

УДК 533.9.072

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В. С. Бескин^{1,2*}, *Я. Н. Истомин*^{1,2}, *А. М. Киселев*^{1,2}, *В. И. Крауз*³, *К. Н. Митрофанов*⁴,
*В. В. Мялтон*³, *Е. Е. Нохрина*², *Д. Н. Собъянин*¹, *А. М. Харрасов*³

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва;

² Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный;

³ НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва;

⁴ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк, Россия

Обсуждается возможность моделирования нерелятивистских струйных выбросов в лабораторном эксперименте на установке ПФ-3. Показано, что многие свойства течений, полученных на экспериментальной установке, согласуются с основными характеристиками струйных выбросов, наблюдаемых в окрестности молодых звёзд. Обсуждаются дальнейшие эксперименты, которые позволили бы понять природу устойчивых плазменных выбросов, наблюдаемых во многих астрофизических источниках.

ВВЕДЕНИЕ

Звёзды на ранней стадии своей эволюции (молодые звёзды) до выхода на главную последовательность находятся в фазе аккреции [1]. При этом у большинства таких звёзд обычно наблюдается два хорошо сколламированных сверхзвуковых струйных выброса (джета), скорость вещества в которых достигает нескольких сотен километров в секунду. При взаимодействии с окружающей средой джеты образуют ударные волны, которые были открыты ещё в пятидесятых годах прошлого века как яркие пятна, получившие название объектов Хербига—Аро. Характерный продольный размер этих джетов может достигать нескольких парсек, а поперечный — нескольких десятков астрономических единиц.

Напомним, что струйные выбросы наблюдаются у самых разных космических источников: от блазаров, активных ядер галактик и, предположительно, гамма-всплесков до микроквазаров¹ и молодых звёзд. Джеты в этих объектах имеют масштабы от мегапарсек (активные ядра галактик) до нескольких парсек (молодые звёзды) и скорости от ультрарелятивистских, с лоренц-фактором в несколько десятков, до нерелятивистских (у молодых звёзд) значений. При этом струйные выбросы позволяют естественным способом сбросить избыточный угловой момент звезды и аккреционного вещества, что и позволяет молодой звезде сжаться до необходимых размеров [2, 3]. Последние наблюдения с высоким разрешением указывают на вращение джета [4, 5], что подтверждает эту гипотезу. Действительно, несимметричный доплеровский сдвиг в направлении, перпендикулярном оси джета, объясняется наличием регулярной тороидальной скорости порядка $10 \div 30$ км/с.

Естественно, потеря углового момента сопровождается и эффективным выделением энергии. При этом наиболее правдоподобной моделью для объяснения наблюдаемого энерговыделения и формирования узкоколламированных потоков, истекающих из системы звезда—аккреционный диск, является магнитогидродинамическая (МГД) модель, т. к. именно регулярное магнитное поле задаёт выделенное направление струйного выброса.

* beskin@lpi.ru

¹ Двойные системы в нашей галактике, в которых происходит перетекание массы с обычной звезды на нейтронную звезду или чёрную дыру в режиме пропеллера.

Конечно же, основным вопросом в рамках данной модели является сам механизм коллимации. В нерелятивистском случае эта задача интенсивно обсуждалась как в рамках аналитического автомодельного [3, 6–9], так и численного [10–12] подходов. В то же время, в некоторых случаях можно абстрагироваться от самого вопроса коллимации и исследовать внутреннюю структуру и устойчивость уже установившихся сверхзвуковых струйных выбросов. Это позволяет существенно упростить МГД моделирование. Если теперь предположить, что течение уже сколлимировано, то оценка, основанная на простейшем предположении о сохранении магнитного потока, даёт разумные значения для поперечного размера джетов r_{jet} в молодых звёздах. Действительно, предполагая, что главную роль в балансе сил играет давление внешней среды, мы можем записать

$$r_{\text{jet}} \sim R_{\text{in}} \left(\frac{B_{\text{in}}}{B_{\text{ext}}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где R_{in} — размер «центральной машины», B_{in} и B_{ext} — величины магнитного поля вблизи звезды и внешнего магнитного поля соответственно. Поскольку для молодых звёзд с радиусом R_{\odot} можно положить $B_{\text{in}} \sim 10^2 \div 10^3$ Гс, $R_{\text{in}} \sim R_{\odot}$ и $B_{\text{ext}} \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ Гс, мы получаем $r_{\text{jet}} \sim 10^{15}$ см, что согласуется с данными наблюдений. Это означает, что внешняя среда действительно играет важную роль в балансе сил уже сколлимированного джета [13–17].

