

ДИНАМИКА СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЕННОГО ВЫБРОСА ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ДЖЕТОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД НА УСТАНОВКАХ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

© 2024 г. И. Ю. Калашников^{1,2,3,*}, В. С. Бескин^{2,4,5}, В. И. Крауз²

¹Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Институт автоматизации проектирования Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

⁵Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

*E-mail: kalasxel@gmail.com

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Использование установок типа «плазменный фокус», таких как ПФ-3 (Курчатовский институт), позволяет проводить хорошо контролируемые и диагностируемые лабораторные эксперименты по изучению лабораторных джетов с масштабными параметрами, близкими к джетам молодых звезд. В работе представлены результаты численного моделирования распространения плазменного выброса в ПФ-3. В качестве начальных условий была выбрана самосогласованная конфигурация, корректно учитывающая внутреннюю структуру джета. Это позволило получить детальную структуру взаимодействия замагниченного выброса с окружающим газом. В силу масштабируемости подобной структуры следует ожидать от головных ударных волн джетов молодых звезд.

Ключевые слова: джеты молодых звездных объектов, лабораторное моделирование, магнитная гидродинамика, плазменный фокус, равновесные конфигурации

DOI: 10.31857/S0004629924040039 EDN: KFVAKC

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизме образования и устойчивости струйных выбросов из компактных астрофизических объектов уже многие годы находится на переднем крае современной астрофизики. Такие джеты наблюдаются у самого широкого класса источников, таких как молодые звезды [1], активные галактические ядра [2, 3], микроквазары [4], а также космологические гамма-всплески [5]. В настоящее время общепринятой является электродинамическая модель активности этих объектов [6], позволяющая объяснить основные наблюдаемые свойства. В ее основе лежит простая идея униполярного индуктора, т. е. вращающегося намагниченного тела. При этом в астрофизических источниках (молодых звездах, черных дырах в центрах активных галактических ядер и т. д.) важную роль играют аккреционные диски, в значительной степени формирующие магнитосферу «центральной машины». Протекающие в магнитосфере электрические токи и определяют в конечном итоге энергетику джетов.

Существование струйных выбросов, которые в большинстве своем движутся со сверхзвуковыми скоростями, приводит к образованию характерных областей их взаимодействия с окружающей средой, связанных с неизбежным возникновением ударных волн [7]. В релятивистских джетах из активных галактических ядер они наблюдаются в радиодиапазоне как «горячие пятна» [8]. В случае нерелятивистских джетов из молодых звезд такие области (объекты Хербига-Аро [9, 10]) возникают при взаимодействии более быстрого джета, распространяющегося в медленном звездном ветре молодой звезды [11]. Понятно, что исследование этих областей позволяет получить важную дополнительную информацию о свойствах и внутренней структуре джетов. Однако их удаленность не всегда дает возможность с уверенностью судить о всех процессах, происходящих при взаимодействии сильно замагниченного джета с окружающей средой; в частности это касается сложности в определении самого магнитного поля.

В последнее время большим подспорьем в исследовании космических струйных выбросов стало лабораторное моделирование. Прогресс в этом направлении связан с развитием мощных установок, в которых достигается высокая плотность энергии. Прежде всего, это мощные лазеры [12, 13, 14, 15], быстрые Z-пинчи [16, 17], плазменные ускорители [18, 19], а также плазменный фокус (ПФ) [20]. Хорошо известными преимуществами этого направления являются возможности прямого измерения всех параметров (в том числе и магнитного поля), варьирования параметров течений, исследования динамики происходящих процессов, а также тестирования результатов численного моделирования.

В частности, проводить подобные эксперименты позволяют установки плазменного фокуса, такие как ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» [11], реализующая геометрию филипповского типа, а также установки PF-1000 в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава, Польша [21], и КПФ-4 «Феникс» в Сухумском Физико-Техническом Институте [22], где используется мейзеровская геометрия. Прежде всего во всех этих установках можно следить за распространением плазменного выброса на большие расстояния по сравнению с его поперечным размером. Еще одно преимущество этих установок состоит в том, что они позволяют исследовать взаимодействие плазменного выброса с внешней средой, поскольку они распространяются в камере, заполненной рабочим газом. Наконец, не недостатком, а преимуществом установок с плазменным фокусом при моделировании джетов из молодых звезд является импульсный характер генерации плазмы, в результате которого в рабочем газе распространяется плазменный выброс, продольный размер которого сравним с его поперечным размером. Дело в том, что в отличие от релятивистских струйных выбросов джеты из молодых звезд являются неустойчивыми, так что, отдаляясь от центрального объекта, они разбиваются на отдельные плазменные сгустки. Поэтому установки плазменного фокуса позволяют наиболее адекватно моделировать процесс взаимодействия струйных выбросов из молодых звезд с окружающей средой [11, 23]. Многолетние исследования на установках плазменного фокуса показали, что плазменный сгусток, формирующийся в пинчевой стадии ПФ разряда [24], распространяется на расстояния, на два порядка превышающие их начальные размеры, при сохранении компактности головной части сгустка [20]. Таким образом, установки ПФ действительно воспроизводят основные морфологические особенности, характерные для активных областей

нерелятивистских джетов из молодых звезд. В свою очередь широкий набор диагностического оборудования позволяет провести количественный анализ процессов, происходящих при распространении плазменного выброса во внешней среде.

Детальные исследования распределения магнитного поля, захваченного потоком [25, 26, 27, 28], и профиля потока [20, 29] позволили сформулировать феноменологическую картину структуры сгустка [27, 29]. В соответствии с этой моделью, по оси выброса протекает продольный ток, создающий удерживающее азимутальное поле. В результате движения плазмоида со сверхзвуковой скоростью возникает ударная волна, в которую вытекает значительная доля вещества [30], формируя аналог астрофизического кокона, по которому протекают обратные токи замыкания, причем поперечный размер этого «кокона» в значительной мере определяется давлением окружающего газа [27]. Главный вывод, который был сделан на основании этих исследований, следующий: продольные токи, текущие вдоль оси выброса, замыкаются на сам выброс и не связаны с «центральной машиной» (пинчем). Вполне вероятно, что такой сценарий реализуется и в случае выбросов из молодых звездных объектов. Поэтому на данном этапе возникла необходимость в построении численной модели, которая бы адекватно описывала динамику распространения плазменного выброса на установках типа плазменный фокус с тем, чтобы в дальнейшем распространить ее и на астрофизические условия.

Понятно, что построение модели требует задания адекватных начальных условий, приводящих к формированию такой конфигурации. Один из возможных вариантов этого процесса упрощенно рассмотрен в работе [25]. Поскольку магнитное поле, создаваемое пинчем, максимально вблизи границы пинча, магнитное давление на обратную токовую оболочку неравномерно по радиусу и вблизи оси образуется «магнитный пузырь» (см. рис. 1). По мере выдувания части обратного токопровода происходит перезамыкание магнитных силовых линий и формирование замкнутого токо-плазменного образования, в котором содержится часть магнитного потока разрядного тока. Один из возможных вариантов такой конфигурации рассмотрен в работе [31].

