

# ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОСЕВОМ СТРУЙНОМ ВЫБРОСЕ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

© 2024 г. В. И. Крауз<sup>a,\*</sup>, К. Н. Митрофанов<sup>a,b,\*\*</sup>, В. В. Мялтон<sup>a</sup>,  
А. М. Харрасов<sup>a</sup>, Ю. В. Виноградова<sup>a</sup>

<sup>a</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>b</sup> ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

\*e-mail: krauz\_vi@nrcki.ru

\*\*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 07.06.2024 г.

После доработки 17.09.2024 г.

Принята к публикации 20.09.2024 г.

Проведены исследования радиального распределения  $B_z$ -поля на расстоянии 35 см от области генерации осевого струйного выброса (поверхности анода установки) на плазмодиффузионной установке ПФ-3. Измерения проводились многоканальными магнитными зондами, расположенными в пролетной камере установки. Это позволяло измерять распределение магнитного поля в 18-ти точках по обе стороны от оси пролетной камеры. Магнитные зонды были калиброваны как по абсолютной величине, так и по направлению магнитного поля. Для создания начального продольного (полоидального) магнитного поля использовался внешний многослойный соленоид. Схема питания соленоида позволяла получать различное направление  $B_z$ -поля — вдоль или против оси установки. Показано, что распределение полоидального поля достигает максимума в центре сгустка и спадает на периферии, вне зависимости от наличия внешнего магнитного поля.  $B_z$ -поле имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля соленоида. Работа выполнена в рамках программы моделирования джетов молодых звездных объектов.

**Ключевые слова:** плазменный фокус, динамика плазмы, магнитное поле, джеты молодых звездных объектов, лабораторное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124110071, EDN: FBSSEM

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные потоки, генерируемые в плазмодиффузионном разряде, являются объектом пристального внимания исследователей, что обусловлено широкой областью их применения в различных областях науки и техники. В числе этих применений в последнее время активно развивается направление, связанное с лабораторным моделированием астрофизических процессов, в частности астрофизических джетов. Астрофизические джеты — одно из ярких явлений, наблюдаемое у широкого класса астрофизических объектов: от молодых звезд до активных ядер Галактик [1]. В настоящее время в качестве основной модели образования струйных выбросов рассматривается магнито-гидродинамическая модель [2]. Магнитное поле является 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 коллимировать выброс. Однако имеющиеся в распоряжении исследователей средства наблюдения не позволяют получить необходимую информа-

цию о параметрах этого поля даже для сравнительно близких объектов, таких как молодые звездные объекты, что затрудняет обоснование предлагаемых моделей. Значительную помощь в этом случае может оказать лабораторное моделирование. Поскольку уравнения магнитной гидродинамики не имеют внутреннего масштаба, то при соблюдении определенных соотношений подобия процессы в астрофизической плазме и в лабораторной плазме описываются одними и теми же уравнениями, несмотря на огромные различия в пространственных и временных масштабах. Основные требования к таким соотношениям подобия сформулированы, например, в работах [3, 4]. В частности, они относятся к таким безразмерным параметрам, как число Рейнольдса, магнитное число Рейнольдса, число Маха, число Пекле, число Лундквиста, контраст плотности и ряд других. Этим требованиям можно удовлетворить в целом ряде экспериментальных устройств, например, описанных в работах [5–7], в том числе и на установках типа “плазменный фокус” (ПФ), которые являются источниками интенсивных плазменных потоков. Проведенные измерения плотности и температуры, как самого плазменного потока, так и фоновой плазмы, скорости потока, величины и

распределения магнитных полей и ряда других параметров позволили рассчитать основные безразмерные параметры, требованиям к которым, согласно сформулированным положениям в работах [3, 4], необходимо удовлетворить для обоснования применимости ПФ-установок для лабораторного моделирования джетов. Необходимо подчеркнуть, что здесь речь идет о моделировании джетов именно молодых звездных объектов, поскольку они являются нерелятивистскими. Было показано [8], что плазменные потоки, генерируемые в ПФ, хорошо удовлетворяют этим требованиям, что позволяет использовать их для моделирования ряда физических процессов в джетах молодых звезд.

Одной из таких задач является выяснение роли магнитных полей в астрофизических джетах. Ключевую роль при этом играет полоидальное (продольное) магнитное поле. В работе [9] был найден новый широкий класс решений обобщенного уравнения Грэда–Шафранова, позволяющий описывать осесимметричные стационарные течения. На его основе была определена внутренняя структура плазменного выброса для установок типа ПФ. В частности, построено радиальное распределение полоидального магнитного поля. Для верификации этого решения необходимо проведение измерения полоидального магнитного поля в реальном эксперименте. В случае положительного результата, аналогичный метод можно применить для нахождения самосогласованных конфигураций объектов Хербига–Аро и последующего численного расчета их движения в окружающей среде.

Проблема моделирования влияния продольного магнитного поля на параметры и динамику джета заключается в том, что в наиболее распространенных схемах моделирования магнитное поле либо отсутствует (эксперименты с лазерной плазмой), либо преобладает тороидальное (азимутальное) магнитное поле ( $Z$ -пинчи). Для того чтобы выйти из этой ситуации полоидальное поле создается с помощью внешних источников (например, с помощью катушек Гельмгольца) [5, 7, 10, 11]. На этом фоне выделяются установки “плазменный фокус”. Ранее было показано, что полоидальное магнитное поле в ПФ-разряде присутствует как на стадии пинчевания и формирования потока [12], так и в самом потоке на достаточном удалении от области генерации [13, 14]. Механизм появления этого поля в азимутально симметричной схеме эксперимента недостаточно ясен и обсуждается в настоящее время [15]. Поэтому влиять на его величину и направление не представляется возможным, что затрудняет исследования роли полоидального поля в механизме формирования и распространения плазменного потока. Для решения этой проблемы в НИЦ “Курчатовский институт” на установке ПФ-3 была разработана система создания внешнего полоидального поля с помощью соленоида, располагавшегося под анодом установки [15]. Это позволило проводить

эксперименты как в отсутствие внешнего поля, так и при его наложении, при этом имелась возможность варьировать как величину этого поля, так и его направление. В работе [15] было показано, что внешний магнитный поток  $B_z$ -поля эффективно сжимается токонесущей плазменной оболочкой (ТПО), что приводит к увеличению компоненты  $B_z$ -поля непосредственно в плазменном потоке на значительных расстояниях от области генерации (35 см). Было показано, что при наложении внешнего  $B_z$ -поля, его радиальное распределение  $B_z(r)$  в плазменном потоке близко по форме к распределению магнитного поля соленоида: в центральной части плазменного потока, в зоне повышенной плотности осевого тока, зарегистрирован максимальный уровень  $B_z$ -поля. При изменении направления внешнего магнитного поля катушки меняется знак абсолютного значения  $B_z$ -поля, при этом профиль радиального распределения магнитного поля  $B_z(r)$  в потоке не зависит от его направления. Построить достоверное радиальное распределение в случае отсутствия внешнего наложенного поля в этих экспериментах не удалось по причине малой величины собственного захваченного продольного поля, регистрируемого на уровне погрешности измерений. Данная работа посвящена исследованию радиального распределения полоидального магнитного поля, захваченного плазменным потоком, формируемым в установке плазменный фокус.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

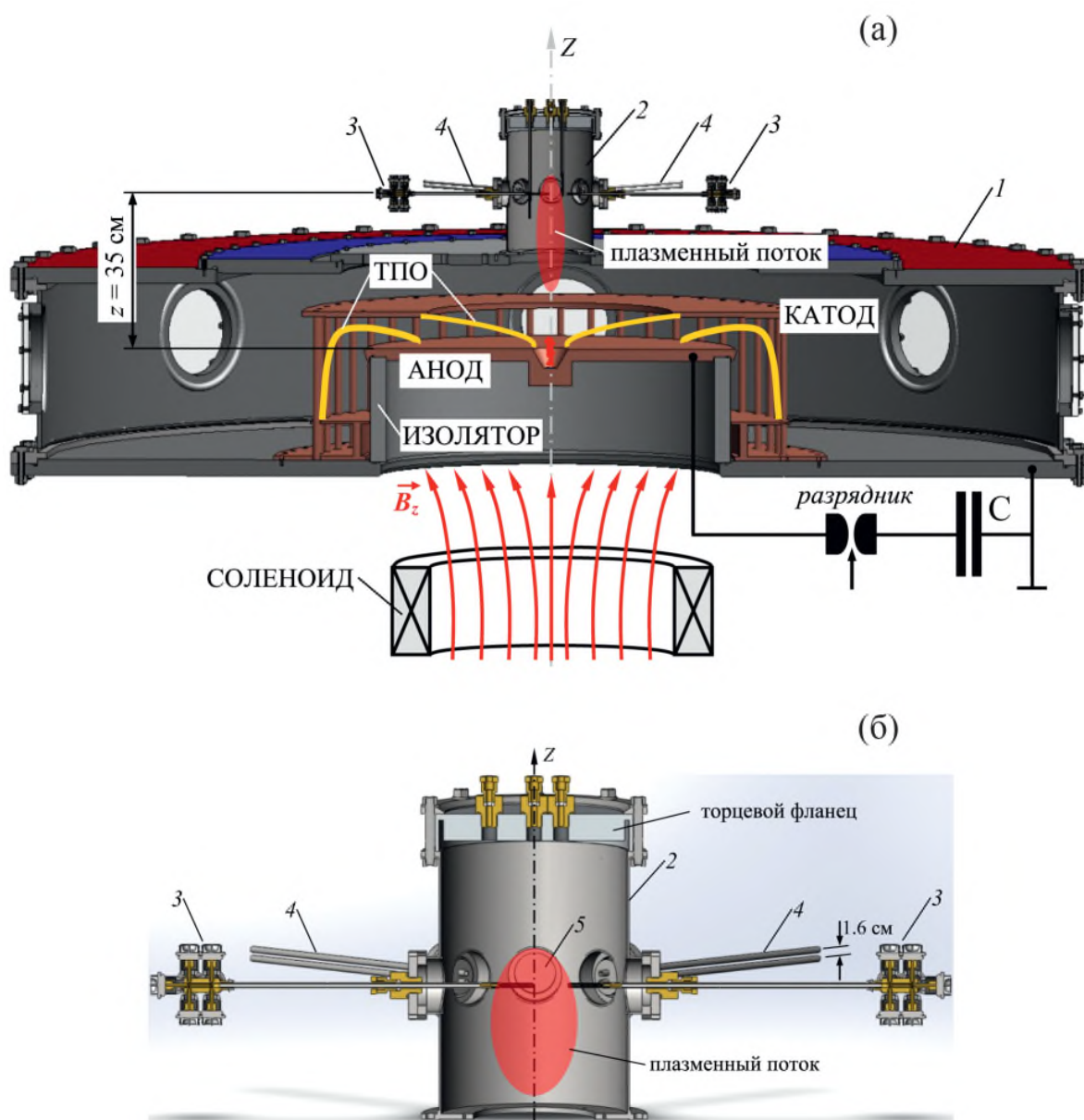
Исследования осевого плазменного потока, возникающего в результате сжатия ТПО и образования пинча, в присутствии полоидального ( $B_z$ ) магнитного поля проводились на установке ПФ-3 [16, 17]. Установка представляет собой плазменный фокус с конфигурацией электродов типа Филиппова (см. рис. 1а). Разрядный контур состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и штыревой катод типа “белчье колесо” диаметром 115 см, помещенные в вакуумную камеру диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см. Эксперименты, представленные в настоящей работе, выполнены при стационарном напуске неона в качестве рабочего газа при давлении  $P_0 = 2.0$  Торр. Общий энергозапас емкостного накопителя установки составлял 370 кДж при зарядном напряжении 9 кВ. Разрядный ток в системе был около 2 МА. На этом же рис. 1а схематически показаны различные стадии сжатия ТПО и образования пинча на оси установки в прианодной области (в т.н. “анодной яме”). Там же показана область распространения осевого струйного выброса (джета) из анодной области в пространство полетной камеры.

