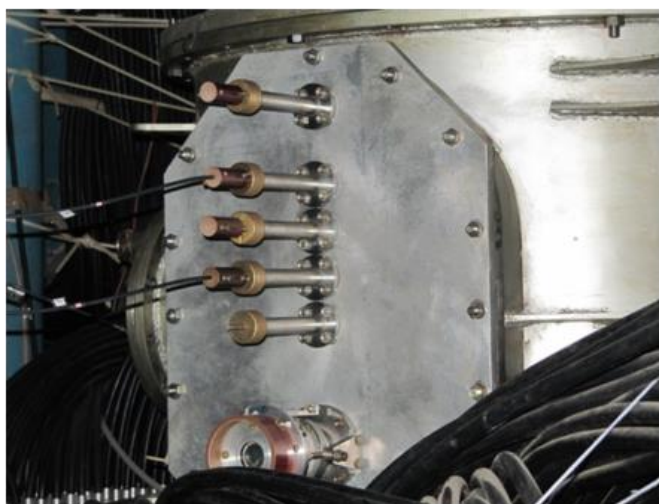


Рис. 3. Сборка световых коллиматоров на экспериментальном стенде КФФ-4

ские коллиматоры). Оптические коллиматоры устанавливаются на расстоянии 16, 22, 28, 34 и 44 см (рис. 3). Положение коллиматора на расстоянии 34 см обеспечивает возможность непосредственного сравнения с параметрами потока, достигаемыми на установке ПФ-3 для опорной точки наблюдения на расстоянии 35 см.

Экспериментальные условия. Для обеспечения возможности проведения сравнительного анализа результатов, полученных на двух установках, были выбраны режимы разрядов с близкими начальными условиями. Параметры наших установок предоставляют достаточно уникальную для ПФ-систем возможность проведения экспериментов с энерговкладом в разряд в несколько сотен килоджоулей. Однако необходимо отме-

тить, что полностью идентичных начальных условий достичь невозможно, поскольку необходимым требованием является обеспечение качественного сжатия токовой оболочки на оси (пинчевания), что сопровождается появлением острого пика на производной разрядного тока. Из-за различий в конфигурациях разрядных систем и параметров источника питания и обусловленных этим различиях в протекании отдельных стадий разряда оптимальные условия (энергетика, давление) для каждой установки находятся в достаточно узких пределах. В качестве рабочих газов нами были выбраны водород и аргон. Поиск оптимальных условий для разрядов в этих газах привёл нас к следующим параметрам эксперимента:

— установка ПФ-3: зарядное напряжение 9 кВ, энергия источника питания 360 кДж, давление водорода 3 торр, давление аргона 2 торр;

— установка КФФ-4: зарядное напряжение 20 кВ, энергия источника питания 290 кДж, давление водорода 6 торр, давление аргона 1—2 торр.

При этих условиях величина разрядного тока в момент пинчевания для обеих установок составляет ~1,5 МА, что позволяет нам проводить сравнение полученных результатов.

Магнитные зонды. Для измерения параметров захваченных плазменными потоками магнитных полей использовалась магнитозондовая методика, разработанная для условий плазмофокусного разряда [17—23]. Конструкции магнитных зондов, адаптированных для измерений магнитных полей в плазменных потоках на установке ПФ-3, подробно описаны в работе [11]. Для измерения полей в плазменных потоках на установке КФФ-4 использовались двухкомпонентные магнитные зонды, предназначенные для регистрации аксиального (вдоль оси разрядной системы) и азимутального компонентов магнитного поля. Чувствительность зондов к азимутальному компоненту магнитного поля составляла $\sim 1 \cdot 10^{-10}$ В/(Гс/с), к аксиальному компоненту магнитного поля — $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ В/(Гс/с). На врезке к рис. 2 показано внутреннее устройство чувствительного элемента (сенсора) зонда, адаптированное под конкретную экспериментальную задачу, в данном случае для измерения азимутального B_ϕ - и аксиального B_z -компонентов магнитного поля в данной точке пространства с дополнительным каналом для регистрации оптического излучения плазменной струи на ФЭУ СНФТ-3. Применение экрана в виде медной трубки с щелью шириной $\sim 0,1$ мм в аксиальном направлении позволяло надёжно выделять B_z -компонент магнитного поля на фоне B_ϕ -компонента с точностью не хуже 3%. Такой зонд вводился в вакуумный объём камеры установки через специальный ввод на расстояние 3 см относительно оси камеры. Высота расположения чувствительного элемента зонда относительно торца анода могла варьироваться и в этой серии экспериментов составляла 16, 35 и 44 см. Следует отметить, что магнитные зонды калибровались как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов была не хуже 15—20%. Сигнал с зонда был пропорционален производной индукции магнитного поля. Для получения временной зависимости индукции магнитного поля сигнал с зонда численно интегрировался с учётом полученных калибровочных коэффициентов. Сигналы с зонда регистрировались на одном осциллографе и были синхронизова-

ны с производной полного тока, регистрируемой дифференцирующим поясом Роговского. Последующее интегрирование сигнала с пояса Роговского с учётом коэффициента калибровки (0,36 МА/В) позволяло получить временную зависимость полного разрядного тока.

Световые коллиматоры. Используемые в экспериментах световые коллиматоры собирают световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подаётся на фотокатод ФЭУ. Коллимирование позволяет регистрировать световое излучение из относительно небольшого плазменного объёма (диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролётной камеры). Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения. Использование такого коллиматора позволяет проводить измерение средней скорости на пролётной базе от места генерации до точки наблюдения. Погрешность таких измерений определяется неопределённостью в моменте и месте генерации отдельных фракций плазменного потока. В наших расчётах в качестве места генерации принимается анодная плоскость, в качестве момента генерации — пик на производной тока. При этом погрешность в определении места генерации не превышает нескольких см (высота пинча), в моменте генерации — 100 нс (типичная длительность процесса пинчевания). В условиях большой пролётной базы для точек наблюдения (от 35 до 95 см) и большого времени пролёта даже до ближайшей точки наблюдения в пролётной камере (несколько микросекунд) погрешность определения средней скорости не будет превышать нескольких процентов.