Предположив, что конфигурация такого типа формируется уже на начальных стадиях генерации потока, логично предположить, что параметры плазмы потока будут близки к параметрам пинча. Т. е. плотность плазмы будет на уровне нескольких единиц на 10^{18} см^{-3} [32], а температура около

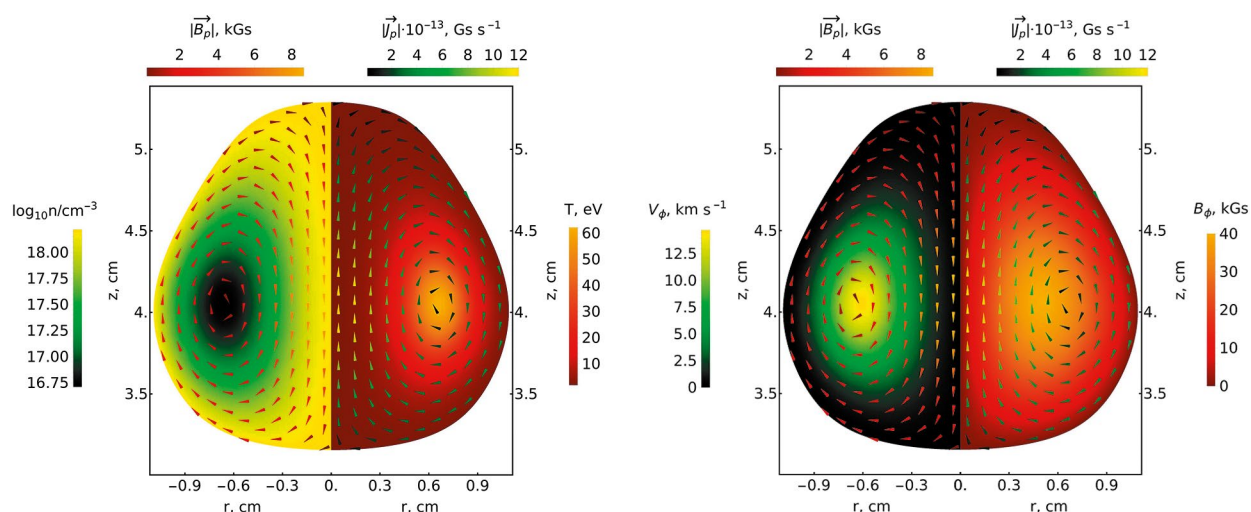


Рис. 1. Распределение концентрации и температуры (слева), тороидальных скорости и магнитного поля (справа) внутри выброса в начальный момент времени. Цветными стрелками показано направление полоидального магнитного поля $\vec{B}_p$ на левых половинах, а на правых — плотность электрического тока $\vec{J}_p$. Модули полоидальных полей отражают цветовые шкалы сверху.

сотни эВ. Хотя, как было показано в работе [33], без накачки плазмы энергией извне она за сотые (в случае неона) и десятые (в случае гелия) доли микросекунды остывает до нескольких единиц эВ. При этом характерный размер первичного выброса ~ 1 см [24]. Измерения магнитными зондами показали, что величина магнитного поля в области формирования выброса (10–15 см от плоскости анода) составляет 30–50 кГс [34]. Близкие параметры были выбраны нами в качестве начальных (см. раздел 2).

Численному моделированию нерелятивистских джетов молодых звезд посвящено достаточно много работ. Уже в 1980–1990-х годах удалось смоделировать возникновение двух ударных волн при взаимодействии сверхзвукового джета с окружающей средой, а также в целом выяснить роль радиационных процессов [35, 36, 37]. В последствии для последовательного анализа процессов нагрева и излучения на ударных волнах в расчеты были включены все основные процессы ионизации и рекомбинации [38]. Была также воспроизведена сложная многокомпонентная структура «головных частей» [39, 40, 41], и даже смоделировано взаимодействие струйного выброса с боковым ветром [42] (см. также обзор [43]). Значительное количество работ по численному моделированию было связано и с анализом результатов, полученных на экспериментальных установках (см., напр., [44, 45, 46]). При этом во всех численных экспериментах магнитное поле действительно играло определяющую роль, позволяя воспроизвести основные морфологические свойства наблюдаемых течений (см., напр., [47, 48, 49, 50]).

Однако практически во всех из них начальные условия выбраны, вообще говоря, нефизично: токи, порождающие магнитные поля, обычно не замкнуты, отсутствует зависимость термодинамических характеристик плазмы от конфигурации магнитного поля и от поля скоростей.

В недавней работе [31] был найден широкий класс аналитических решений уравнения Грэда-Шафранова, описывающих ограниченные двумерные осесимметричные плазменные конфигурации. Такие решения правильно описывают внутреннюю структуру плазменного потока, полученного на установке ПФ-3. Однако в рамках этого подхода невозможно получить ударные волны, возникающие как в лабораторных, так и в астрофизических условиях, а также описать динамику прохождения потока через окружающую среду. Поэтому в настоящей работе было построено подходящее аналитическое решение и использовано в качестве начальных условий для численного моделирования распространения лабораторного плазменного выброса. Полученная таким образом картина взаимодействия потока намагниченной плазмы с окружающим веществом должна корректно описывать структуру лабораторного плазменного выброса, что впоследствии поможет пролить свет на структуру головных ударных волн нерелятивистских джетов. В данной работе мы ограничились рассмотрением гелиевой плазмы, поскольку в ней не наблюдаются неустойчивости, связанные с радиационным охлаждением [33], приводящие к кружевной структуре выброса, описание которого не входит в задачи данной работы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для нахождения самосогласованных начальных условий мы воспользовались уравнением Грэда-Шафранова, позволяющим описывать осесимметричные стационарные конфигурации идеальной магнитогидродинамики (МГД). Привлекательность такого подхода состоит в том, что достаточно задать, исходя из каких-либо предположений, пять интегралов движения и решить дифференциальное уравнение на функцию магнитного потока Ψ , после чего все оставшиеся величины могут быть найдены с помощью алгебраических уравнений. Возможность же использования приближения стационарности связана с тем, что решение может быть сначала найдено в системе покоя плазменного выброса, а затем, после придания выбросу с найденной внутренней структурой как целому определенной скорости, можно исследовать его взаимодействие с окружающей плазмой.

Ранее нами было показано [31], что для малых альвеновских чисел Маха (в системе покоя выброса) $\mathcal{M}^2 = 4\pi r v_p^2 / B_p^2 \ll 1$, где ρ — плотность, а v_p и B_p — полоидальная скорость и магнитное поле соответственно, существует широкий класс интегралов движения, при которых уравнение Грэда-Шафранова становится линейным с разделяющимися переменными, причем его радиальная часть сводится к уравнению Бесселя. В этом случае точное решение уравнения Грэда-Шафранова может быть записано в виде

$$\Psi(r, z) = \Psi_0 \sum_k C_k k r J_1(kr) \cos(k_2 z + \phi_k), \quad (1)$$

где J_1 — функция Бесселя, Ψ_0 , C_k , ϕ_k — произвольные константы, а значения k и k_2 должны удовлетворять условию

$$k^2 + k_2^2 = 64\pi^4 \eta_0^2 A^2, \quad (2)$$

где константы η_0 и A пропорциональны полному току, циркулирующему в плазменном выбросе: $I = 2\pi c \eta_0 A \Psi$. Зная функцию потока $\Psi(r, z)$, магнитное поле может быть найдено как:

$$\vec{B} = \frac{\nabla \Psi \times e_\varphi}{2\pi r} - \frac{4\pi}{r} \eta_0 A \Psi e_\varphi. \quad (3)$$

Далее, альвеновское число Маха может быть найдено благодаря уравнению Бернулли, которое в нашем случае имеет вид:

$$\mathcal{M}^4 \left[\frac{(\nabla \Psi)^2}{64\pi^4 \eta_0^2 r^2} + \frac{A^2 \Psi^2}{\eta_0^2 r^2} \right] = 2E_0 - 2 \frac{\Gamma K_0 (4\pi \eta_0^2)^{\Gamma-1}}{(\Gamma-1)(\mathcal{M}^2)^{\Gamma-1}}, \quad (4)$$