Внешнее магнитное поле создавалось с помощью соленоида, расположенного под анодом (рис. 1а). Этот соленоид обеспечивал полный магнитный поток над поверхностью анода 686 кМкс с максимальным

начальным значением магнитной индукции 770 Гс на оси системы. Более подробно система создания внешнего магнитного поля и его распределение описаны в работе [15]. Как показали эксперименты, в результате сжатия этого потока проводящей ТПО можно достигнуть увеличения величины магнитного поля на оси (в области пинчевания и формирования потока) в рабочем разряде почти на два порядка.

Исследования динамики распространения осевого плазменного потока в окружающей среде из фонового газа проводились на значительных расстояниях от места генерации. Для этой цели используется специально сконструированная пролетная камера (см. рис. 1б)

с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока (пространственных размеров, скорости, магнитного поля, интенсивности собственного свечения и др.) на различных расстояниях от места генерации. В настоящей серии экспериментов центры диагностических патрубков находились на расстоянии 35 см от плоскости анода. Следует заметить, что момент т.н. “особенности” на производной полного тока  $dI/dt$  традиционно принимается в качестве момента генерации осевого потока, а местом генерации в первом приближении принимается анодная плоскость (позиция  $z = 0$ ).

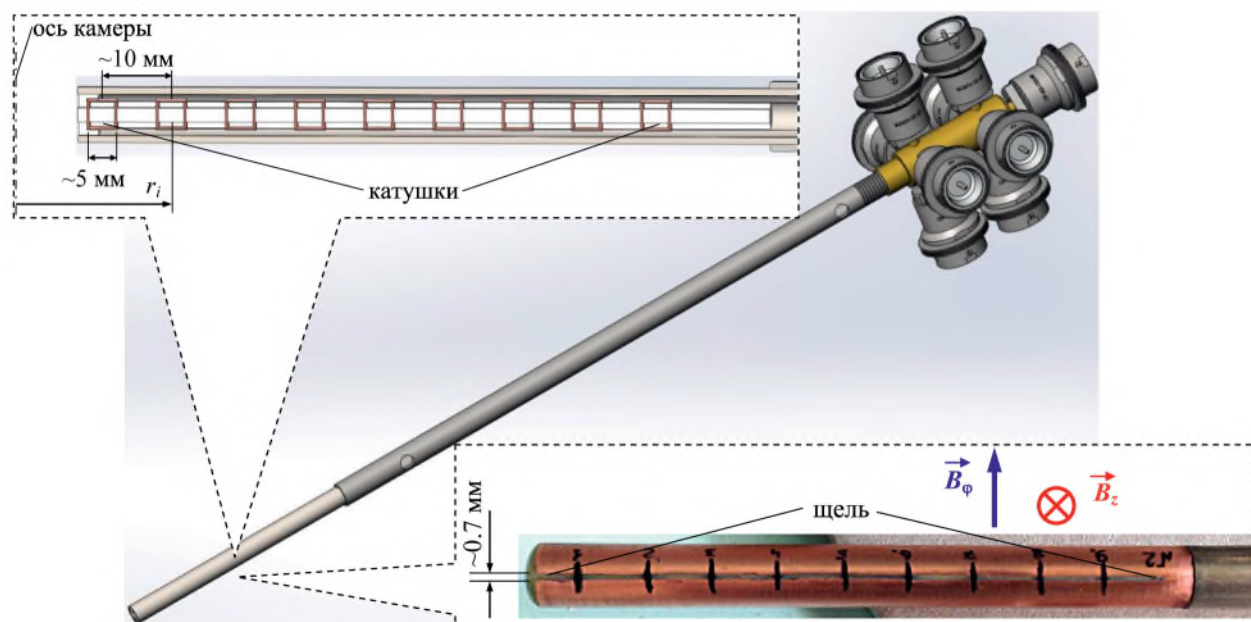


**Рис. 1.** Общий вид разрядной камеры установки ПФ-3 и ее электродной системы (а), пролетной камеры и расположения некоторых диагностических средств (б): 1 — вакуумная камера; 2 — пролетная камера; 3 — магнитные зонды; 4 — оптические коллиматоры; 5 — смотровые окна оптических диагностик (кадровых ЭОП и камеры щелевой развертки K008). На рис. (б) показано расположение магнитных зондов для измерения  $B_z(r)$  распределения магнитного поля.

В экспериментах использовались абсолютно калиброванные многоканальные магнитные зонды, позволяющие измерять полоидальную (продольную),  $B_z$ -компоненту магнитного поля в плазме при распространении осевого струйного выброса в дрейфовом пространстве полетной камеры. Характеристики магнитных зондов для измерения  $B_z$ -компоненты магнитного поля были следующие: пространственное разрешение зонда определялось размерами катушек зонда и составляло около 5 мм; временное разрешение было не хуже 1.5 нс и определялось на калибровочном стенде с частотой колебаний магнитного поля в катушке Гельмгольца 7 МГц; чувствительность катушек зонда  $k_p = (5.18 \div 9.04) \cdot 10^{-9}$  В/(Гс/с), количество каналов измерения — 9, дискретность измерения пространственного распределения  $B_z$ -поля —  $\Delta z = 10$  мм. Общий вид и подробное описание конструкции магнитного зонда представлены на рис. 2 и в работе [15]. Чувствительный элемент зонда калибровался как на величину магнитной индукции, так и на ее направление. Точность калибровки магнитных зондов (определения эффективной площади катушки) была не хуже 5%. Погрешность измерений магнитного поля в плазменном потоке с учетом обтекания оболочки зонда плазмой не превышала 20% [18, 19]. Известно, что искажения временного и амплитудного профиля магнитного поля, регистрируемого зондом, возникают за счет явлений, связанных с динамикой обтекания зонда плазменным потоком. Как показали наши эксперименты по зарегистрированным радиальным профилям  $B_z$ -поля и данным кадровой

электронно-оптической регистрации свечения плазмы, магнитный зонд с такими размерами существенно не возмущает исследуемый плазменный поток.

Одной из существенных проблем при измерении полоидальной компоненты магнитного поля является возможное влияние на результаты азимутального магнитного поля. Схема эксперимента в ПФ (как, впрочем, и в любом Z-пинче) обуславливает изначальное преобладание  $B_\phi$ -компоненты магнитного поля. Так по результатам наших измерений в экспериментах без наложенного магнитного поля величина тороидальной компоненты магнитной индукции на расстоянии 10 см от поверхности анода составляет около 30 кГс, а при распространении на расстояние до 35 см (область наших измерений в данной статье) падает до нескольких единиц кГс [15]. В экспериментах с внешним  $B_z$ -полем уровень тороидальных магнитных полей, регистрируемых зондом на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода, возрастал и составлял 5–10 кГс. Надежность выделения  $B_z$ -компоненты магнитного поля на фоне преобладающей тороидальной  $B_\phi$ -компоненты магнитного поля центрального тока джета обеспечивалась специальной формой экрана со щелью вокруг измерительных катушек зонда (см. рис. 2). Экран представлял собой медную трубку диаметром 10 мм с щелью шириной около 0.7 мм, вытянутой вдоль ее оси. Тестирование зонда с щелевым экраном на стенде показало, что взаимное расположение катушек зонда и щелевого экрана позволяет приблизительно в 400 раз уменьшить паразитный сигнал на катушки зонда от тороидальной компоненты магнит-



**Рис. 2.** Многоканальный магнитный зонд для измерения полоидальной  $B_z$ -компоненты магнитного поля в плазменном потоке. На верхней врезке к рисунку показана конструкция чувствительного элемента магнитного зонда с указанием размеров катушек и расстояний между ними. На нижней врезке к рисунку подробно показан щелевой экран зонда для выделения  $B_z$ -компоненты на фоне  $B_\phi$ -компоненты магнитного поля. Рисками указаны центры катушек.