Для измерения мгновенной скорости в точке наблюдения используется двойной световой зонд (рис. 4). Такой коллиматор состоит из двух трубок длиной 38 см, диаметром 1,1 см. Расстояние между осями трубок 1,6 см. На входе и выходе каждой трубки установлены коллимирующие диафрагмы диаметром 2 мм. Внутри трубок находятся по три дополнительные диафрагмы диаметром 4 мм, предназначенные для уменьшения влияния отражённого от стенок трубок света. Телесный угол каждого канала зонда таков, что в центре камеры наблюдается область диаметром ~3 мм. Выходящий свет с помощью двух пластмассовых световодов длиной ~15 м поступает на вход двух ФЭУ-30. Поскольку центры каналов разнесены на 1,6 см, по временной сдвигке между появлением сигналов с каждого канала можно достаточно точно измерить скорость на этом участке.

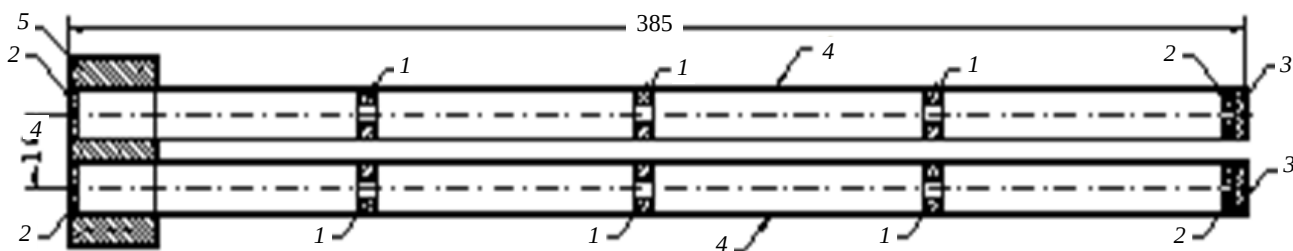


Рис. 4. Конструкция двойного светового зонда: 1 — антибликовые диафрагмы; 2 — коллимирующие диафрагмы; 3 — уплотняющее выходное окно (стекло); 4 — трубки-коллиматоры; 5 — входное устройство

Аналогичные световые коллиматоры с некоторыми конструктивными отличиями использовались и для экспериментов на установке КПФ-4. Длина коллиматора 24 см, материал — трубка из нержавеющей стали, диаметр внутренний 4, внешний 6 мм, диаметр входного и выходного отверстия 0,5 мм. Дополнительные диафрагмы и спиральные дистанцирующие вставки (нихром 0,4 мм с шагом 2—3 мм) внутри коллиматора служат для подавления бликов. Коллиматоры размещаются внутри направляющих, установленных на боковом фланце разрядной камеры (см. рис. 3).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения магнитных полей в плазменном потоке. Методика и основные результаты измерений магнитных полей на установке ПФ-3 изложены в работе [11]. Поэтому в настоящей статье мы более подробно остановимся на результатах измерений на установке КПФ-4, дополнив эти результаты лишь не-

которыми новыми данными с установки ПФ-3 по исследованию зависимости величины магнитного поля от сорта рабочего газа.

На рис. 5 представлены результаты экспериментов по измерению двух компонентов магнитного поля в плазменном потоке на установке КПФ-4 при разряде в рабочем газе водороде при начальном давлении в камере установки $P_0 = 6,0$ торр, зарядке батареи до 20 кВ и её общем энергосодержании $W_0 = 290$ кДж. Измерения проводились на различных расстояниях от торца анода (области пинчевания ТПО) — 16 см (см. рис. 5, а), 35 см (см. рис. 5, б, в) и 44 см (см. рис. 5, г) на радиусе 3 см от оси камеры, как показано на рис. 2. В данной схеме эксперимента было возможно введение лишь одного