где E_0 , K_0 — константы, а Γ — показатель адиабаты, в дальнейшем полагаемый равным 5/3. Плотность и энтальпия w выражаются через магнитный поток и число Маха:

$$\rho = \frac{4\pi \eta_0^2}{\mathcal{M}^2} e^{2\sigma \Psi}, \quad (5)$$

$$w = \frac{\Gamma}{\Gamma-1} K_0 e^{(\Gamma-1)s_0} \rho^{\Gamma-1} e^{-2\Gamma\sigma\Psi}, \quad (6)$$

где σ , s_0 — константы. Наконец, поле скоростей связано с магнитным следующим образом:

$$\mathbf{v} = \frac{\mathcal{M}^2}{4\pi \eta_0} e^{-\sigma\Psi} \mathbf{B}. \quad (7)$$

Получается, что решение уравнения (1), определяющее структуру плазменного выброса, зависит от семи постоянных (Ψ_0 , A , η_0 , E_0 , K_0 , σ , s_0), связанных с выбором интегралов движения, а также от набора коэффициентов разложения C_k и ϕ_k , которые должны соответствовать геометрии выброса и краевым условиям для уравнения Грэда-Шафранова. Последние выбирались таким образом, чтобы характерные размеры выброса составляли около сантиметра и при этом сам выброс имел обтекаемую форму. Для простоты нами рассматривалась гелиевая плазма с неменяющейся степенью ионизации $\alpha = 0.8$ [30, 51].

В результате, требуемую конфигурацию удалось построить с помощью шести мод, параметры которых отображены в табл. 1. Константы интегралов движения и амплитуда Ψ_0 выбирались таким образом, чтобы, с одной стороны, параметры полученного решения были близки к параметрам выброса сразу после пинчевания, а с другой стороны, чтобы по результатам численного моделирования на расстоянии 35 см от анода наблюдались согласующиеся с экспериментальными данными значения.

Получившаяся конфигурация выброса представлена на рис. 1, из которого видно, что наше решение описывает плазменный выброс с плотной, относительно холодной сердцевинкой и тонкой оболочкой, между которыми находится область с пониженной плотностью. Тороидальное поле равно нулю на оси и границах выброса, увеличиваясь по мере приближения к разреженной области. Согласно (7), скорость вращения v_ϕ ведет себя аналогично, принимая максимальное значение в центре области с пониженной плотностью. Полоидальное магнитное поле $\mathbf{B}_p$ направлено практически вер-

Таблица 1. Выбранные параметры интегралов движения и решения (1) уравнения Грэда-Шафранова

Параметр	Значение					
Ψ_0	$-11.2 \text{ кГс} \cdot \text{см}^2$					
A	-700.0 см^{-1}					
η_0	$-7.6 \times 10^{-5} \text{ Г} \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$					
E_0	$2.1 \times 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}$					
K_0	$1.7 \times 10^{15} \text{ Г}^{2/3} \text{ с}^{-2} \text{ см}^4$					
σ	$-0.5 \Psi_0^{-1}$					
s_0	3.3×10^{-2}					
C_k	1.2	0.9	0.9	0.8	0.7	0.5
ϕ_k	0	0.7	0.7	0	0.4	1.1
$k, \text{ см}^{-1}$	4.06	0.76	0.41	3.53	1.18	3.0

тикально вниз вблизи оси, закругляясь на торцах и замыкаясь через тонкую и плотную оболочку. Полоидальная скорость и электрический ток направлены противоположно. Физические параметры выброса представлены в табл. 2.

Как можно видеть на рис. 1, зоны повышенных температуры и плотности не совпадают между собой: в области с высокой температурой плотность низкая и наоборот. Своим существованием плотные области обязаны протекающему по ним элек-

трическому току, способствующему их сжатию. К настоящему времени нет экспериментальных сведений о конфигурации плазменного выброса сразу после пинчевания, а существование описанной выше структуры выглядит контринтуитивным, т. к. кажется, что повышенной плотности должна сопутствовать повышенная температура. Как уже отмечалось в разделе 1, без подвода энергии извне плазма достаточно быстро охлаждается благодаря радиационным процессам, поэтому при сверхзву-

Таблица 2. Физические параметры начальной конфигурации

Параметр	Фон	Выброс	
		Мин.	Макс.
$n, \text{ см}^{-3}$	5×10^{16}	5×10^{16}	2×10^{18}
$T, \text{ эВ}$	1	1	62
α	0.8		
$B_\phi, \text{ кГс}$	0	0	41
$v_\phi, \text{ км/с}$	0	0	12
$ \mathbf{B}_p /7, \text{ кГс}$	0	0	9
$ \mathbf{v}_p /7, \text{ км/с}$	0	0	1
$ \nu_{\text{run}} \mathbf{e}_z , \text{ км/с}$	—	100.0	

ковом распространении выброса внутреннюю энергию джет черпает, по-видимому, из ударного взаимодействия с фоновой плазмой. Поэтому начальное распределение температуры в выбросе не играет существенной роли при дальнейшем его распространении сквозь окружающее вещество.

Согласно сказанному ранее, решение (1) было получено в приближении $M^2 \ll 1$, из-за чего подобным образом невозможно описывать ударные волны, возникающие при распространении плазменного выброса сквозь окружающую среду. К тому же метод уравнения Грэда-Шафранова описывает лишь стационарные конфигурации, в то время как морфология и физические параметры выброса значительно меняются по мере пролета. Именно поэтому для корректного описания структуры лабораторного джета необходимо прибегать к численному моделированию. В расчетах параметры фоновой плазмы задавались согласно экспериментальным данным (см. табл. 2). При этом всему выбросу придавалась вертикальная скорость $v_{\text{гип}}$, т. е. к вертикальному компоненту v_z добавлялась скорость $v_{\text{гип}}$.

Оказалось, что в полученном нами решении уравнения Грэда-Шафранова абсолютная величина полоидального магнитного поля порядка тороидального, что противоречит экспериментальным данным, согласно которым оно должно быть значительно меньше. Устранить это расхождение в рамках нашего подхода не представляется возможным, т. к. величина $\eta_0 A$, связанная с полным током I , также ответственна и за геометрию выброса благодаря условию (2). Таким образом, достичь требуемых значений $|\mathbf{B}_p|$, сохраняя при этом характерные размеры выброса около сантиметра, представляется невозможным. Поэтому, в начальных

условиях значения $\mathbf{B}_p$, и, соответственно, v_p , были искусственно занижены в семь раз, что отображено в табл. 2. Как показало моделирование, это незначительно изменило динамику джета, сделав его менее широким вследствие уменьшения отталкивания противоположно направленных токов. Для нахождения конфигурации, более точно соответствующей экспериментальным данным, необходимо, по-видимому, находить решение уравнения Грэда-Шафранова с нелинейной зависимостью $I(\Psi)$, что выходит за рамки данной работы.