Очевидная сложность теоретического моделирования астрофизических объектов связана с отсутствием постановочного эксперимента, когда, меняя физические параметры, можно наблюдать отклик системы. В последние десятилетия естественной заменой таких экспериментов стало численное моделирование, где были получены важные результаты [10–12]. В данный момент этот инструмент является практически единственной возможной альтернативой эксперименту при изучении релятивистских струйных выбросов.

В то же время, для моделирования нерелятивистских выбросов из молодых звёзд может быть привлечён лабораторный эксперимент при соблюдении определённых законов подобия [18]. Такой подход корректен, поскольку уравнения МГД, которым подчиняются как астрофизические плазменные струи, так и потоки лабораторной плазмы, допускают масштабирование в пространстве и времени. Существенный прогресс в лабораторном моделировании астрофизических процессов был достигнут в последние десятилетия, что связано с появлением целого класса новых установок с высокой плотностью энергии, разработанных в рамках программы инерциального управляемого синтеза [19]. В частности, с развитием современных лазеров высокой мощности и Z -пинчевых систем появилась возможность проведения хорошо управляемых и хорошо диагностируемых лабораторных экспериментов по исследованию гидродинамических струй с высоким числом Маха [20, 21].

Существенный прогресс в лабораторном моделировании астрофизических джетов достигнут также на установке MAGPIE (Имперский колледж Лондона, Великобритания). В цикле работ, выполненных на этой установке, промоделированы эффекты вращения, обнаруженные в джетах протозвёзд, взаимодействие высокоскоростных радиационно-охлаждаемых струй с окружающей средой, установлены возможные механизмы формирования джетов (например, «магнитная башня») и выполнены другие исследования [22–27]. Интересные результаты получены на мощном лазере в лаборатории LULI (Политехническая школа, г. Париж, Франция) [28], где было показано, что наложение полоидального магнитного поля может обеспечить эффективную коллимацию плазменного потока.

Необходимо, однако, отметить, что в упомянутых выше экспериментах акцент делается в основном на исследование процессов формирования и коллимации джета. Динамика джета исследовалась лишь на масштабах порядка нескольких сантиметров. При этом процесс распространения джета практически не рассматривался, а для разряда типа быстрого Z -пинча или

лазерного эксперимента обычно происходила генерация плазменных образований в достаточно высоком вакууме. В то же время в случае молодых звёзд существенным фактором могут быть гидродинамические эффекты, возникающие при распространении джета в среде с конечной плотностью.

Поэтому для моделирования распространения джетов в фоновой плазме и исследования их устойчивости необходимо иметь возможность проследить распространение вещества на значительные расстояния по сравнению с поперечными размерами джетов. Для достижения этой цели очень перспективным направлением представляются установки типа «плазменный фокус» [29]. Установки этого типа известны как источники интенсивных плазменных потоков, которые находят широкое применение в различных областях, в том числе и при моделировании различных космических явлений [30]. Основные экспериментальные подходы к моделированию джетов молодых звезд в рамках поставленных выше проблем мы и обсуждаем в данной работе.

1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МГД МОДЕЛИ

Прежде всего, необходимо отметить одно существенное отличие физических условий, реализуемых в лабораторном эксперименте, от условий в реальных астрофизических струйных выбросах. Дело в том, что поперечный размер нерелятивистских джетов из молодых звёзд (несколько десятков астрономических единиц) на несколько порядков превышает размер «центральной машины». Это значит, что у основания джета течение должно существенно расширяться. А это приводит к двум принципиальным следствиям.

Во-первых, при расширении (и при отсутствии дополнительного нагрева, например связанного с ударными волнами) должно происходить адиабатическое охлаждение течения. Поэтому температурные эффекты в реальных струйных выбросах вряд ли играют определяющую роль. Кроме того, при расширении течение неизбежно должно проходить критические поверхности (альфвеновскую и быструю магнитозвуковую), которые и определяют продольный ток, текущий вдоль джета, а значит и полное энергосодержание в системе. В лабораторном же эксперименте течение слабо расширяется при своём распространении и к тому же является существенно нестационарным.