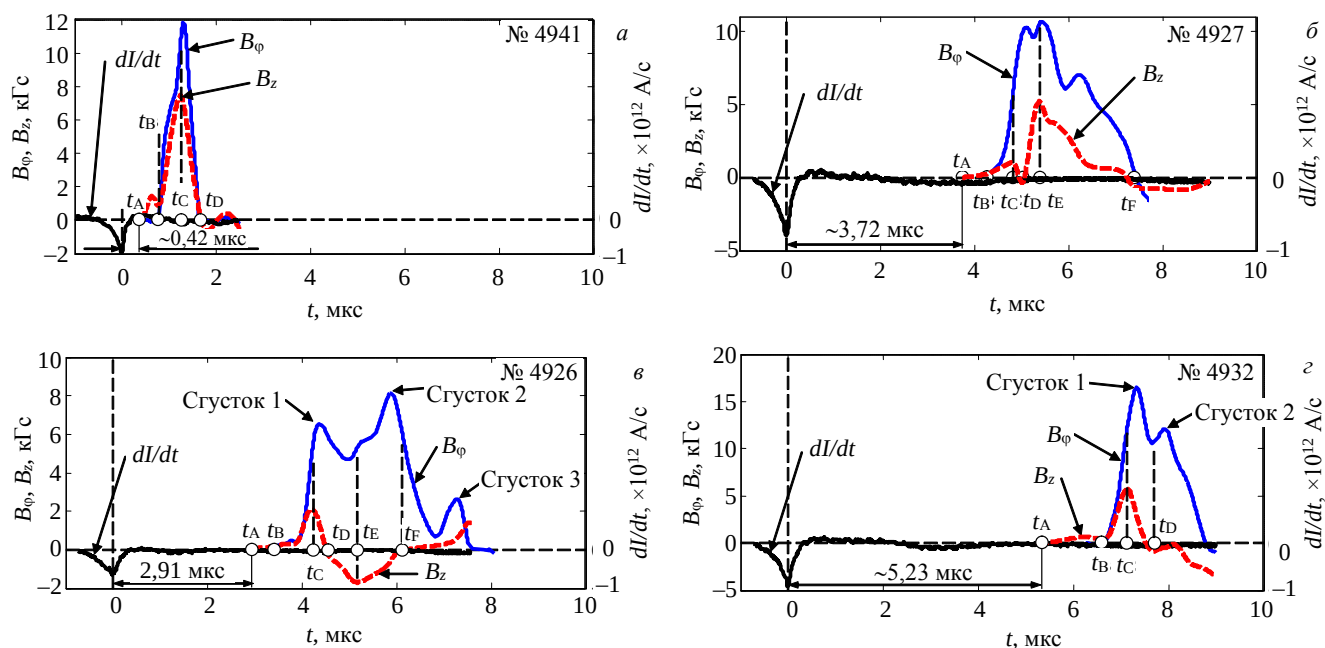


Рис. 5. Результаты измерений магнитных полей в плазменной струе (газ H_2 , $P_0 = 6,0$ торр, $U_0 = 20$ кВ, $W_0 = 290$ кДж), временные зависимости: dI/dt — производной полного тока; B_ϕ , B_z — индукции азимутального и аксиального компонентов магнитного поля, измеренные магнитным зондом на радиусе $r_p = 3$ см и на высоте 16 (а), 35 (б, в) и 44 см (г) от поверхности анодного электрода установки

зонда на определённое расстояние от плоскости анода, поэтому приведённые результаты были получены в различных разрядах, выполненных при идентичных начальных условиях. На указанных рисунках приведены временные зависимости индукции азимутального B_ϕ - и аксиального B_z -компонентов магнитного поля в точке расположения чувствительного элемента зонда, а также показан момент особенности (момент времени «0») на кривой производной полного разрядного тока dI/dt . Момент особенности на производной полного тока соответствует моменту образования пинча при сжатии ТПО на ось. В предположении, что этот момент, с допустимой степенью погрешности, совпадает с началом генерации плазменного потока, по временной задержке появления сигнала магнитного зонда определена средняя скорость движения плазменного потока с магнитным полем вдоль оси установки при прохождении различных расстояний. Как следует из рис. 5, значение средней скорости аксиального движения плазменной струи уменьшается от $\sim 4 \cdot 10^7$ до $\sim 8,5 \cdot 10^6$ см/с при прохождении расстояний от 16 до 44 см. Таким образом, происходит торможение плазменной струи при её движении вдоль оси установки.

Характер временных зависимостей B_ϕ - и B_z -компонентов магнитного поля связан с конфигурацией циркулирующих токов I_z и I_ϕ соответственно внутри плазменного потока. Проанализируем данные кривые. Для этого на рис. 5 показаны некоторые характерные моменты времени — t_A , t_B , t_C , t_D , t_E и t_F . Ранее в экспериментах на установке ПФ-3 было показано [10], что плазменный поток вдоль оси имеет структуру, состоящую из нескольких плазменных сгустков, следующих друг за дру-

гом. Качественная картина структуры плазменной струи с захваченным магнитным полем, состоящей из одного или двух сгустков, показана на рис. 6. На этом же рисунке показаны направления циркуляции токов, генерирующих азимутальный и аксиальный компоненты магнитного поля, а также показано аксиальное распределение B_z -поля вдоль оси двух плазменных сгустков для лучшего понимания характера зарегистрированных кривых B_z на рис. 5, $a—z$.