Численные расчеты осуществлялись в цилиндрических координатах в предположении аксиальной симметрии. Использовалась схема Годуновского типа с классическим солвером HLL (Harten-Lax-van Leer), а бездивергентность магнитного поля обеспечивалась благодаря восьмиволновому методу [52]. Радиационное охлаждение учитывалось посредством вычисления объемной скорости остывания плазмы как оптически тонкого тела, коэффициент непрозрачности был вычислен благодаря атомным данным TOPbase [53]. Расчетная область представляла из себя прямоугольник со сторонами $[0.5] \times [3.28]$ см, с сеткой 250×1750 . Расчеты, выполненные на вдвое более крупной сетке, не показали отличий, поэтому можно заключить, что численная вязкость не повлияла на полученные результаты.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Динамика распространения выброса

Для начала обратимся к рис. 2, где отображено начало пролета плазменного выброса, когда он преодолел расстояние лишь немного превышающее его собственную высоту. Можно видеть, что пер-

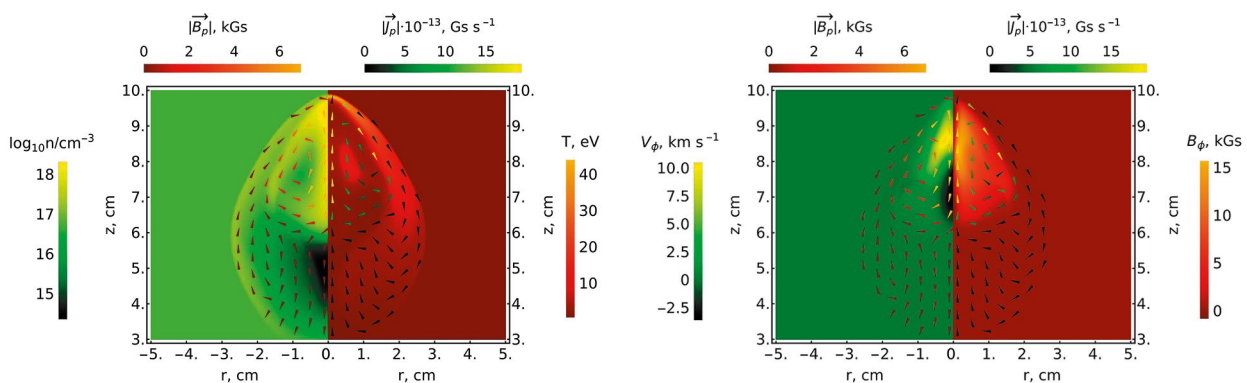


Рис. 2. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 0.4$ мкс.

воначальные неоднородности температуры практически полностью сгладились за счет радиационного охлаждения, и теперь наибольшая температура наблюдается на ударной волне. Последняя имеет двойную структуру, хорошо известную в астрофизике [54, 55]. Для гидродинамической ударной волны в идеальном газе отношение плотностей по обе ее стороны не может превышать четырех. Для случая, близкого к нашему, когда в набегающем потоке есть магнитное поле, параллельное поверхности разрыва, это предельное соотношение остается примерно тем же из-за высокого отношения давления к магнитному давлению. В действительности же плотность выброса примерно в 30 раз больше плотности фоновой плазмы, т. е. такая ударная волна существовать не может. Поэтому она разделяется на две — внешнюю, горячую и менее плотную, состоящую преимущественно из вещества фоновой плазмы, и внутреннюю, более холодную и плотную, вещество которой образовано плазмой выброса (см. также [11]). Можно считать, что выброс вылетает из зоны пинчевания именно в такой конфигурации.

Далее на том же рис. 2 можно заметить, что полоидальное магнитное поле и электрический ток замыкаются через ударные волны. Причем основной поток обратного тока приходится на

внутреннюю, в то время как в пределах внешней ударной волны протекает относительно слабый ток. Максимальное значение B_ϕ к этому моменту значительно уменьшилось вследствие увеличения размеров сердцевины выброса. Характерная область на рис. 1, в пределах которой в начальный момент времени в основном протекал полоидальный ток $\mathbf{J}_p$, имеет размер около десятых долей сантиметра, в то время как на рис. 2 она уже занимает 1.5–2 см. Также отметим, что существует область, в которой вращение происходит в обратном направлении (т. е. $v_\phi < 0$), причины существования которой будут рассмотрены ниже.

К моменту времени $t = 1.9$ мкс (см. рис. 3) выброс уже пролетел около 15 см и значительно расширился. Он по-прежнему имеет двойную ударную волну, причем, как и ранее, замыкающееся полоидальное магнитное поле преимущественно сосредоточено в небольшой области, ограниченной внутренней ударной волной. Примечательна точка на вертикальной оси на расстоянии 14 см, в которой встречаются токи, замыкающиеся по внутреннему и внешнему контурам. Заметим, что похожая двухконтурная структура замыкания токов получалась ранее при численном моделировании астрофизических джетов [56].

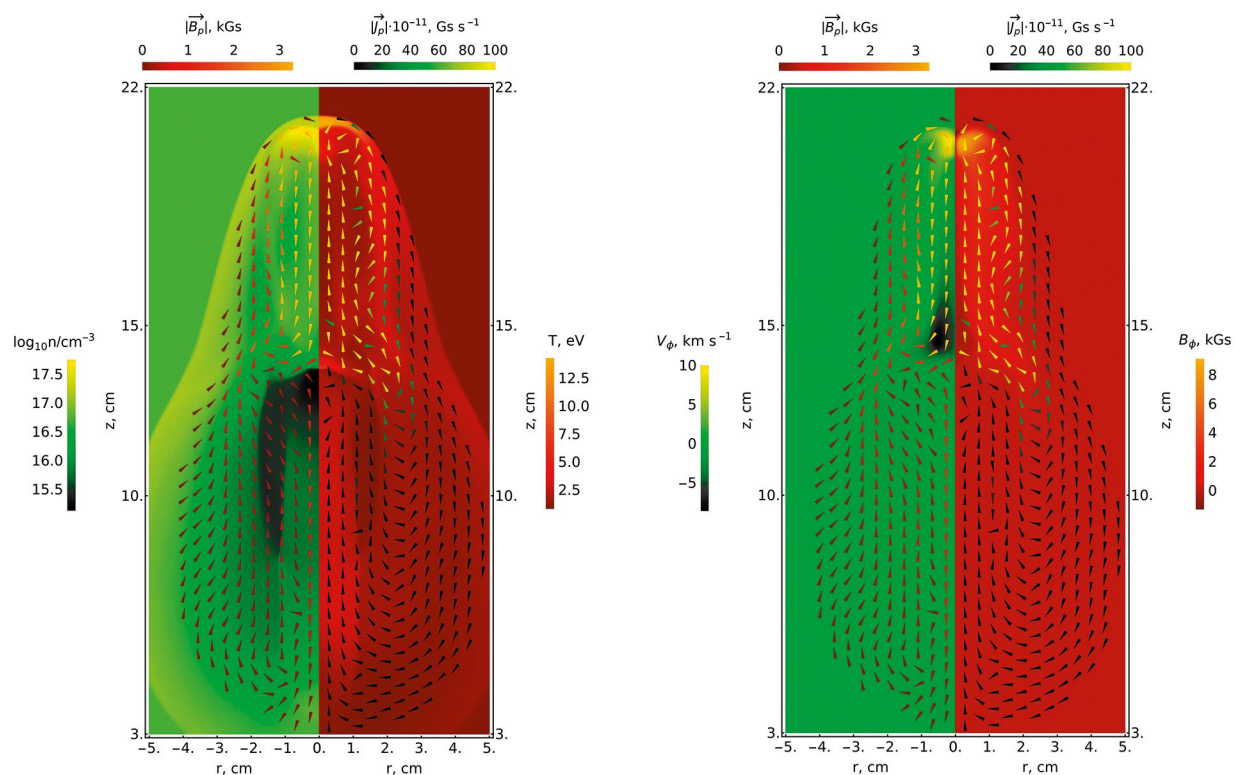


Рис. 3. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 1.9$ мкс.