ного поля. Таким образом, даже в случае наложения внешнего продольного поля величина магнитной индукции этого паразитного сигнала не должна превышать 20–30 Гс.

Набор вакуумных вводов позволял располагать магнитные зонды в диаметрально противоположных направлениях для измерения  $B_z(r)$  распределения магнитного поля по обе стороны от оси (см. рис. 1б) в среднем сечении ( $z_1 = 35$  см) пролетной камеры. Использование двух таких зондов позволяло проводить одновременные измерения в 18-ти точках пространства пролетной камеры в зависимости от цели эксперимента в диапазоне радиусов  $r \in (-12, 12)$  см. Сигнал с  $i$ -й катушки зонда, расположенной в точке пространства с координатами  $(r_i, z_i, \varphi_i)$ , был пропорционален производной магнитной индукции ( $U_p^i \sim \sim \partial B_z^i / \partial t$ ). Для получения временной зависимости магнитной индукции  $B_z^i(t)$  в данной точке сигнал с катушки  $U_p^i$  численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов  $k_p^i$ . Пространственное распределение полоидального магнитного поля  $B_z(r)$  восстанавливалось по семейству кривых  $B_z^i(t)$  в зависимости от расположения катушек магнитных зондов в пролетной камере. С помощью специальной программы обработки данных из зондовых сигналов восстанавливалось радиальное распределение магнитного поля непрерывно во времени, и на основе полученных данных создавался видеоряд в виде avi-файла. Полученный видеоряд позволял оперативно проводить анализ полученных зондовых результатов.

Фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 [20] в  $(r-z)$ -плоскости пролетной камеры. Каждый оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения. Регистрация плазменных потоков производилась также в центральном сечении ( $z = 35$  см) пролетной камеры. Экспозиция кадров составляла 30 нс. Поле зрения ЭОП-диагностики в приосевой области пролетной камеры захватывало область диаметром 13 см, разрешающая способность системы, приведенная к объекту, была около 1 мм.

В экспериментах также использовались оптические коллиматоры, собирающие световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подавалось на фотокатод ФЭУ и регистрировалось на осциллографе. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема: диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышало 5 мм в центре пролетной камеры. Это позволяло с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование

двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, как показано на рис. 1б (поз. 4), и разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяло определять мгновенную скорость плазмы в области наблюдения по сдвигу во времени появления сигнала в различных каналах коллиматора.

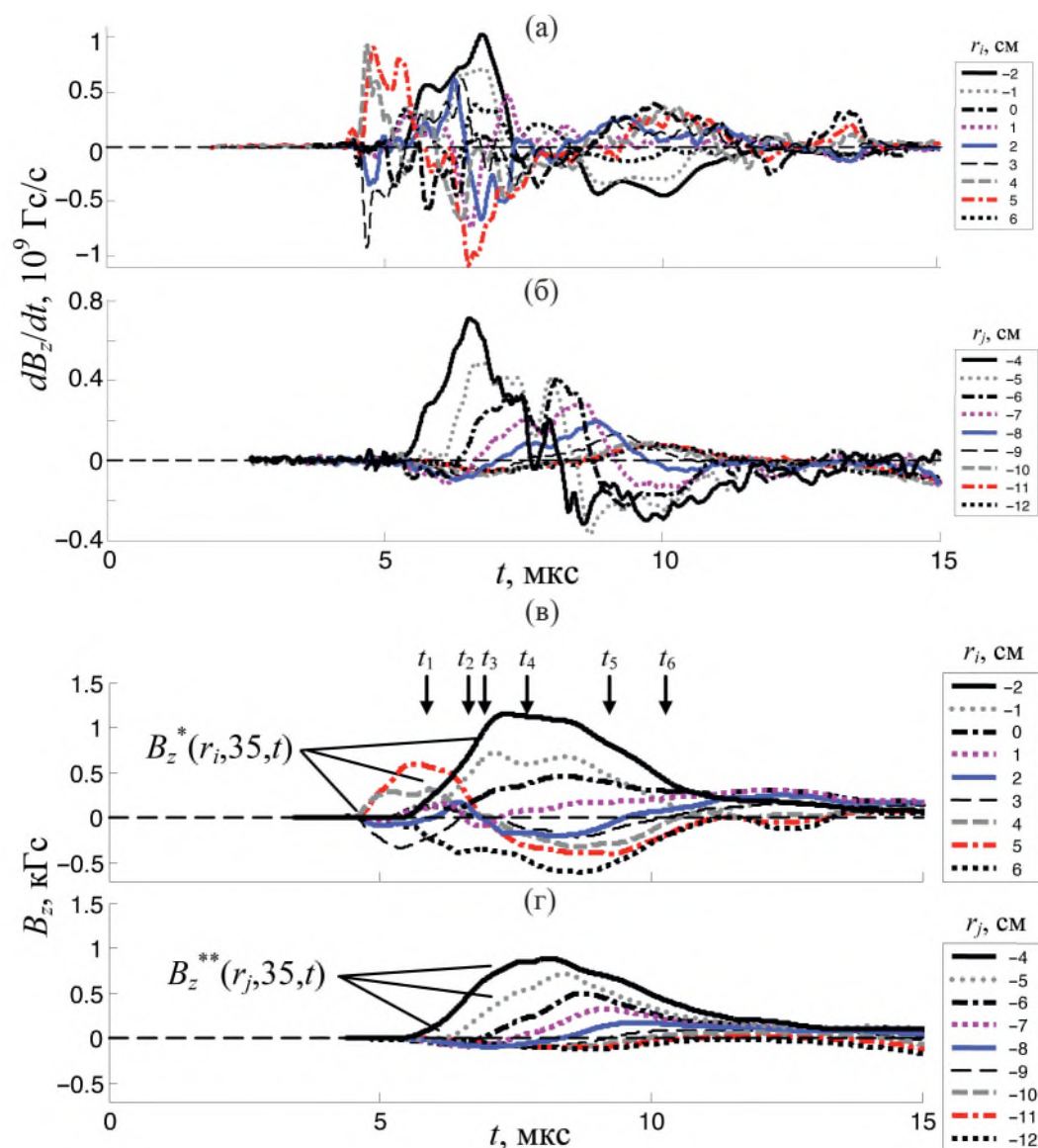
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе представлены результаты исследования радиального распределения продольного магнитного поля в осевом плазменном выбросе в случае квазипостоянного  $B_z$ -поля соленоида и в случае его отсутствия.

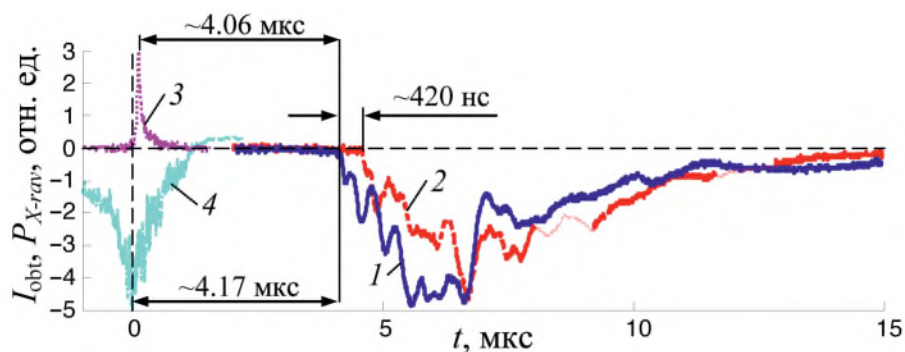
#### 3.1. Внешнее магнитное поле соленоида $B_{z0} = 0$

Как уже отмечалось, величина полоидального магнитного поля, самогенерируемого в разряде без наложенного магнитного поля, определяется физическими процессами, происходящими при пинчевании и формировании потока. Управляемым образом изменять его величину и направление в настоящее время не представляется возможным. В серии экспериментов, описанных в работе [15], величина регистрируемого полоидального поля была на пределе погрешности измерений, поэтому построить достоверное радиальное распределение не удалось. Нами была проведена дополнительная серия разрядов без наложенного магнитного поля, в которой удалось зарегистрировать плазменные потоки с собственным полоидальным полем около 1 кГс. На рис. 3 представлены результаты обработки сигналов магнитных зондов, полученных в одном из таких разрядов. Характер временных зависимостей  $B_z(t)$  следующий: на 4–5 мкс после момента генерации осевого плазменного выброса (момент  $t = 0$ ) зонды, расположенные на высоте  $z = 35$  см, уверенно начинают регистрировать  $B_z$ -поле. Этот момент приблизительно соответствует началу сигналов с оптических коллиматоров, свидетельствующих о появлении ярко излучающего плазменного объекта в области наблюдения (рис. 4). Некоторые отличия во временных параметрах могут быть обусловлены тем обстоятельством, что коллиматоры регистрируют излучение из достаточно малой области на оси системы, при этом ось наблюдения перпендикулярна оси ввода магнитных зондов. Так как плазменный поток имеет сложный профиль (об этом будет сказано ниже), то это может приводить к некоторым различиям в начале сигналов коллиматоров и различных катушек зонда. Через 2–2.5 мкс зонды регистрируют максимальный уровень полоидального магнитного поля. В данном разряде зарегистрировано амплитудное значение  $B_z$ -поля более 1 кГс. Полярность зондовых сигналов соответствует направлению магнитной индукции полоидального магнитного поля от анода установки вверх по оси  $Z$ . Далее, в течение 4–5 мкс наблюдается падение регистрируемого маг-





**Рис. 3.** Сигналы магнитных зондов (а), зарегистрированные на радиусах  $r_i \in [-2; 1; 0; 1; 2; 3; 4; 5; 6]$  см (зонд № 1) и  $r_j \in [-4; -5; -6; -7; -8; -9; -10; -11; -12]$  см (зонд № 2), и восстановленные по ним временные зависимости полоидального магнитного поля (б) в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4632, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $B_{z0} = 0$ ). Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 4.** Сигналы с оптических коллиматоров (1 и 2), датчика рентгеновского излучения СППД-11-02 (3) и производной разрядного тока (4).