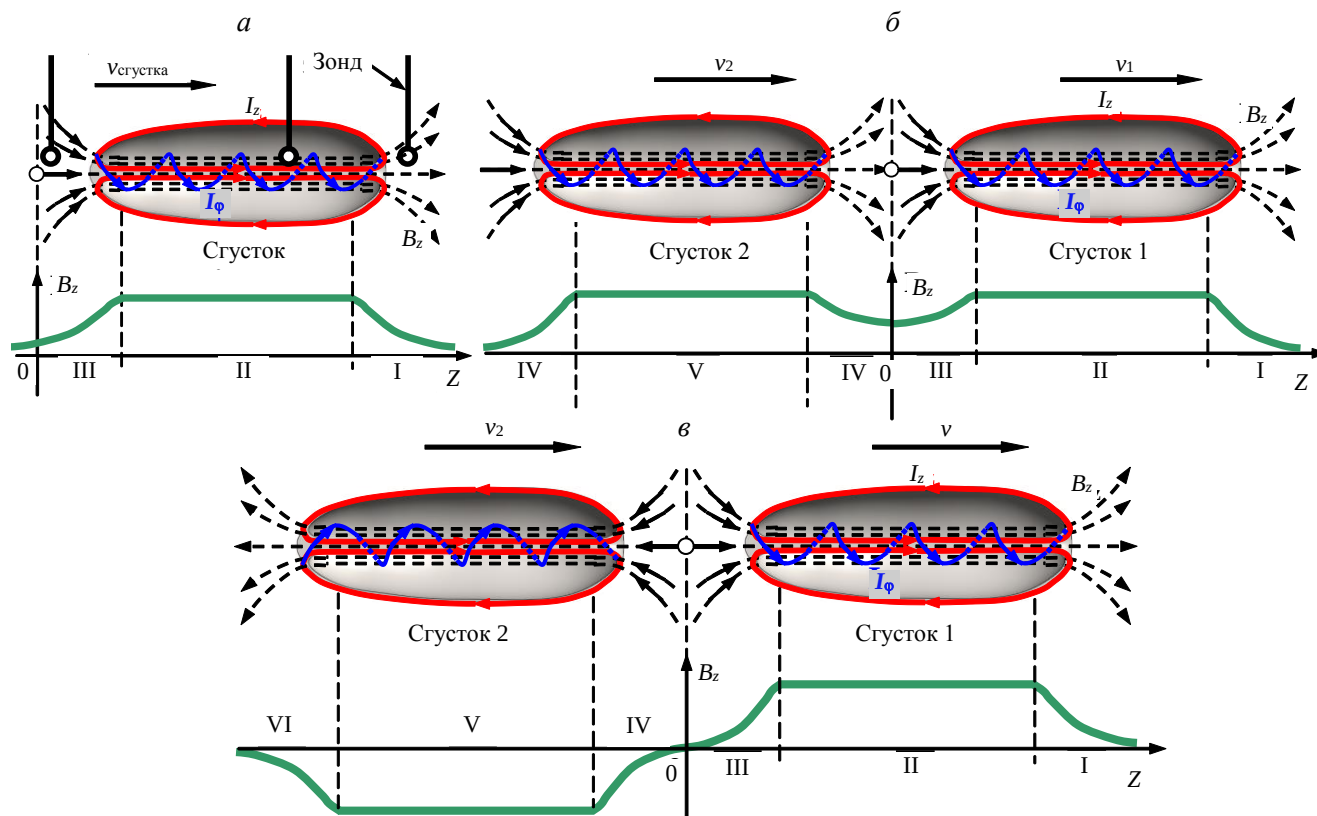


Рис. 6. Качественная картина структуры плазменной струи с захваченным магнитным полем, состоящей из нескольких сгустков (показаны главное сечение и аксиальное распределение B_z -компонентов магнитного поля вдоль оси сгустков): I_z , I_ϕ — аксиальный и азимутальный ток, циркулирующий в плазменной струе; a — случай одиночного сгустка; b — случай одинаковой циркуляции азимутального тока в плазменных сгустках — B_z -компоненты магнитного поля в сгустках имеют одно и то же направление; c — случай различной циркуляции азимутального тока в плазменных сгустках — B_z -компоненты магнитного поля в сгустках противоположны друг другу

Вначале рассмотрим случай, когда зонд регистрировал магнитное поле вблизи области генерации плазменной струи — на высоте $h = 16$ см над анодным электродом. Как видно на рис. 5, a , через $\sim 0,42$ мкс после «особенности» начинает регистрироваться B_z -компонент магнитного поля в момент времени t_A и только через $\sim 0,4$ мкс в момент времени t_B появляется B_ϕ -компонент. В данном случае профиль кривой B_ϕ имеет монопиковую структуру, что соответствует прохождению через положение зонда одного плазменного сгустка, как схематически представлено на рис. 6, a . Период времени $t_A—t_B$ соответствует нахождению зонда в области I, когда плазменный сгусток только подлетает к зонду и датчик чувствует только аксиальный компонент магнитного поля. В следующий период $t_B—t_C$ магнитный зонд оказывается внутри плазменного сгустка и уже регистрирует B_z - и B_ϕ -компоненты магнитного поля (область II). Максимально зарегистрированный уровень индукции B_z - и B_ϕ -полей составляет $\sim 7,5$ и ~ 12 кГс соответственно. Далее, когда плазменный сгусток полностью проходит положение зонда ($t > t_D$), наблюдается падение величины индукции B_z - и B_ϕ -поля практически до нуля (область III).

В случае, когда зонд находился в позициях $h = 35$ и $h = 44$ см, он регистрировал многопиковую структуру на профиле кривых B_ϕ (см. рис. 5, $b—z$). Наблюдаются 2—3 хорошо выраженных пика, которые свидетельствуют о структурированности аксиального плазменного потока, состоящего из нескольких плазменных сгустков с захваченным магнитным полем, как схематически показано на рис. 6, b , c . Немонотонность кривых B_z , а в некоторых случаях и их знакопеременный характер свидетельствуют о сложной структуре плазменного потока, состоящего из нескольких плазменных образований (плазменных сгустков) с захваченным магнитным полем. Рассмотрим подробнее кривую B_z на рис. 5, b . Период

времени $t_A—t_B—t_C—t_D$ аналогичен рассмотренному случаю прохождения через зонд одиночного плазменного сгустка. После того, как первый сгусток пролетел положение зонда ($t > t_D$), кривая B_z к моменту времени t_E достигает максимального значения ~ 5 кГс, что соответствует нахождению магнитного зонда в области магнитных полей второго сгустка (см. области IV и V на рис. 6, б). К моменту времени t_F второй сгусток полностью проследовал место расположения зонда, что соответствует падению кривых B_z и B_ϕ до нуля (см. область VI). Следует заметить, что в этом случае кривая B_z не изменяет свой знак во время прохождения сгустков расположения зонда. Это связано с одинаковым направлением циркуляции азимутального тока I_ϕ , генерирующего B_z -поле, в обоих сгустках.

В некоторых экспериментах зарегистрировано изменение знака кривой B_z (в моменты времени t_D и t_F , см., например, рис. 5, в). Это свидетельствует о различных направлениях циркуляции тока I_ϕ в следующих друг за другом плазменных сгустках, как показано на рис. 6, в (области IV—VI), на расстояниях 35 и 44 см от поверхности анода.

На высоте $h = 16$ см зарегистрирован один плазменный сгусток, в то время как на больших высотах (35 и 44 см) над анодом уже регистрируются несколько сгустков в плазменном потоке. Недостаточная статистика экспериментов в положении 16 см, обусловленная разрушениями зонда плазменными потоками и ударными волнами на столь близких от анода расстояниях (зонд становится практически одноразовым), не позволяет сделать однозначный вывод о природе этого явления. Это может быть связано с неустойчивостями плазменного потока, который по мере своего распространения вдоль оси установки структурируется в виде нескольких следующих друг за другом плазменных сгустков. Нельзя исключать также, что и на расстоянии 16 см поток состоит из двух или более сгустков с перекрывающимися областями с магнитным полем,двигающихся с разными скоростями. На больших расстояниях эта структура может проявить себя более явно за счёт разницы во времени пролёта, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Таким образом, в экспериментах с водородом на установке КПФ-4 зарегистрированы магнитные поля ~ 10 кГс. В экспериментах с аргеном поля в несколько раз меньше — 3—4 кГс. Аналогичный эффект обнаружен и на установке ПФ-3: 1,5—3 кГс в водороде по сравнению с $\sim 0,3$ кГс в аргоне. Существенным отличием полученных результатов является значительно более высокий уровень полей, зарегистрированных на установке КПФ-4. Кроме того, на установке КПФ-4 практически не обнаружено затухания магнитного поля при пролёте расстояния от 16 до 44 см (см. рис. 5). В то же время в экспериментах с неоном на установке ПФ-3 при зарегистрированных полях ~ 1 кГс на расстоянии 35 см величина магнитного поля в следующей точке наблюдения (65 см) находилась на уровне электромагнитных помех (< 50 Гс) [11].