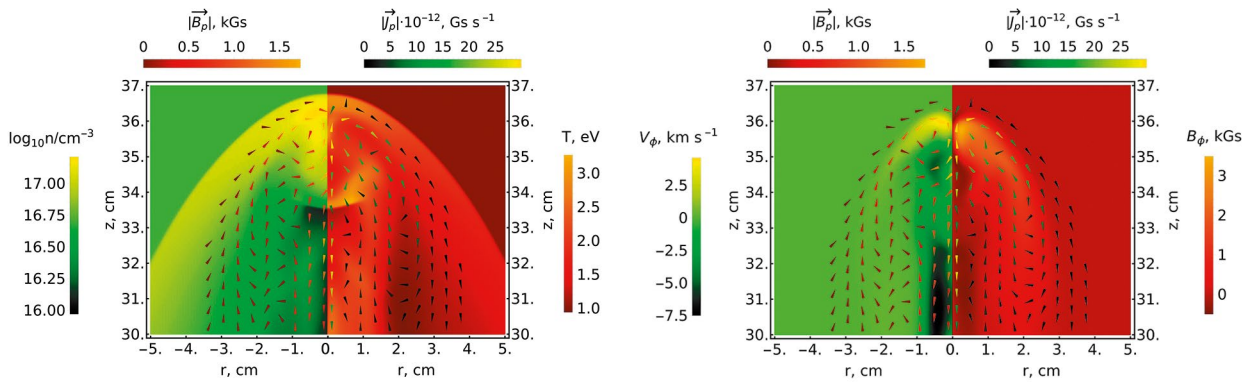


Рис. 4. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 6.4$ мкс.

В начальный момент времени (рис. 1) весь выброс вращался в одну сторону. Однако практически сразу же после начала движения в некоторых местах, ближе к центральной оси, начал появляться противонаправленный компонент. Дело в том, что согласно выбранным нами интегралам в уравнении Грэда-Шафранова (см. подробнее [31]) и соответствующим параметрам (табл. 1) полоидальные ток и магнитное поле должны быть пропорциональны друг другу и противонаправлены. Поэтому сила Лоренца $\sim [\mathbf{J} \times \mathbf{B}]_\phi$ не дает вклада во вращательное движение. Однако, поскольку мы рассматриваем нестационарную задачу, придавая выбросу некоторую вертикальную скорость, учитываем его взаимодействие с внешней средой, а также радиационное охлаждение, то интегралы, относящиеся к уравнению Грэда-Шафранова, не сохраняются. Поэтому возникает некоторый угол между $\mathbf{J}$ и $\mathbf{B}$ (что видно на рис. 3 в области отрицательной v_ϕ), благодаря чему появляется сила, способствующая закручиванию вещества. В нашем случае отношение $J_r / J_z > B_r / B_z$ оказывается достаточным, чтобы появилось противовращение. Надо отметить, что отличие вращения выброса от твердотельного может приводить к уменьшению или увеличению тороидального магнитного поля за счет растягивания силовых линий полоидального. Подобный эффект уже наблюдался на установке ПФ-3 [34], и он требует более детального теоретического рассмотрения в дальнейшем. В нашем случае это приводит к возникновению незначительного отрицательного тороидального поля вблизи оси вращения джета далеко позади ударной волны (см. рис. 3, 4, а также раздел 3.2).

Также обращает на себя внимание тот факт, что пролетая выброс оставляет за собой область с концентрацией, которая намного ниже концентрации

фоновой плазмы. Как было показано ранее [30], эта область, названная нами вакуумным следом, способствует коллимированному распространению летящих в нем выбросов, т. к. они испытывают меньшее сопротивление окружающей среды и образуют гораздо менее интенсивную ударную волну. К тому же вещество в вакуумном следе имеет значительную вертикальную скорость, что уменьшает ударное сжатие. Поэтому последовательно испускаемые выбросы плазмы, следующие за первым, расширяются преимущественно за счет внутреннего давления, что, как было показано, решающим образом влияет на морфологию как лабораторных джетов, так и астрофизических. Последовавшие эксперименты, в которых были последовательно запущены два выброса [17, 51], подтвердили существование такого эффекта для лабораторных джетов.

По прошествии 6.4 мкс, выброс долетел до высоты 35 см (см. рис. 4), на которой в реальном эксперименте расположено диагностическое окно. Можно видеть, что разница между внутренней и внешней ударными волнами уже практически отсутствует. Действительно, отношение концентраций окружающего газа и набегающего потока составляет около 3, что уже ниже предельного значения 4. Далее, опускаясь еще ниже, видно, что за ударной волной вдоль оси образовалась область размером около двух сантиметров, внутри которой повышена плотность и понижена температура. Это связано с тем, что как раз в этой области сконцентрировано сжимающее плазму тороидальное магнитное поле, обусловленное протекающими там полоидальными токами. Также на эту область приходится противовращение, о причинах возникновения которого сказано выше. Таким образом, та же совокупность причин, благодаря которым области с повышенной плотностью и повышенной

температурой оказались пространственно разделены в решении уравнения Грэда-Шафранова, использовавшегося нами в качестве начального условия (см. раздел 2, рис. 1), приводит к аналогичной картине внутренней структуры плазменного выброса, пролетевшего значительное расстояние.

3.2. Синтетические сигналы магнитных зондов

Представляет интерес сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. На установке ПФ-3 были выполнены достаточно подробные измерения распределения магнитного поля в плазменном выбросе [25, 26, 28, 34]. Так, в работе [28] с помощью многоканальных магнитных зондов исследована динамика как радиального, так и продольного распределений магнитного поля. Для более детального сравнения полученных численных результатов с экспериментальными данными нами были построены графики зависимости тороидального магнитного поля от времени в разных точках вычислительной области, а также радиальные распределения тороидального магнитного поля в разные моменты времени на высоте 35

см (рис. 5–7). Их можно интерпретировать как сигналы, которые получают магнитные зонды, установленные в определенных точках расчетной области, а также как радиальные распределения, построенные согласно этим измерениям.

На рис. 5 представлены результаты измерения тороидального магнитного поля на высоте 35 см над поверхностью анода, а также соответствующие синтетические сигналы по результатам моделирования. Можно видеть, что синтетические сигналы показывают вполне типичную для эксперимента эволюцию тороидального магнитного поля, а именно рост до некой предельной величины, а далее спад до нуля. Построенные радиальные распределения B_ϕ в некоторые моменты времени (рис. 6) также демонстрируют сходство. Их форма объясняется тем, что тороидальное магнитное поле нарастает от центра к границе сердцевины, в которой протекает полоидальный ток, а затем спадает до нуля в области замыкания. Некоторые различия в конкретных значениях связаны с наличием омической диссипации в реальном течении, а также некоторой неопределенностью задания начальных условий (табл. 2).