нитного поля до уровня 0.1–0.2 кГс. Полная длительность сигналов магнитных зондов близка к длительности сигналов оптических коллиматоров, что свидетельствует о полном пролете плазменного потока места расположения магнитных датчиков. Таким образом, можно утверждать, что собственное полоидальное магнитное поле сосредоточено, в основном, внутри плазменного потока.

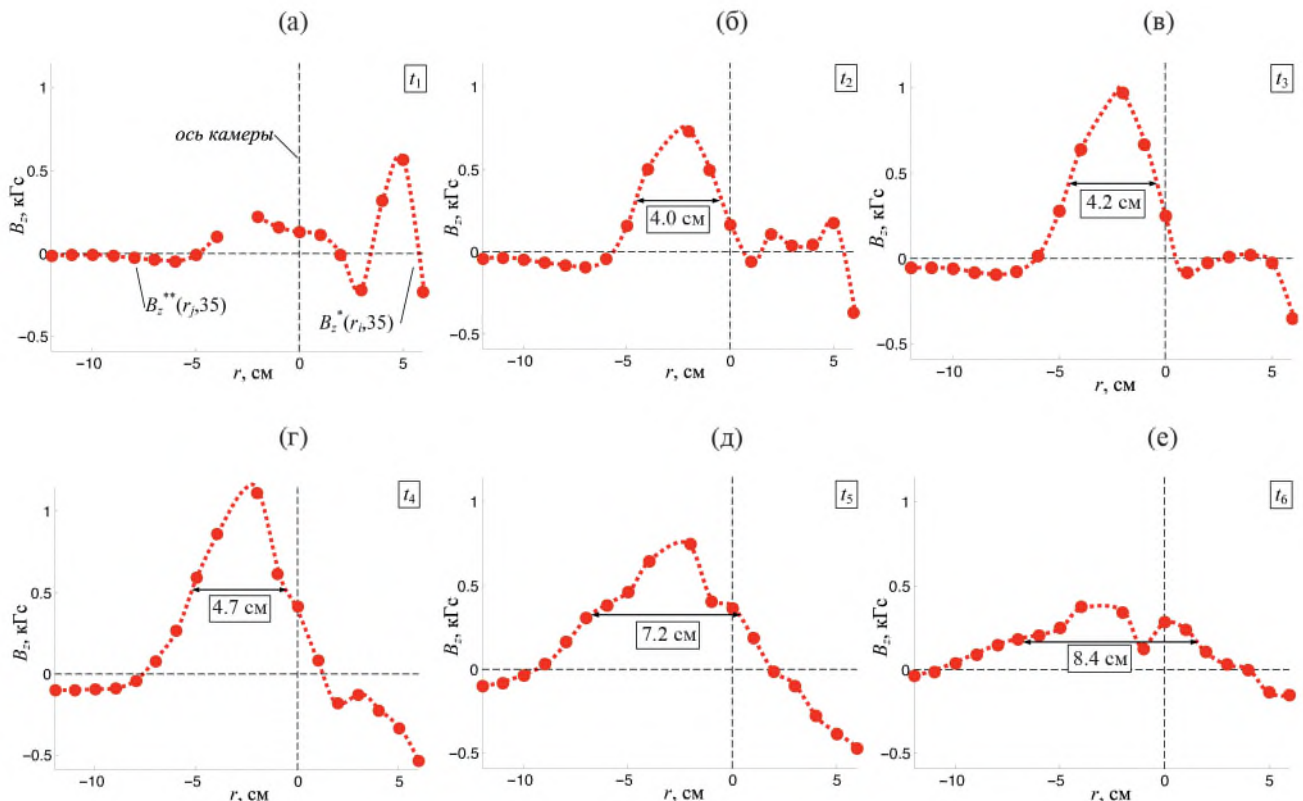
На рис. 5 приведены восстановленные радиальные распределения  $B_z(r)$  в некоторые моменты времени  $t_i$ , показанные стрелками на рис. 3. Радиальный профиль  $B_z$ -поля имеет следующие характерные особенности: наблюдается ярко выраженный максимум полоидального магнитного поля, при этом положение максимума распределения  $B_z(r)$  может не совпадать с осью пролетной камеры ( $r = 0$ ). В случае, представленном на рис. 5, положение  $\max[B_z(r)]$  находится в позиции  $r = -2 \div -2.5$  см.

На рис. 6 и 7 представлены обработанные сигналы магнитных зондов и восстановленные радиальные распределения магнитного поля для аналогичного разряда из этой серии. В этом случае положение  $\max[B_z(r)]$  находится правее оси пролетной камеры в позиции  $r \approx 2.5$  см.

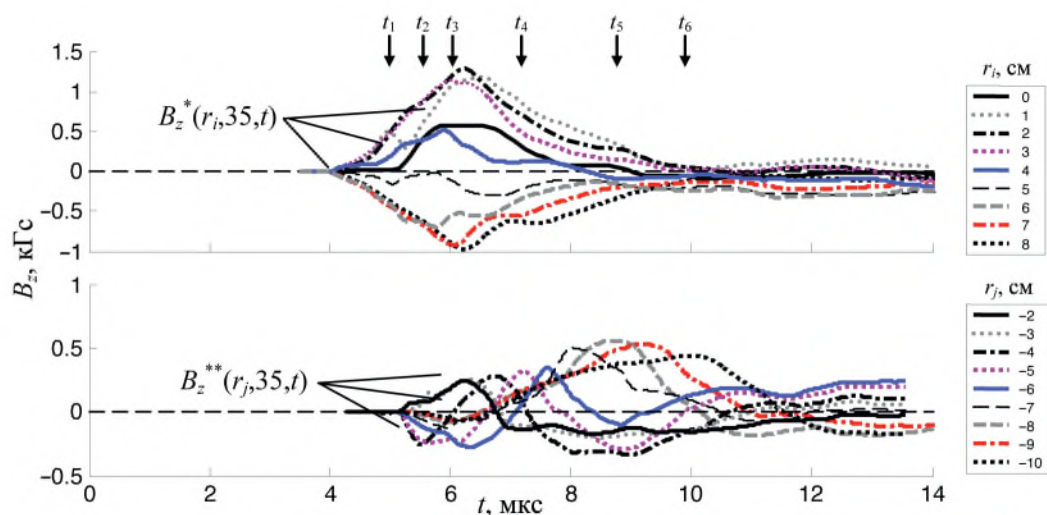
Общий вид профиля  $B_z(r)$  имеет колоколообразную форму с небольшой переполусовкой на пери-

ферии плазменного потока. Наблюдается радиальное уширение колоколообразной формы распределения  $B_z(r)$  от “головы” до “хвоста” плазменного потока. Это связано с конусной формой области протекания центрального тока, обнаруженной нами на предыдущих этапах исследования радиального распределения тороидальной компоненты магнитного поля [21]. При этом было зарегистрировано, что диаметр области центрального тока увеличивается с 3–4 см до величины более 7 см. Действительно, как следует из формы распределений полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , представленных в моменты времени  $t_2$ – $t_6$  на рис. 5, ширина распределения на половине его высоты увеличивается с 4 см до 8.4 см. Это соответствует также теоретической модели, представленной в [9].