Исследование скорости плазменного потока. Как было показано, среднюю скорость части плазменного потока, содержащего магнитное поле, на пролётной базе от места генерации до точки регистрации можно определить по задержке появления сигнала магнитного зонда. Однако в качестве основного инструмента исследования динамики изменения скорости потока при его пролёте вдоль оси камеры нами использовался набор из нескольких оптических коллиматоров, расположенных на различных расстояниях от плоскости анода. При этом в качестве опорной точки, позволяющей провести сравнение результатов, полученных на двух установках, служило расстояние 34—35 см.

На рис. 7 показаны примеры осциллограмм световых коллиматоров, расположенных на различных расстояниях от торца анода на установке КПФ-4. На рисунке обозначены интервалы задержек Δt_i появления сигнала светового коллиматора относительно пика производной тока. Зная величину l_i , можно вы-

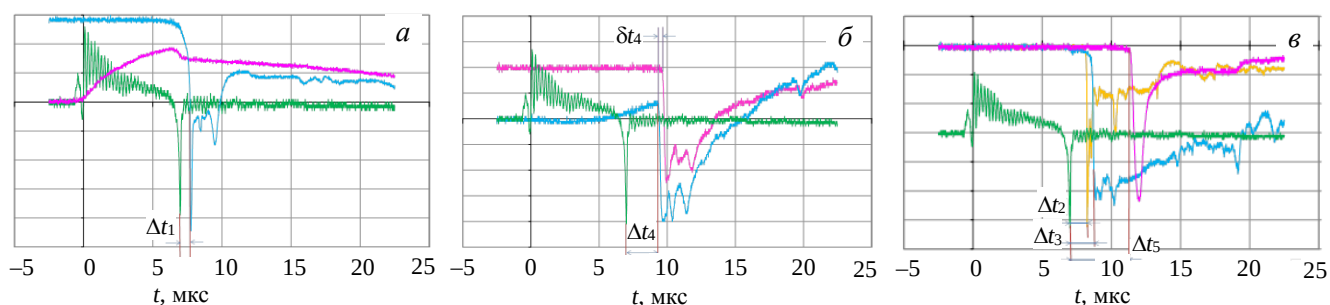


Рис. 7. Осциллограммы сигналов световых зондов для разрядов в водороде: а — сигнал одиночного оптического коллиматора (синий луч), расположенного на расстоянии $l_1 = 16$ см и осциллограмма полного разрядного тока (лиловый луч); б — сигналы двух каналов двойного коллиматора (синий и лиловый лучи), расположенного на расстоянии $l_4 = 34$ см; в — сигналы одиночных коллиматоров, расположенных в сечениях $l_2 = 22$ (жёлтый луч), $l_3 = 28$ (синий луч), $l_5 = 44$ см (лиловый луч). Зелёный луч на всех рисунках (а—в) — сигнал производной разрядного тока

числить $v_{cp} = l_i/\Delta t_i$. Для положения $l_4 = 34$ см, в котором располагался двойной коллиматор, можно также определить значение мгновенной скорости в данной области по сдвигу появления сигналов δt_4 в двух каналах регистратора: $v_{мгн} = 1,6/\delta t_4$, где 1,6 см — расстояние между осями каналов коллиматора. Аналогичные измерения были выполнены на установке ПФ-3. Результаты экспериментов, усреднённые по сериям разрядов, проведённых в идентичных условиях, приведены в табл. 1 и 2.

Т а б л и ц а 1. Значение средней скорости плазменного потока на различных пролётных расстояниях

Газ	l , см	Средняя скорость v_{cp} , $\times 10^7$ см/с	
		КПФ-4	ПФ-3
Водород	16	3,14	
	22	2,37	
	28	1,78	
	34	1,42	0,813
	44	1,22	
	65		0,487
Аргон	95		0,346
	16	1,57	
	22	1,47	
	28	1,16	
	34	0,87	0,655
	44	0,69	
	65		0,39
	95		0,194

Т а б л и ц а 2. Мгновенная скорость плазменного потока

Газ	l , см	Мгновенная скорость $v_{мгн}$, $\times 10^7$ см/с		
		КПФ-4		ПФ-3
Водород	34	0,619		0,575
Аргон	34	0,358		0,412

Полученные результаты позволяют построить кривые замедления плазменного потока при его движении в фоновой плазме. На рис. 8—11 приведены такие зависимости для установок ПФ-3 и КПФ-4 при разрядах в водороде и аргоне. Аппроксимируя полученные экспериментальные точки зависимостью типа $v = v_0 \exp(-l/l_0)$, где v_0 — начальная скорость потока, l_0 — расстояние, на котором происходит умень-

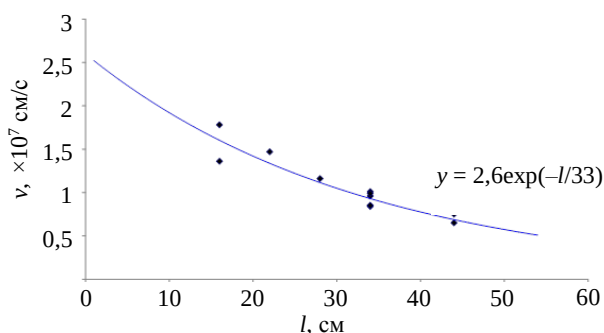


Рис. 8. Зависимость средней скорости плазменного потока от расстояния от торца анода при разряде в аргоне на установке КПФ-4

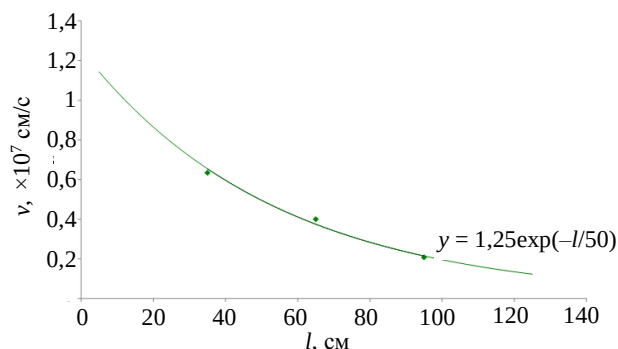


Рис. 9. Зависимость средней скорости плазменного потока от расстояния от торца анода при разряде в аргоне на установке ПФ-3