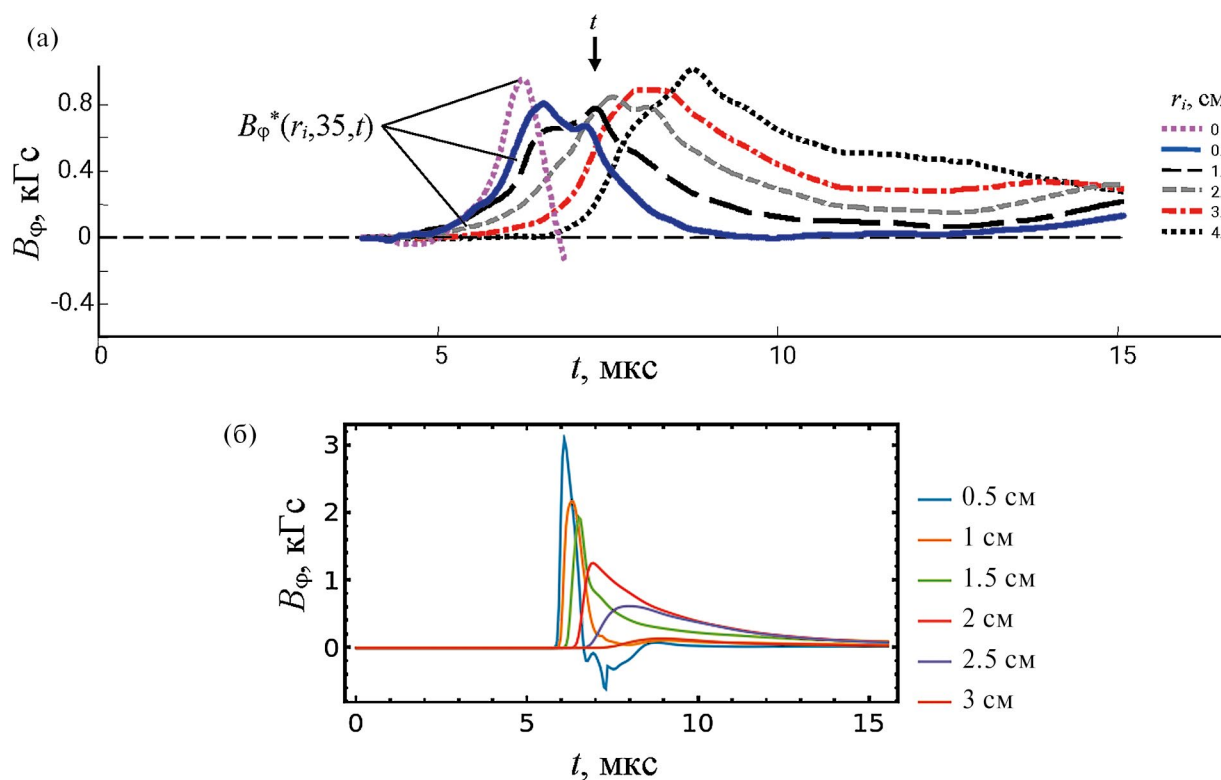


Рис. 5. Верхняя панель: результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на высоте $z = 35$ см от поверхности анода установки [28], стрелкой указан момент времени t , в который было построено радиальное распределение, приведенное на рис. 6. Нижняя панель: синтетический сигнал с зондов на этой же высоте на различных радиусах.

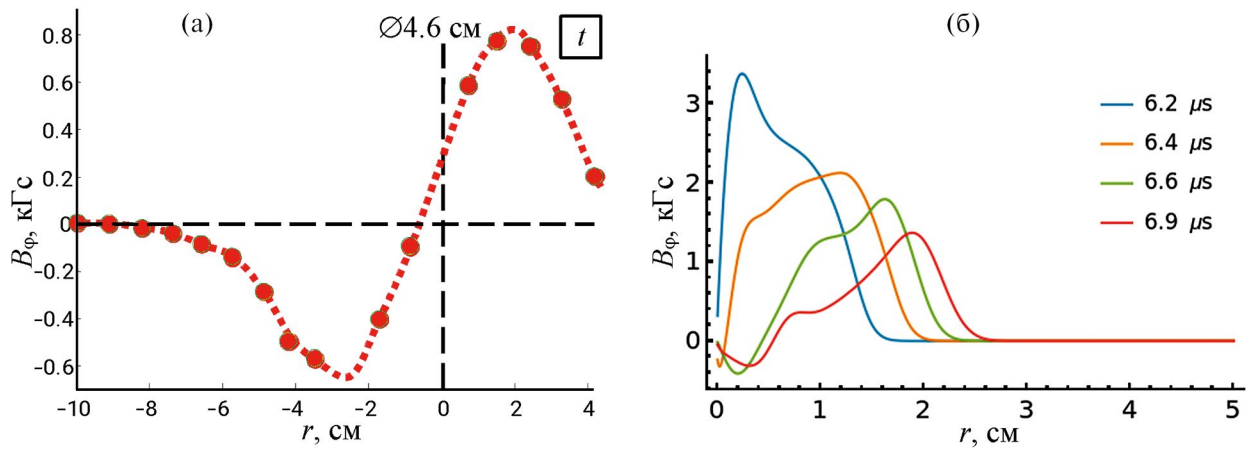


Рис. 6. Слева: радиальное распределение торoidalного магнитного поля в момент времени t (см. рис. 5) на высоте $z = 35$ см по данным экспериментов [28]. Справа: радиальное распределение торoidalного магнитного поля в различные моменты времени на такой же высоте по результатам численного моделирования.

Также обращает на себя внимание наличие отрицательного торoidalного магнитного поля вблизи начала координат, о причинах возникновения которого было сказано в разделе 3.1. Такие сигналы также наблюдались на установке ПФ-3 [28].

Проследить эволюцию торoidalного магнитного поля на разных высотах можно на рис.7. Видно, что максимумы магнитных полей монотонно убывают в зависимости от высоты, что соответствует измерениям на ПФ-3 [28]. Это убыва-

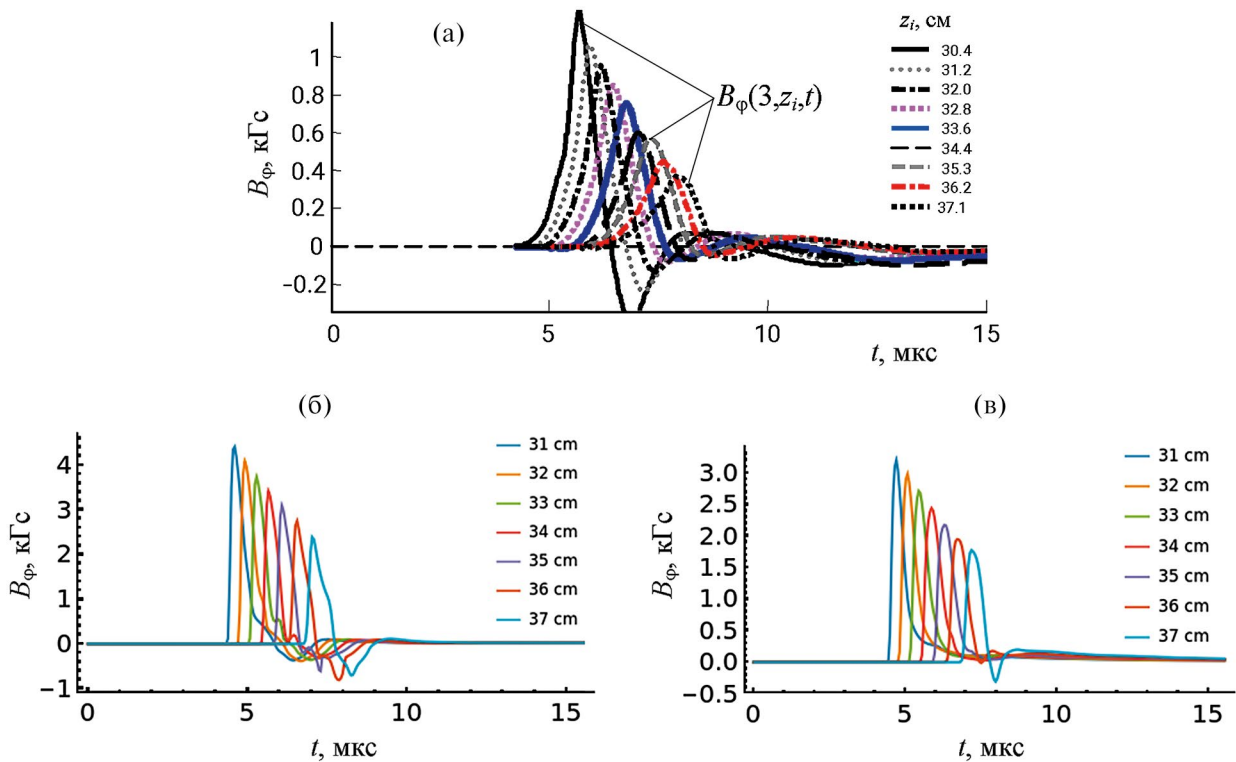


Рис. 7. Верхняя панель: распределение торoidalного магнитного поля на расстояниях от 30 до 37 см в эксперименте на установке ПФ-3 [28]. Нижние панели: синтетический сигнал с зондов, измеряющих торoidalное поле B_ϕ , на разных высотах на радиусах 0.5 см (средняя панель) и 1 см (нижняя панель).