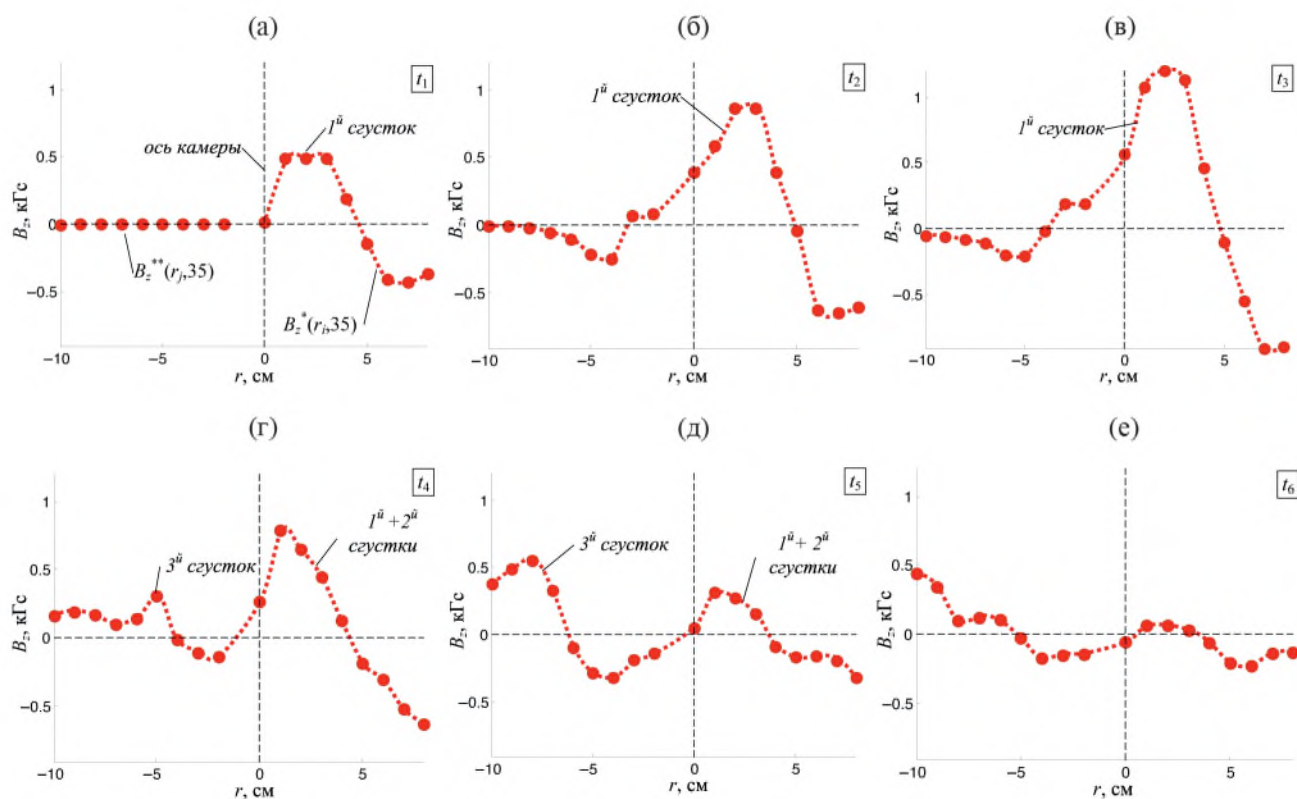
Следует заметить, что в большинстве выстрелов наблюдалось несколько независимых рядом идущих областей плазменного потока (т.н. “сгустков”), несущих, по всей видимости, собственное захваченное полоидальное магнитное поле  $B_z(r)$ . Возможность генерации нескольких сгустков показана в работе [22]. Это хорошо видно из сравнения фотографии потока, приведенной на рис. 8, и динамики изменения суммарного распределения магнитного поля в этом разряде. При трактовке результатов нужно учитывать, что фотография дает двумерное изображение потока, при



**Рис. 5.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4632, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $B_{z0} = 0$ ): а)–е) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 3 на моменты времени  $t_1$ – $t_6$ , указанные стрелками ( $\downarrow$ ).



**Рис. 6.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4605, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $B_{z0} = 0$ ): временные зависимости полоидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах  $r_i \in [0; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8]$  см [кривые  $B_z^*(r_i, 35, t)$ ] и  $r_j \in [-2; -3; -4; -5; -6; -7; -8; -9; -10]$  см [кривые  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$ ]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 7.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4605, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $B_{z0} = 0$ ): а)–е) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 6 на моменты времени  $t_1$ – $t_6$ , указанные стрелками (↓).



этом некоторые сгустки могут проходить как перед магнитными зондами вдоль луча зрения, так и позади них. Поскольку катушки зондов регистрируют суммарное магнитное поле, результат может отличаться от “классического” представления распределения магнитного поля одиночного сгустка.

На рис. 8 можно выделить минимум 5 плазменных сгустков. Четвертый и пятый сгустки наиболее яркие и, видимо, наиболее близкие к регистратору, не оказывают существенного влияния на показания магнитных зондов. Из рисунка 6 видно, что сигнал катушки, находящейся на оси камеры (зонд №1), начинается позже сигналов более удаленных от оси катушек. Очевидно, этот сигнал обусловлен правым плазменным потоком. Со временем положение максимума поля смещается к центру камеры. По-видимому, здесь начинает оказывать свое влияние магнитное поле второго сгустка, радиальное распределение которого расширяется к хвосту сгустка таким образом, что оно начинает регистрироваться катушками зонда. В более поздние времена зонды регистрируют магнитные поля, захваченные третьим сгустком или другими, не попавшими в поле зрения регистратора.

Несмотря на сложность трактовки полученных результатов, можно выделить ключевой момент: распределение полоидального поля, в отличие от тороидального, достигает максимума в центре сгустка и спадает на периферии, аналогично результатам, полученным в работе [15] при наложении внешнего магнитного поля.  $B_z$ -поле имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля соленоида.

### 3.2. Внешнее полоидальное магнитное поле соленоида $B_{z0} \neq 0$

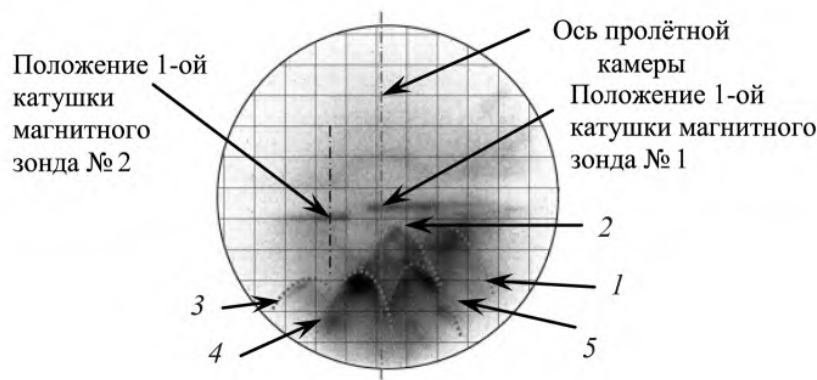
В этом разделе представлены результаты экспериментов по исследованию распространения осевого струйного выброса и захваченного им магнитного поля в присутствии постоянного полоидального магнитного поля соленоида с величиной магнитной индук-

ции  $B_{z0} = 0.77$  кГс, при этом магнитное поле направлено вдоль оси  $Z$  пролетной камеры (см. рис. 1а). Эксперименты проведены при различном направлении  $B_z$ -поля соленоида, чтобы прояснить возможное влияние его направления на динамику распространения плазменного потока. Силовые линии  $B_z$ -поля соленоида могли быть направлены от анода в направлении оси  $Z$  пролетной камеры (случай  $\uparrow$ ) или в противоположном направлении (случай  $\downarrow$ ).

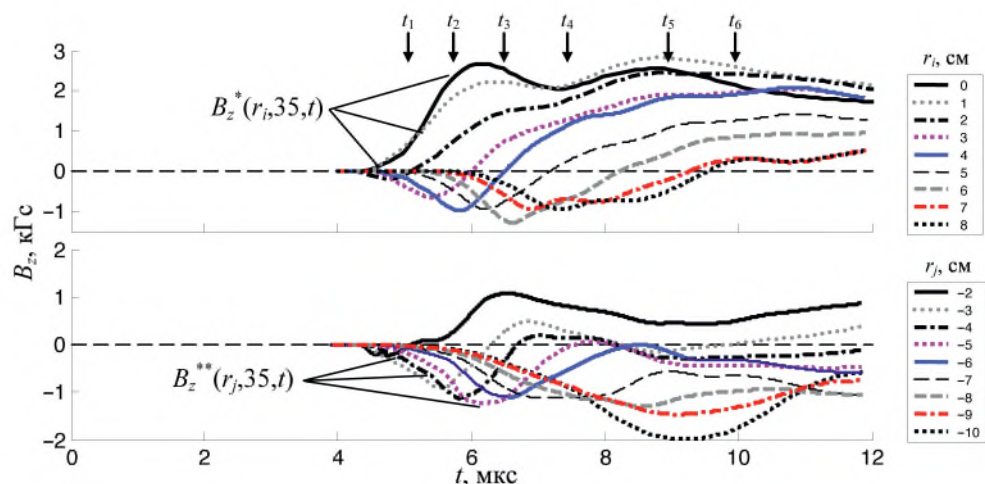
Сначала рассмотрим случай распространения плазменного потока, когда силовые линии  $B_z$ -поля соленоида были направлены от анода в направлении оси  $Z$  пролетной камеры. На рис. 9–12 представлены результаты измерений распределений  $B_z$ -магнитного поля.

Захваченное плазменным потоком  $B_z$ -поле имеет тоже направление, что и начальное поле внешнего соленоида и составляет 2–3 кГс. При этом захваченное  $B_z$ -поле имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля кругового тока (аналог многовиткового соленоида в плазме): в центральной части плазменного потока, где протекает осевой ток, зарегистрирован максимальный уровень  $B_z$ -поля. При увеличении расстояния от оси наблюдается его спад с последующей переполюсовкой в области радиусов  $\pm(2.0-2.5)$  см по обе стороны от оси плазменного потока (см., напр., распределения  $B_z(r)$  в моменты времени  $t_1, t_2$  на рис. 10 и в момент  $t_1$  на рис. 12). В последующие моменты времени (моменты  $t_3-t_6$  на рис. 9 и  $t_2, t_3$  на рис. 11) радиус переполюсовки  $B_z$ -поля становится большим  $\pm 5$  см, что, как было объяснено выше для случая отсутствия поля внешнего соленоида, является следствием радиального уширения области протекания центрального тока по направлению от головы плазменного потока к его хвостовой части. Отметим, что в представленных импульсах, ось центральной области плазменного потока хорошо совпадает с осью пролетной камеры.