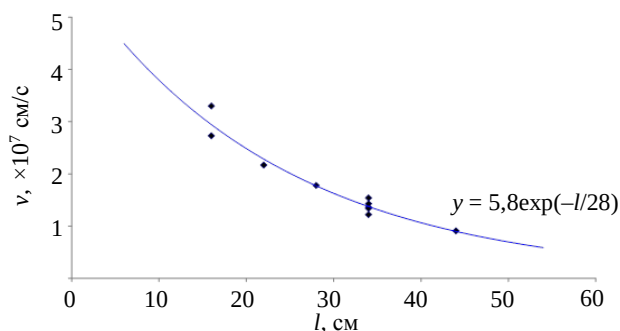


Рис. 10. Зависимость средней скорости плазменного потока от расстояния от торца анода при разряде в водороде на установке КПФ-4

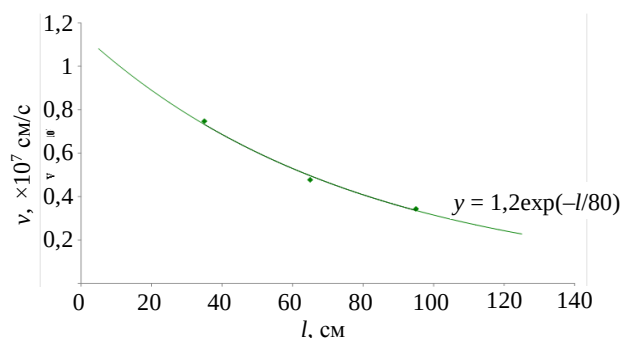


Рис. 11. Зависимость средней скорости плазменного потока от расстояния от торца анода при разряде в водороде на установке ПФ-3

шение скорости потока в e раз, можно оценить начальную скорость плазменного потока, а также декремент торможения для различных рабочих газов. Совокупность полученных результатов позволяет сделать предположение о независимости начальной скорости плазменного потока от массы газа. Так, начальная скорость потока по аппроксимации зависимости средней скорости от расстояния для установки ПФ-3 практически одинакова для водорода и аргона, несмотря на значительную разницу в массах ионов. Более того, из анализа торможения потока по данным измерений мгновенной скорости следует, что начальная скорость аргоновой плазмы в 1,5 раза выше скорости водородной плазмы. Несколько иная картина наблюдается в экспериментах на установке КПФ-4: начальная скорость водородной плазмы в 2 раза выше скорости аргоновой плазмы. По-видимому, начальная скорость потока в значительной мере определяется не массой газа, а качеством токнесущей плазменной оболочки и скоростью её сжатия на стадии формирования пинча. Известно, что на установке ПФ-3 при работе на чистом водороде не удаётся сформировать компактную оболочку и получить режимы с хорошим сжатием.

Дальнейшая динамика плазменного потока в значительной мере определяется условиями его торможения при движении в фоновой плазме. Характерная длина торможения (уменьшение скорости в e раз) для установки ПФ-3 в 2—3 раза больше длины торможения для установки КПФ-4, что можно объяснить лучшей ионизацией фонового газа излучением пинча. Поэтому, несмотря на то, что, например, начальная скорость аргонового потока на установке КПФ-4 в 2 раза выше соответствующей скорости на установке ПФ-3, в контрольной точке 34—35 см наблюдается обратная картина: мгновенная скорость на установке КПФ-4 уже несколько меньше мгновенной скорости на установке ПФ-3. Характерная длина торможения при работе на водороде больше длины торможения при работе на аргоме для обеих установок.

На рис. 12 проанализированы данные о скорости плазменного потока на установке КПФ-4, полученные с помощью магнитозондовой методики и оптических коллиматоров.

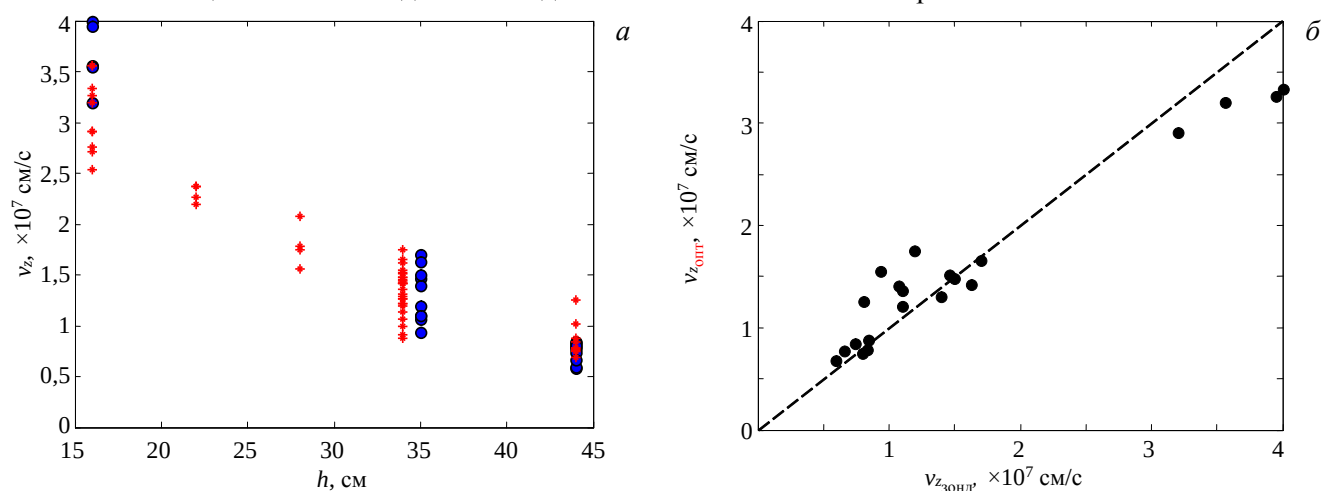


Рис. 12. Скорость плазменных потоков на установке КПФ-4, полученная с помощью различных методик: *а* — зависимость аксиальной скорости движения плазменного потока от высоты над анодным электродом (• — по магнитным зондам, • — по оптическим зондам); *б* — сравнение аксиальных скоростей, полученных из данных магнитных и оптических измерений

На рис. 12, *а* представлена зависимость скорости распространения плазменного потока на установке КПФ-4 вдоль оси установки от высоты над анодным электродом по данным двух методик. Как следует из этого рисунка, скорость плазменного потока падает с $\sim(2,5\text{—}4)10^7$ до $\sim(0,5\text{—}1,3)10^7$ см/с по мере его продвижения из области пинчевания плазмы вдоль оси установки. Следует заметить, что аксиальная скорость движения, зарегистрированная на высоте 16 см над анодным электродом, оказывается выше, чем радиальная скорость финального сжатия ТПО $v_r \sim 2 \cdot 10^7$ см/с, полученная в работе [17] при тех же экспериментальных условиях с помощью магнитозондовых измерений.