ние связано с расширением выброса, которое уменьшает концентрацию силовых линий в замороженного магнитного поля. Характерный размер выброса порядка сантиметра, а характерная скорость ≥ 10 км/с (на удалении от области пинчевания), что дает значение магнитного числа Рейнольдса $Rm = 10$ [30], что достаточно велико для пренебрежения омическими потерями при рассмотрении внутренней структуры выброса. Однако при рассмотрении распространения выброса на расстояния десятков сантиметров омические потери становятся существенными. В настоящей работе диссипативные процессы не рассматривались, в связи с чем магнитное поле уменьшается только благодаря расширению выброса. При этом завышенное тороидальное магнитное поле способствует большему поперечному сжатию джета, из-за чего размеры выброса получились несколько меньше, чем в эксперименте. В частности, радиальное распределение тороидального поля (рис. 6) достигает нуля уже на расстоянии трех сантиметров от оси, в то время как в экспериментах это расстояние составляет 4–5 см. Учет омической диссипации, а также возможно прочих неидеальных эффектов применительно к ПФ-3 является нашей дальнейшей целью.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами было промоделировано распространение плазменного выброса в установке ПФ-3 с момента его образования и до достижения им первого диагностического окна на высоте 35 см от анода. Начальная конфигурация выброса была построена с помощью уравнения Грэда-Шафранова с интегралами движения, обеспечивающими простой вид решения (1) (см. подробнее [31]). Константы интегралов движения (табл. 1) выбирались таким образом, чтобы, с одной стороны, физические параметры полученного решения (табл. 2) были близки к параметрам выброса сразу после пинчевания, а с другой, чтобы по результатам численного моделирования на расстоянии 35 см от анода наблюдались согласующиеся с экспериментальными данными значения. Таким образом, нам удалось получить самосогласованную начальную конфигурацию выброса (рис. 1), придав которой вертикальную скорость v_{run} , мы осуществляли моделирование распространения выброса сквозь окружающую среду. Однако оказалось, что при выбранных интегралах движения невозможно достичь требуемых значений полоидального поля $|B_p|$ при заданном значении

тороидального поля B_ϕ (см. раздел 2), поэтому значения B_p были занижены в семь раз, что, как показало моделирование, незначительно изменило структуру летящего выброса, уменьшив его поперечный размер вследствие уменьшения отталкивания противоположно направленных токов.

Численные расчеты идеальной МГД осуществлялись в цилиндрических координатах в предположении аксиальной симметрии. Радиационное охлаждение учитывалось посредством вычисления объемной скорости остывания плазмы как оптически тонкого тела. Проследить эволюцию плазменного выброса можно на рис. 2, 3, 4. Отметим ее наиболее любопытные особенности, детально рассмотренные в разделе 3.1. Во-первых, из-за значительной разности плотностей в выбросе и окружающем газе, ударная волна перед выбросом разделяется на две — внешнюю, горячую и менее плотную, состоящую преимущественно из вещества фоновой плазмы, и внутреннюю, более холодную и плотную, вещество которой образовано плазмой выброса. Такая картина сохраняется вплоть до того момента, пока отношение плотности выброса к плотности окружающего газа не опускается до значения, примерно равного четырем (рис. 4). Во-вторых, электрический ток замыкается через ударные волны. Причем основной поток обратного тока приходится на внутреннюю ударную волну, в то время как в пределах внешней протекает относительно слабый ток. Таким образом, токи замыкаются по двум контурам, разделяющим внутреннюю и внешнюю части выброса (см. также [56]). В-третьих, возникающее в некоторых зонах противовращение (в начальный момент времени весь выброс вращался в одну сторону) свидетельствует о том, что интегралы движения уравнения Грэда-Шафранова не сохраняются при рассмотрении временной эволюции выброса. При этом сложная, отличная от твердотельного, структура вращения выброса может приводить к увеличению тороидального магнитного поля за счет растягивания силовых линий полоидального, чем объясняется наличие отрицательного магнитного поля B_ϕ в некоторых местах выброса. В-четвертых, пролетая, выброс оставляет за собой область с концентрацией, которая намного ниже концентрации фоновой плазмы (рис. 3), что может решительным образом сказываться на морфологии испускаемых последовательно выбросов [30, 51]. И наконец, в-пятых, к моменту времени 6.4 мкс, когда выброс подлетел к наблюдательному окну (рис. 4), его внутренняя структура, т. е. структура той части,

которая находится вдали от ударной волны, качественно во многом совпадает с начальной конфигурацией (рис. 1). А именно, в обоих случаях существует ограниченная область с пониженной плотностью, несколько отстоящая от оси. Это связано с тем, что как раз вне этой области протекают полойдальные токи, способствующие сжатию плазмы.

Синтетические сигналы магнитных зондов (раздел 3.2), а также построенные распределения магнитного поля вполне соответствуют экспериментальным данным (рис. 5, 6, 7). Некоторые отличия могут быть обусловлены тем, что в данной модели не учитывается диссипация тока по мере пролета выброса к области наблюдения, а также некоторая неопределенность в задании начальных условий (табл. 2).

Решение, аналогичное (1)–(7), можно составить и для астрофизических условий, выбирая в качестве неизвестных параметров (таких как магнитное поле и вращение) масштабированные величины, известные из лабораторных экспериментов. Численное моделирование уже в астрофизических условиях с такой конфигурацией покажет, какую структуру может иметь головная ударная волна и какова динамика ее распространения через окружающую среду. Таким образом, появится проверяемое в будущем предсказание магнитного поля и вращения джета молодой звезды. Подобное исследование поможет навести мосты между теоретическими подходами (аналитическими и численными расчетами), лабораторными экспериментами и астрономическими наблюдениями.

В заключение можно отметить, что лабораторное моделирование струйных выбросов из компактных астрофизических объектов является важным и перспективным направлением в современной астрофизике. Оно позволяет исследовать динамику происходящих процессов, варьировать параметры течений и тестировать результаты численного моделирования. Оно является важным инструментом для понимания механизмов образования и устойчивости струйных выбросов. Это может привести к новым открытиям в астрофизике и расширению нашего понимания устройства Вселенной. В целом лабораторное моделирование струйных выбросов из компактных астрофизических объектов — это сложный и многогранный процесс, требующий совместных усилий ученых различных специальностей. Однако благодаря этому направлению мы можем узнать больше о природе космических объектов и процессах, происходящих в них.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Постановка задачи осуществлена в рамках Программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ». И. Ю. Калашников благодарен Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и Российскому научному фонду (проект РНФ 20-11-20165П) за финансовую поддержку.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А. В. Додину за помощь с расчетом радиационного охлаждения и К. Н. Митрофанову за предоставленные данные магнитных измерений на установке ПФ-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. E. Pudritz and T. P. Ray, *Frontiers in Astron. and Space Sci.* 6, id. 54 (2019).
2. S. Komissarov and O. Porth, *New Astron. Rev.* 92, id. 101610 (2021).
3. S. W. Davis, A. Tchekhovskoy, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 58, 407 (2020).
4. R. P. Fender, in *Compact Stellar X-ray Sources*, edited by W. Lewin and M. van der Klis, *Cambridge Astrophys. Ser.* № 39, 381 (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006).
5. К. А. Постнов, *Успехи физ. наук* 169(5), 545 (1999).
6. В. С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005).
7. R. D. Blandford and M. Rees, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 169, 395 (1974).
8. М. К. Бегельман, Р. Д. Блендфорд, М. Рис, в сб.: *Физика внегалактических источников радиоизлучения* (М.: Мир, 1987), с. 9.
9. G. H. Herbig, 111, 11 (1950).
10. G. Haro, *Astron. J.* 55, 72 (1950).
11. В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин, *Успехи физ. наук* 193(4), 345 (2023).
12. B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, et al., *Science* 346(6207), 325 (2014).
13. J. M. Stone, N. Turner, K. Estabrook, B. Remington, D. Farley, S. G. Glendinning, and S. Glenzer, *Astrophys. J. Suppl.* 127(2), 497 (2000).
14. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загреев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Моисеенко, О. Д. Торопина, *Астрон. журн.* 95(3), 171 (2018).