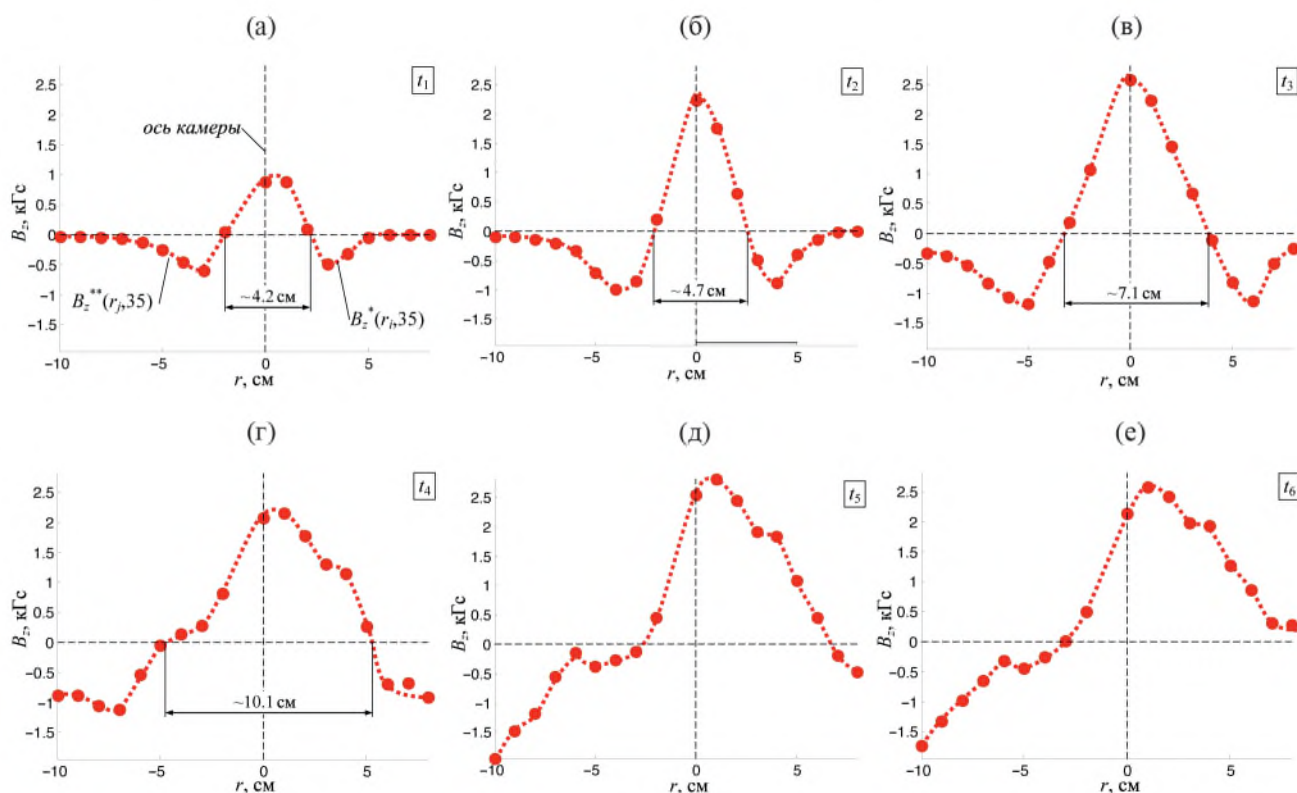
Обращает на себя внимание длительное существование полоидального магнитного поля в области на-



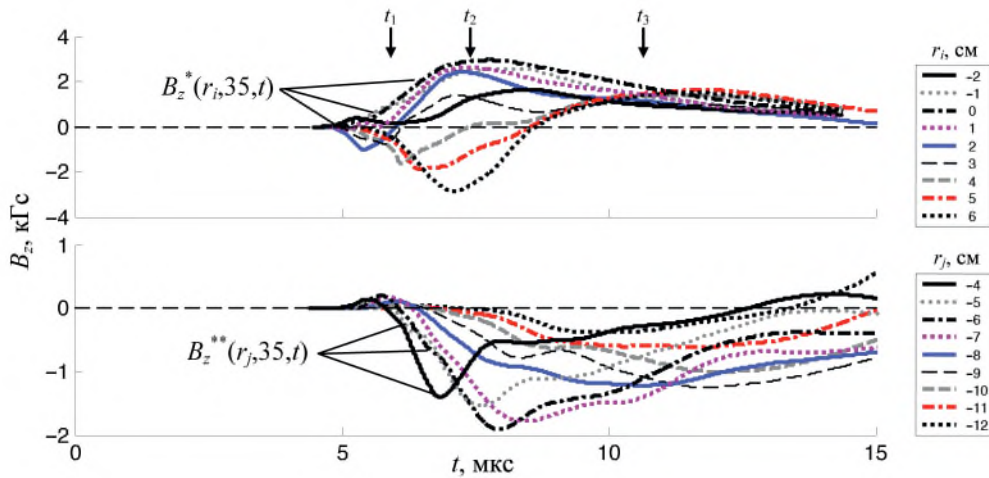
**Рис. 8.** Фотография плазменного потока в разряде № 4605. Экспозиция кадра 30 нс. На фотографии видны зонды № 1 и № 2. Цифрами 1–5 пронумерованы сгустки в плазменном потоке.



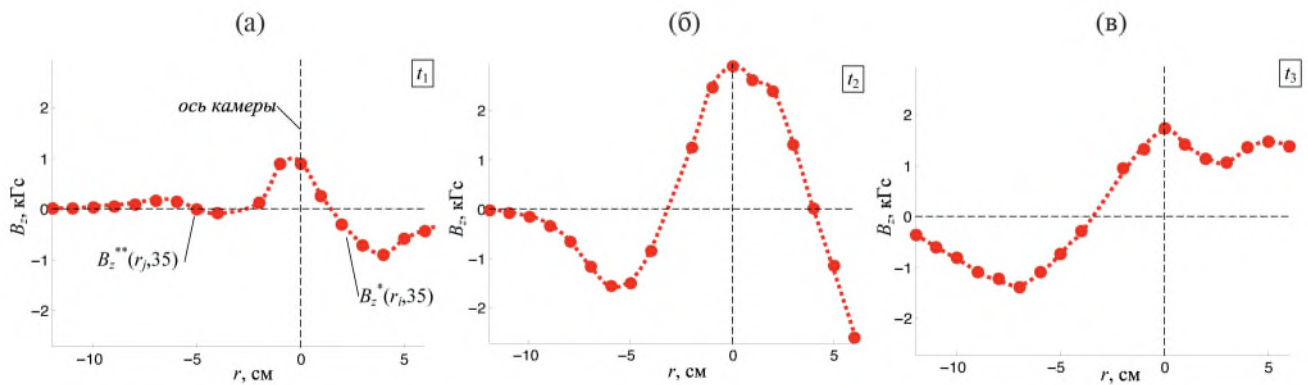
**Рис. 9.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4595, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): временные зависимости полоидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах  $r_i \in [0; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8]$  см [кривые  $B_z^*(r_i, 35, t)$ ] и  $r_j \in [-2; -3; -4; 5; -6; -7; -8; -9; -10]$  см [кривые  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$ ]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 10.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4595 газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): а)–е) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 9 на моменты времени  $t_1$ – $t_6$ , указанные стрелками (↓).



**Рис. 11.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4617, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): временные зависимости полоидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах  $r_i \in [-2; 1; 0; 1; 2; 3; 4; 5; 6]$  см [кривые  $B_z^*(r_i, 35, t)$ ] и  $r_j \in [-4; 5; -6; -7; -8; -9; -10; -11; -12]$  см [кривые  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$ ]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 12.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4617, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): а)–в) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 11 на моменты времени  $t_1$ – $t_3$ , указанные стрелками (↓).

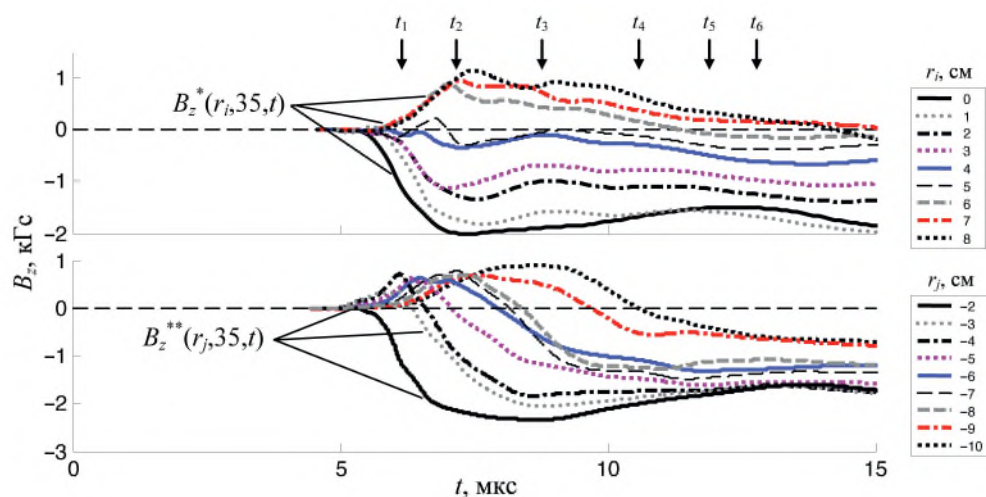
блюдения по сравнению с длительностью пролета основного тела сгустка. Аналогичный результат был получен в работе [13] при регистрации полоидального потока на установке ПФ-3 с помощью петель, установленных по центру камеры на различных расстояниях от оси. По-видимому, в случае наложенного поля не происходит полного разрыва цепи тока, протекающего в плазменном потоке с электродами установки.