На рис. 12, *б* показано сравнение аксиальных скоростей, полученных на разных расстояниях от анода установки КПФ-4 по различным методикам. По оси абсцисс отложены значения скоростей, полученных по магнитозондовой методике $v_{z\text{зонд}}$, по оси ординат — значения скоростей, полученных из оптических измерений $v_{z\text{опт}}$. Идеальное совпадение величин скоростей означало бы, что все точки должны лежать на пунктирной прямой. На этом рисунке видно, что точки лежат близко к этой прямой. Таким образом, существу-

ет корреляция значений скоростей, полученных по данным магнитных и оптических измерений. Это означает, что плазменный поток распространяется в пространстве с захваченным магнитным полем.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Выполненные исследования показали наличие как общих свойств, так и некоторых отличий в параметрах плазменных потоков, генерируемых в различных модификациях плазмодиффузионных систем. Одним из важных факторов, существенных для понимания механизма генерации плазменных потоков, является обнаруженное на обеих установках отсутствие зависимости начальной скорости потока от сорта рабочего газа. Измеренные скорости практически не отличаются, несмотря на значительную разницу в массах ионов (в 40 раз!) для ионов водорода и аргона. Совокупность экспериментальных данных показывает, что, скорее всего, данный эффект не может быть объяснён просто тепловым истечением плазмы пинча. Прежде всего ранее в наших экспериментах было показано [10, 11], что плазменные сгустки сохраняют свою компактность при пролёте на значительные расстояния, т.е. продольная скорость потока значительно превосходит поперечную скорость его расширения. Мы сейчас не можем однозначно сформулировать причины этой сильной коллимации. Вполне вероятно, свою роль может играть удержание захваченным магнитным полем. Однако необходимо отметить, что имеющиеся литературные данные свидетельствуют также о слабой зависимости температуры пинча от вида рабочего газа.

Одним из интересных экспериментальных фактов является приблизительное равенство радиальной скорости сжатия ТПО $\geq 10^7$ см/с в оптимальных режимах работы ПФ-установок независимо от вида используемого газа. В предположении полной трансформации кинетической энергии ионов в тепловую энергию пинча без учёта потерь температура неоновой или аргоновой пинча должна существенно превышать температуру водородной пинча. В этом случае обнаруженная в наших экспериментах слабая зависимость скорости плазменного потока от массы газа была бы легко объяснима. В настоящей работе мы не проводили измерений температуры пинча. Однако имеющиеся литературные данные противоречат этому утверждению. Так, в работе [24] показано, что температура плазмы пинча в разряде в неоне составляет всего 250 эВ. Близкие данные приводятся в работе [25], где указывается температура для неоновой пинча ≥ 300 эВ. Этой температуры достаточно для возбуждения К-линий неона. Именно поэтому неон наиболее предпочтителен для генерации мощных импульсов рентгеновского излучения с энергией квантов ~ 1 кэВ [15]. В случае разрядов в аргоне объёмное рентгеновское излучение в диапазоне выше 1 кэВ практически отсутствует — такое излучение наблюдается только в небольших областях микронного размера в случае осуществления режимов микропинчевания («hot spots»). Из этого следует, что температуры пинча недостаточно для возбуждения He- и H-подобных линий аргона. Можно утверждать, что при формировании пинча в тяжёлых газах температура плазмы за счёт сильных радиационных потерь не превышает нескольких сотен электрон-вольт, что близко к температуре водородной плазмы.

Таким образом, возникает необходимость поиска альтернативных механизмов трансформации радиальной скорости ионов ТПО в продольную скорость ионов плазменного потока, что является одной из важнейших задач наших дальнейших исследований. На установке КПФ-4 получены более высокие начальные скорости. Этот результат вполне согласуется с имеющимися данными о более «мягких» режимах сжатия в установках филипповского типа по сравнению с установками мейзеровского типа. Для последних характерны большие скорости радиального сжатия ТПО, более острые особенности на производной разрядного тока и более резкие скачки напряжения в момент «особенности». Особенно ярко это различие проявляется в разрядах в чистом (без примесей тяжёлых газов) водороде или дейтерии. Для установок мейзеровского типа характерны так называемые «пучковые» режимы, в которых, в частности, преобладает пучково-мишенный механизм генерации нейтронов при работе на дейтерии. Установки типа Филиппова более предпочтительны для получения мягкого рентгеновского излучения в «пинчевом» режиме, особенно при работе на неоне [15]. Следствием этого являются более высокая степень ионизации фонового газа излучением пинча на установке ПФ-3 и обнаруженная в наших экспериментах большая длина торможения по сравнению с установкой КПФ-4.

На обеих установках обнаружены захваченные магнитные поля, движущиеся вместе с плазменным потоком, что свидетельствует об их «вмороженности». Многокомпонентные измерения магнитного поля

показывают наличие сложной структуры замкнутых магнитных конфигураций, обусловленных наличием как азимутальных, так и продольных (осевых) токов. Эти конфигурации могут играть существенную роль в сохранении компактности плазменных сгустков при их распространении на значительные расстояния. Наблюдаемое торможение плазменных потоков может быть объяснено не только столкновениями плазменного потока с нейтралами слабоионизованной фоновой плазмы, но и взаимодействием магнитного поля с фоновой плазмой. В связи с этим представляет интерес исследование зависимости величины магнитного поля от пролётного расстояния и, соответственно, затухания циркулирующих в плазмоидах токов.