15. *K. Burdonov, W. Yao, A. Sladkov, R. Bonito, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 657 id. A112 (2022).
16. *S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 361(1), 97 (2005).
17. *S. V. Lebedev, A. Frank, and D. D. Ryutov*, *Rev. Modern Physics* 91(2), id. 025002 (2019).
18. *P. M. Bellan*, *J. Plasma Phys.* 84(5), id. 755840501 (2018).
19. *P. M. Bellan*, *J. Geophys. Res. Space Physics* 125(8), id. e28139 (2020).
20. *V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov*, *Intern. J. Modern Physics D* 27(10), id. 1844009 (2018).
21. *M. Scholz, R. Miklaszewski, V. A. Gribkov, and F. Mezzetti*, *Nukleonika* 45(3), 155 (2000).
22. *E. A. Andreeshchev, D. A. Voitenko, V. I. Krauz, A. I. Markoliya, Yu. V. Matveev, N. G. Reshetnyak, and E. Yu. Khautiev*, *Plasma Phys. Rep.* 33(3), 218 (2007).
23. *В. С. Бескин, Я. Н. Истомин, А. М. Киселев, В. И. Крауз, и др.*, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* 59(11), 1004 (2016).
24. *С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов*, *Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез* 40, 21 (2017).
25. *К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова*, *ЖЭТФ* 146(5), 1035 (2014).
26. *К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова*, *Астрон. журн.* 94(2), 152 (2017).
27. *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, Д. А. Войтенко, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко*, *Астрон. журн.* 96(2), 156 (2019).
28. *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, И. В. Ильичев, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова*, *Физика плазмы* 47, 829 (2021).
29. *V. I. Krauz, M. Paduch, K. Tomaszewski, K. N. Mitrofanov, A. M. Kharrasov, A. Szymaszek, and E. Zielinska*, *Europhysics Letters* 129(1), id. 15003 (2020).
30. *I. Kalashnikov, P. Chardonnet, V. Chechetkin, A. Dodin, V. Krauz*, *Phys. Plasmas* 25(6), id. 062901 (2018).
31. *В. С. Бескин, И. Ю. Калашиников*, *Письма Астрон. журн.* 46(7), 494 (2020).
32. *V. I. Krauz, M. A. Karakin, V. V. Myalton, V. P. Vinogradov, et al.*, in *Problems of Atomic Science and Technology (Ser.: Plasma Physics, 2005)* p. 212.
33. *В. И. Крауз, А. М. Харрасов, С. А. Ламзин, А. В. Додин, В. В. Мялтон, И. В. Ильичев*, *Физика плазмы* 48(6), 506 (2022).
34. *В. И. Крауз, В. П. Виноградов, А. М. Харрасов, В. В. Мялтон, К. Н. Митрофанов, В. С. Бескин, Ю. В. Виноградова, И. В. Ильичев*, *Астрон. журн.* 100(1), 19 (2023).
35. *M. L. Norman, K.-H. Winkler, L. Smarr, and M. D. Smith*, *Astron. and Astrophys.* 113, 285 (1982).
36. *J. M. Blondin, B. F. Fryxell, and A. Königl*, 360, 370 (1990).
37. *J. M. Stone and M. L. Norman*, 413, 210 (1993).
38. *A. C. Raga, F. de Colle, P. Kajdič, A. Esquivel, and J. Cantó*, *Astron. and Astrophys.* 465, 879 (2007).
39. *E. C. Hansen, A. Frank, P. Hartigan, and S. V. Lebedev*, 837(2), id. 143 (2017).
40. *J. M. Stone and Ph. E. Hardee*, 540(1), 192 (2000).
41. *E. C. Hansen, A. Frank, and P. Hartigan*, 800(1), id. 41 (2015).
42. *P. Kajdič and A. C. Raga*, 670, 1173 (2007).
43. *A. Frank, T. P. Ray, S. Cabrit, P. Hartigan, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 451.
44. *A. Ciardi*, in *Jets from Young Stars IV* (Berlin: Springer-Verlag, 2010), *Lecture Notes in Physics* 793, 31 (2010).
45. *M. Bocchi, B. Ummels, J. P. Chittenden, S. V. Lebedev, A. Frank, and E. G. Blackman*, 767(1), id. 84 (2013).
46. *О. Д. Торопина, Г. С. Бисноватый-Коган, С. Г. Моисеенко*, *Астрон. журн.* 100, 6 (2023).
47. *O. Teşileanu, A. Mignone, S. Massaglia, and F. Bacciotti*, 746(1), id. 96 (2012).
48. *A. Castellanos-Ramirez, A. C. Raga, and A. Rodriguez-González*, 867(1), id. 29 (2018).
49. *J. P. Ramsey and D. A. Clarke*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 484, 2364 (2019).
50. *P. Wongwaitayakornkul, H. Li, and P. M. Bellan*, *Astrophys. J. Letters* 895(1), id. L7 (2020).
51. *И. Ю. Калашиников, А. В. Додин, И. В. Ильичев, В. И. Крауз, В. М. Чечеткин*, *Астрон. журн.* 98, 476 (2021).
52. *K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. De Zeeuw*, *J. Comput. Phys.* 154(2), 284 (1999).
53. *W. Cunto, C. Mendoza*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* 23, 107 (1992).
54. *S. B. Pikelner*, *Astrophys. Letters* 2, 97 (1968).
55. *P. Hartigan*, 339, 987 (1989).
56. *M. V. Barkov, M. Lyutikov, and D. Khangulyan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 484, 4760 (2019).

DYNAMICS OF THE PLASMA EJECTION STRUCTURE IN LABORATORY MODELING OF YOUNG STAR JETS AT PLASMA FOCUS FACILITIES

I. Yu. Kalashnikov^{a,b,c,*}, V. S. Beskin^{b,d,e}, V. I. Krauz^b

^a*Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia*

^b*National Research Centre «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

^c*Institute of Computer Aided Design RAS, Moscow, Russia*

^d*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

^e*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

**E-mail: kalasxel@gmail.com*

The use of “plasma focus” type facilities, such as PF-3 (Kurchatov Institute), makes it possible to carry out well-controlled and diagnosable laboratory experiments to study laboratory jets with scale parameters close to the jets of young stars. In this paper, we present the results of numerical modeling of plasma outburst propagation in PF-3. A self-consistent configuration was chosen as the initial conditions, which correctly takes into account the internal structure of the jet. This allowed us to obtain a detailed structure of the interaction between the magnetized emission and the ambient gas. Due to the scalability of such a structure, one should expect such a structure from the head shock waves of jets of young stars.

Keywords: jets of young stellar objects, laboratory modeling, magnetic hydrodynamics, plasma focus, equilibrium configurations