Аналогичные радиальные распределения полоидального магнитного поля получены для случая, когда  $B_z$ -поле внешнего соленоида имело противоположное оси  $Z$  направление, но ту же начальную величину магнитной индукции  $B_{z0} = -0.77$  кГс (см. рис. 13 и 14). Полученные профили распределения  $B_z(r)$  подобны профилям распределений, полученных для случая  $B_z \uparrow$ , однако имеют другую полярность, соответствующую

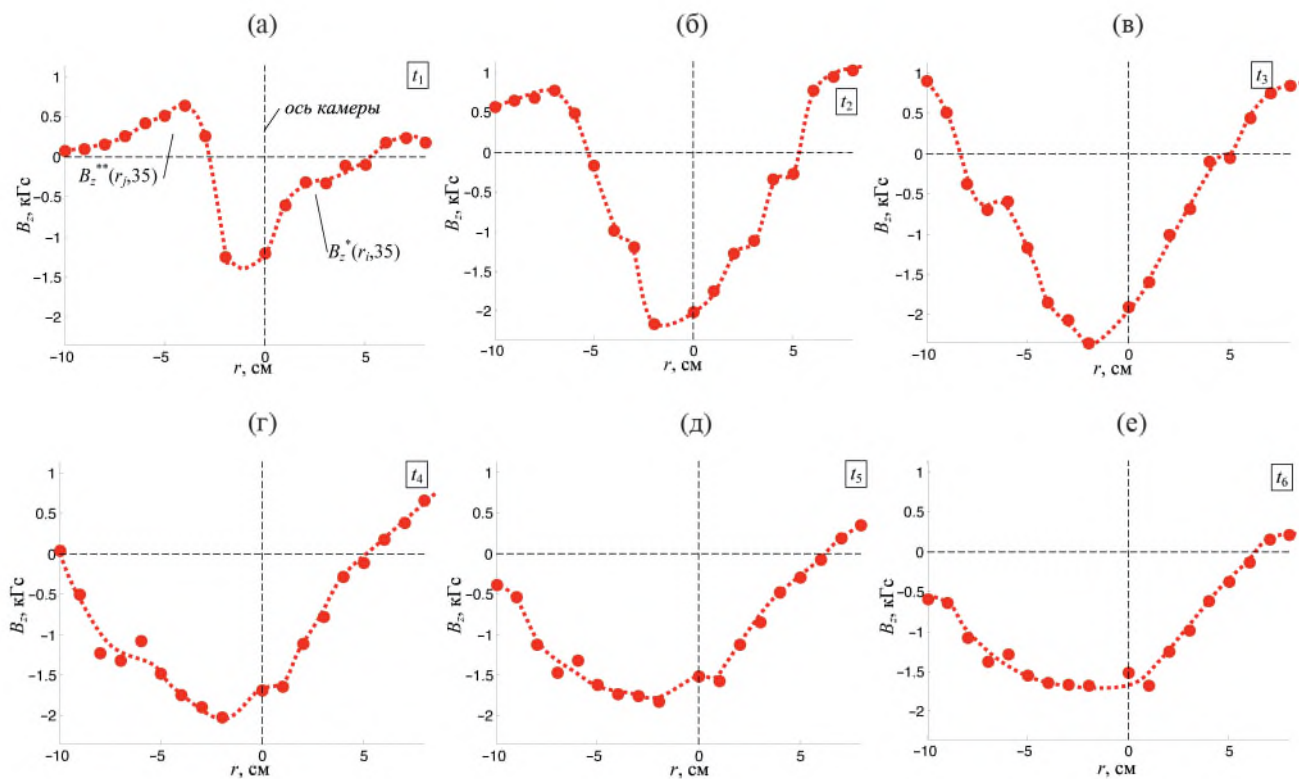
начальному направлению  $B_z$ -поля внешнего соленоида. Также наблюдается переполюсовка  $B_z$ -поля, захваченного плазменным потоком на определенном радиусе, который увеличивается по мере пролета джета (см. распределения  $B_z(r)$  в моменты  $t_1$ – $t_6$  на рис. 14).

Таким образом, общий характер радиальных распределений полоидального магнитного поля, захваченного плазменным потоком, практически не зависит от начального направления  $B_z$ -поля внешнего соленоида. При этом полярность распределений  $B_z(r)$  меняется в соответствии с направлением магнитного поля соленоида.

Во всех случаях, представленных выше на рис. 10, 12 и 14, положение максимума распределения полоидального магнитного поля показывает, что ось центрального тока совпадает с осью пролетной каме-



**Рис. 13.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4599, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\downarrow B_{z0} = -0.77$  кГс): временные зависимости полоидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах  $r_i \in [0; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8]$  см [кривые  $B_z^*(r_i, 35, t)$ ] и  $r_j \in [-2; -3; -4; 5; -6; -7; -8; -9; -10]$  см [кривые  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$ ]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 14.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4599, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\downarrow B_{z0} = -0.77$  кГс): а)–е) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 13 на моменты времени  $t_1$ – $t_6$ , указанные стрелками (↓).



ры. Однако нами были зарегистрированы случаи, когда положение  $\max[B_z(r)]$  существенно не совпадает с осью камеры ( $r = 0$ ). Как раз такой случай представлен на рис. 15 и 16. Как видно из формы распределений магнитного поля  $B_z(r)$  на рис. 15 на промежутке времени  $t_1 - t_6$  смещение максимума распределения происходит левее оси пролетной камеры с позиции  $r = -1.4$  см до  $-4.5$  см. Такое смещение оси плазменного потока регистрировалось нами ранее и на радиальных распределениях тороидального магнитного поля  $B_\varphi(r)$  [17].

Таким образом, наличие внешнего  $B_z$ -магнитного поля соленоида улучшает, но не гарантирует симметрию распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры. По-видимому, осевая симметричность потока определяется условиями на стадии генерации потока.

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведенные исследования распределения  $B_z(r)$  внутри плазмы осевого струйного выброса позволяют сделать следующие выводы:

1. В случае наличия внешнего  $B_z$ -поля, созданного соленоидом, магнитная индукция захваченного плазменным потоком  $B_z$ -поля составляет 2–3 кГс и имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля соленоида. В центральной части плазменного потока, где протекает центральный ток, зарегистрирован максимальный уровень  $B_z$ -поля, а в сторону увеличения расстояния от оси наблюдается спад величины магнитного поля с последующей его переполусовкой в области радиусов 2–6 см.

2. Наблюдаемое радиальное уширение колоколо-

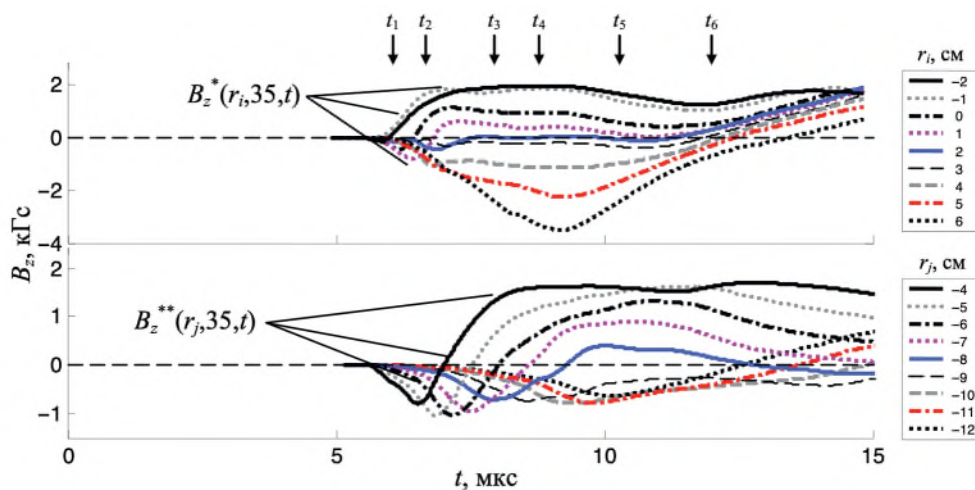
образной формы распределения  $B_z(r)$  от “головы” до “хвоста” при прохождении плазменного потока обусловлено конусной формой области протекания центрального тока, обнаруженной на предыдущих этапах исследования радиального распределения тороидальной компоненты магнитного поля

3. Профиль радиального распределения магнитного поля  $B_z(r)$  не зависит от направления внешнего магнитного поля катушки, но меняется только знак абсолютного значения  $B_z$ -поля. При этом измерения  $B_z$ -компоненты магнитного поля внутри плазменного потока показали, что захваченное внутри потока  $B_z$ -поле имеет тоже направление, что и начальное аксиальное магнитное поле, созданное током внешнего соленоида.