Величина магнитных полей, зарегистрированных на установке КПФ-4, на порядок величины превышает величину захваченных магнитных полей на установке ПФ-3. На основании выполненных исследований можно сделать предварительный вывод, что в обеспечении такого различия играют роль как конфигурация разрядной системы (и, соответственно, характер распределения полей в стадии пинчевания), так и сорт рабочего газа. Более детальное исследование влияния этих факторов предполагается выполнить в дальнейших исследованиях.

Одним из важных выводов, который можно сделать на основании проведённых исследований, является вывод о существенном влиянии на динамику распространения плазменного потока фоновой плазмы. Поэтому одним из приоритетных направлений дальнейшего развития наших исследований является внедрение импульсного напуска газа для создания профилированного газового распределения с пониженной плотностью в области дрейфового пространства.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проектов РФФИ 13-02-90303_Абх, 15-52-40009-Абх и 14-29-06085_ОФИ_М.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крауз В.И. Плазменный фокус. — В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Гл. ред. серии В.Е. Фортов. Серия Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический том IX-2. Высокоэнергетичная плазмодинамика. Отв. ред. А.С. Кингсеп. — М.: ЯНУС-К, 2007, с. 152—195.
2. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. — В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 4, с. 170.
3. Rawat R.S. — *Nanoscience and Nanotechnology Letters*, 2012, vol. 4, p. 251—274.
4. Krishnan M. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2012, vol. 40, № 12, p. 3189.
5. Крохин О.Н., Никулин В.Я., Тихомиров А.А. и др. — *Нанотехника*, 2008, № 13, с. 52.
6. Иванов Л.И., Боровицкая И.В., Бондаренко Г.Г. и др. — *Перспективные материалы*, 2009, № 3, с. 77.
7. Дидык А.Ю., Иванов Л.И., Крохин О.Н. и др. — *ДАН*, 2012, т. 442, № 3, с. 326.
8. Shirokova V., Laas T., Ainsaar A. et al. — *J. Nucl. Mater.*, 2013, vol. 435, p. 181—188.
9. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V. et al. — *J. Physica Scripta*, 2014, vol. 161, p. 014036.
10. Ананьев С.С., Данык С.А., Мялтон В.В. и др. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2013, т. 36, вып. 4, с. 102—110.
11. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. — *ЖЭТФ*, 2014, т. 146, вып. 5(1), с. 1035—1050.
12. Филиппов Н.В. — *Физика плазмы*, 1983, т. 9, с. 25.
13. Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P. — *Nuclear Fusion: Supplement*, 1962, Part 2, p. 577—587.
14. Mather J.W. — *Phys. Fluids*, 1965, vol. 8, № 2, p. 366—377.
15. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V. et al. — *Physics Letters A*, 1996, vol. 211, № 3, p. 168.
16. Андреев Е.А., Войтенко Д.А., Крауз В.И., Марколия А.И., Матвеев Ю.В., Решетняк Н.Г., Хаутнев Э.Ю. — *Физика плазмы*, 2007, т. 33, № 3, с. 247—256.
17. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А. и др. — *Физика плазмы*, 2013, т. 39, № 11, с. 993.
18. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V. et al. — In: *Proc. of 34th EPS Conf. on Plasma Physics*. Series editors: Prof. R.M. Pick. Warsaw, 2007. ECA. V. 31F. P-1.018.: http://epsppd.epfl.ch/Warsaw/pdf/P1_018.pdf.
19. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V., Grabovski E.V., Koidan V.S., Vinogradov V.P., Vinogradova Yu.V., Zukakishvili G.G. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2010, vol. 38, № 2, p. 92.
20. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Койдан В.С., Мокеев А.Н. — *Физика плазмы*, 2010, т. 36, № 11, с. 997.
21. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Койдан В.С. — *Физика плазмы*, 2011, т. 37, № 9, с. 797.
22. Krauz V., Mitrofanov K., Scholz M., Paduch M., Karpinski L., Zielinska E., Kubes P. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2012, vol. 54, № 2, p. 025010.

23. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Scholz M., Paduch M., Kubes P., Karpinski L., Zielinska E. — EPL (Europhysics Letters), 2012, vol. 98, p. 45001.
24. Баронова Е.О., Виноградов В.П., Крауз В.И., Мялтон В.В., Степаненко А.М., Степаненко М.М. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 11, с. 1001
25. Gribkov V.A., Srivastava A., Keat P.L.C., Kudryashov V., Lee P. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2002, vol. 30, p. 1331.



Вячеслав Иванович Крауз, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова в области научных исследований (2012 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Krauz_VI@nrcki.ru



Дмитрий Алексеевич Войтенко, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности; ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА, 384914 Сухум-14, Кодорское шоссе 665, ГНПО «СФТИ», Абхазия
opti-sfti@ya.ru



Константин Николаевич Митрофанов, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники для молодых учёных (2008 г.) и премии им. И.В. Курчатова в области научных исследований (2012 г.); АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12, Россия
mitrofan@triniti.ru



Виктор Владимирович Мялтон, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности лауреат премий им. И.В. Курчатова в области инженерных и технологических разработок (2008 г.) и в области научных исследований (2012 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vmyalton@nfi.kiae.ru



Руслан Миронович Аршба, старший лаборант лаборатории быстрых процессов; ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА, 384914 Сухум-14, Кодорское шоссе 665, ГНПО «СФТИ», Абхазия
opti-sfti@ya.ru



Геннадий Иванович Астапенко, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности; ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА, 384914 Сухум-14, Кодорское шоссе 665, ГНПО «СФТИ», Абхазия
opti-sfti@ya.ru



Анатолий Иванович Марколия, Генеральный директор ГНПО Сухумский физико-технический институт» АНА, д. техн. н., член-корреспондент АНА; 384914 Сухум-14, Кодорское шоссе 665, ГНПО «СФТИ», Абхазия
gnpo_sfti@mail.ru



Анатолий Павлович Тимошенко, начальник отдела, к.ф.-м.н., лауреат Государственной премии ГССР, ветеран атомной энергетики и промышленности; ГНПО «Сухумский физико-технический институт» АНА, 384914 Сухум-14, Кодорское шоссе 665, ГНПО «СФТИ», Абхазия
opti-sfti@ya.ru

Статья поступила в редакцию 24 марта 2015 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 2, с. 19—31.