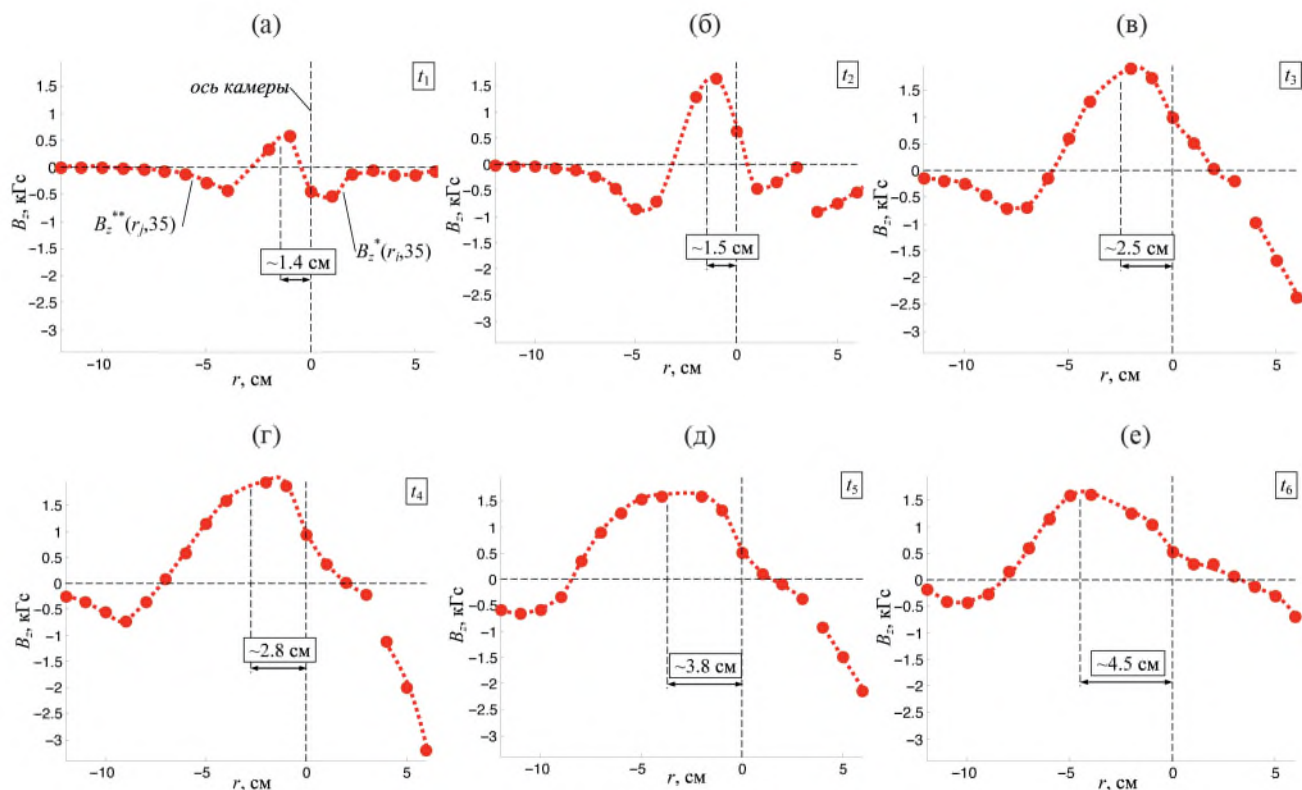
4. При смещении оси плазменного потока относительно оси пролетной камеры, на радиальных распределениях  $B_z(r)$  наблюдается смещение положения максимума распределения в ту же сторону.

5. В случае отсутствия внешнего  $B_z$ -поля профиль радиального распределения  $B_z(r)$  подобна профилю в экспериментах с внешним  $B_z$ -полем, но с меньшим в 3–4 раза максимальным уровнем  $B_z$ -поля (магнитная индукция в этом случае не превышает значение 1 кГс). Полярность зондовых сигналов соответствует направлению вектора индукции полоидального магнитного поля от анода установки вверх по оси  $Z$ . В данной серии экспериментов обратное направление не наблюдалось. Это не значит, что его не может быть. Ограниченная серия не позволяет сделать определенные выводы. Это может быть предметом дальнейших исследований.

6. В некоторых выстрелах зарегистрировано несколько рядом идущих областей плазменного потока (стустков) с собственным полоидальным



**Рис. 15.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4621, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): временные зависимости полоидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах  $r_i \in [-2; -1; 0; 1; 2; 3; 4; 5; 6]$  см [кривые  $B_z^*(r_i, 35, t)$ ] и  $r_j \in [-4; -5; -6; -7; -8; -9; -10; -11; -12]$  см [кривые  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$ ]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.



**Рис. 16.** Результаты измерений полоидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии  $z = 35$  см от поверхности анода установки (импульс № 4621, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 370$  кДж,  $\uparrow B_{z0} = 0.77$  кГс): а)–е) – радиальные распределения полоидального магнитного поля  $B_z(r)$ , восстановленные из кривых  $B_z^*(r_i, 35, t)$  и  $B_z^{**}(r_j, 35, t)$  рис. 15 на моменты времени  $t_1$ – $t_6$ , указанные стрелками (↓).

магнитным полем. В результате магнитными зондами регистрируется суперпозиция этих полей, что приводит к отклонению радиального распределения полоидального поля потока от “классического” профиля одиночного соленоида.

7. Полученные распределения полоидального магнитного поля в нашем лабораторном эксперименте имеют важное значение в вопросе о внутренней структуре астрофизических струйных выбросов. В настоящее время существуют как модели, в которых продольное (полоидальное) магнитное поле квазиоднородно в пределах струйного выброса [2], так модели, в которых оно меняет знак подобно экспериментам RFP [23, 24]. Наши эксперименты скорее говорят в пользу моделей с переменным продольным полем. Найденные нами распределения полоидального поля достаточно хорошо соответствуют распределениям, полученным при численном решении нового класса обобщенного уравнения Грэда–Шафранова [9], согласно которым максимум полоидального магнитного поля также наблюдается в центре потока с последующей переполусовкой на некотором расстоянии от оси (аналог поля соленоида). Кроме того, полученные нами новые уточненные данные открывают дополнительные возможности для отработки численного кода, что позволит применить этот метод в дальней-

шем для нахождения самосогласованных конфигураций объектов Хербига–Аро и последующего численного расчета их движения в окружающей среде.

Авторы выражают признательность В.С. Бескину за полезные обсуждения и ценные комментарии.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pudritz R. E., Ray T. P. // *Front. Astron. Space Sci.* 6. 2019. P. 54
2. Бескин В. С., Осесимметричные стационарные течения в астрофизике М.: Физматлит, 2005
3. Ryutov D., Drake R.P., Kane J., Liang E., Remington B.A., Wood-Vasey W.M. // *The Astrophysical J.* 1999.
4. Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D. // *Reviews of Modern Physics.* 2006. V. 78. P. 755.
5. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Beard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S. N., Cowan T. E., Herrmannsdorfer T., Higginson D. P., Kroll F., Pikuz S. A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.-P., Skobelev I. Yu., Faenov A.Ya., Soloviev A., Huarte-Espinosa M., Frank A.,

- Portugall O., Pepin H., Fuchs J.* // Science. 2014. 17 October. P. 325.
6. *Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D.* // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 025002.
  7. *Hsu S.C., Bellan P.M.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 334 257 (2002)
  8. *Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А.* // УФН. 2023. 193, 345–381
  9. *Бескин В.С., Калашиников И.Ю.* // Письма в астрономический журнал. 2020. Т. 46. № 7. С. 494.
  10. *Suzuki-Vidal F., Lebedev S.V., Bland S.N., Hall G.N., Harvey-Thompson A.J., Chittenden J.P., Marrocchino A., Bott S.C., Palmer J., and Ciardi A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. P. 581.
  11. *Byvank T., Banasek J.T., Potter W.M., Greenly J.B., Seyler C.E., and Kusse B.R.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, 122701
  12. *Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Scholz M., Paduch M., Kubes P., Karpinski L. and Zielinska E.* // EPL. 2012. V. 98. 45001
  13. *Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басилая А.Д., Марколия М., Митрофанов К.Н., Мяслон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 967
  14. *Auluck S. K. H., Krauz V. I., Myalton V. V., and Kharrasov A. M.* // Plasma Physics Reports. 2024. V. 50. P. 358
  15. *Крауз В.И., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Мяслон В.В., Митрофанов К.Н., Бескин В.С., Виноградова Ю.В., Ильичев И.В.* // Астрономический журнал. 2023. Т. 100. С. 19
  16. *Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P.* // Phys. Lett. A. 1966. V. 211. N. 3. P. 168.
  17. *Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мяслон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В.* // ЖЭТФ. 2014. Т.146. С.1035
  18. *Глазырин И.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Карпеев А.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Самохин А.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 2. С. 67.
  19. *Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мяслон В.В., Падух М., Грицук А.Н.* // ПТЭ. 2018. Т. 61. № 2. С. 78.
  20. *Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мяслон В.В., Харрасов А.М.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С.1033.
  21. *Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П.* // Астрономический журнал. 2019. Т. 96. С. 156.
  22. *Ананьев С.С., Крауз В.И., Мяслон В.В., Харрасов А.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40, Вып. 1. С. 21–35
  23. *Romanova M.M., Ustyugova G.V., Koldoba A.V., Lovelace R.V.E.* // Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2011, V. 416, P. 416
  24. *Bromberg O., Tchekhovskoy A.* // Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2016, V. 456, P. 1739

## FEATURES OF RADIAL DISTRIBUTIONS OF POLOIDAL MAGNETIC FIELD IN AXIAL JET EJECTION IN A PLASMA FOCUS

V. I. Krauz<sup>a,\*</sup>, K. N. Mitrofanov<sup>a,b,\*\*</sup>, V. V. Myalton<sup>a</sup>, A. M. Kharrasov<sup>a</sup>, and Yu. V. Vinogradova<sup>a</sup>

<sup>a</sup> National Research Center “Kurchatov Institute,” Moscow, 123098 Russia

<sup>b</sup> Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, 142190 Russia

\*e-mail: krauz\_vi@nrcki.ru

\*\*e-mail: mitrofan@triniti.ru

The radial distribution of the  $B_z$  field at a distance of 35 cm from the generation region of the axial jet emission (the anode surface of the setup) has been studied using the PF-3 plasma-focus facility. The measurements have been performed using multichannel magnetic probes located in the flight chamber of the facility. This has made it possible to measure the magnetic field distribution at 18 points on both sides of the flight chamber axis. The magnetic probes have been calibrated both in absolute value and in the magnetic field direction. An external multi-turn solenoid has been used to create the initial longitudinal (poloidal) magnetic field. The solenoid power supply circuit has allowed obtaining different  $B_z$  field directions: along or against the facility axis. It is shown that the poloidal field distribution reaches its maximum in the bunch center and decreases at the periphery, regardless of the presence of an external magnetic field. The  $B_z$  field has a radial distribution  $B_z(r)$ , close in shape to the magnetic field distribution of the solenoid. The work is performed within the program for the simulation of jets of young stellar objects.

**Keywords:** plasma focus, plasma dynamics, magnetic field, jets of young stellar objects, laboratory simulation