Сформулируем теперь основные свойства МГД решений, лежащие в основе большинства моделей нерелятивистских струйных выбросов. При этом особое внимание мы обратим на те их свойства, которые могут быть промоделированы в лабораторном эксперименте. Напомним, что осесимметричные стационарные течения (а наблюдаемые астрофизические струйные выбросы с хорошей точностью удовлетворяют этим условиям) удобно описывать с помощью «интегралов движения», т. е. величин, сохраняющихся на магнитных поверхностях $\Psi = \text{const}$, где Ψ — магнитный поток. К таким величинам относятся поток энергии (интеграл Бернулли) E_n , представляющий собой сумму потока энергии частиц и электромагнитного поля (вектора Пойнтинга), также состоящий из двух частей поток углового момента L_n , а также отношение η_n потока частиц к потоку магнитного поля и так называемая «угловая скорость поля» Ω_F , задаваемая на самом деле угловой скоростью вращения звезды и аккреционного диска.

При этом основным безразмерным параметром, характеризующим нерелятивистские течения, является параметр замагниченности

$$\sigma_n = \frac{\Omega_F^2 \Psi_{\text{tot}}}{8\pi^2 v_{\text{in}}^3 \eta_n}, \quad (2)$$

где Ψ_{tot} — полный магнитный поток, проходящий через «центральную машину», а скорость v_{in} соответствует значениям скорости течения около центрального объекта. При этом условие медленного вращения $\sigma_n \ll 1$ отвечает пределу слабо замагниченного течения, когда роль электромаг-

нитных полей в полном энерговыделении невелика. Соответственно, предел $\sigma_n \gg 1$ соответствует сильно замагниченному течению, когда электромагнитные процессы играют определяющую роль. Для струйных выбросов из молодых звёзд $\sigma_n \sim 10 \div 10^3$ [31].

С первых аналитических решений [14, 32, 33] стало ясно, что не существует течений с полным нулевым электрическим током при постоянной угловой скорости Ω_F . Но решения с нулевым током существуют, если угловая скорость убывает до нуля на границе джета и внешнее магнитное поле и/или давление газа не равны нулю [15, 34]. Такая постановка вопроса представляется наиболее последовательной, поскольку, как предполагается, периферийные области струйных выбросов связаны магнитными силовыми линиями с внешними и, значит, медленно вращающимися областями аккреционных дисков, окружающих, как считается, молодые звёзды.

Необходимо напомнить и другой важный результат, полученный для осесимметричного сверхзвукового течения. Для разумного выбора интегралов углового момента $L_n(\Psi) \propto \Psi$ и энергии (интеграла Бернулли) $E_n(\Psi) \approx \text{const}$ для магнитного потока $\Psi \ll \Psi_{\text{tot}}$ (т. е. вблизи оси вращения) можно получить следующую зависимость полоидального магнитного поля B_p от расстояния до оси вращения r :

$$B_p = \frac{B_0}{1 + r^2/r_{\text{core}}^2}, \quad (3)$$

где

$$r_{\text{core}} = v_{\text{in}}/\Omega_{F0}, \quad (4)$$

а индекс 0 соответствует значениям на оси вращения. Этот результат был установлен для цилиндрического течения как в релятивистском, так и в нерелятивистском случаях [35–37].

Отметим, что существование центральной области с сильным продольным магнитным полем (3), а значит, как было показано, и более плотной сердцевины приводит к тому, что истекающий ток сосредоточен в самой центральной области $r < r_{\text{core}}$. Поэтому за пределами центральной области тороидальное магнитное поле должно спадать как

$$B_\varphi \propto r^{-1}. \quad (5)$$

При этом замыкание тока, как полагают, происходит лишь в области так называемого кокона, т. е. во внешней оболочке струйного выброса. Поэтому при обсуждении лабораторного эксперимента следует обратить особое внимание на замыкание тока в периферийных областях струйного выброса.

Далее, в нерелятивистском случае условие регулярности на быстрой магнитозвуковой поверхности требует, чтобы в сверхзвуковой области (т. е. на большом расстоянии от «центральной машины») поток электромагнитной энергии, связанный с вектором Пойнтинга $S = cE_r B_\varphi / (4\pi)$, был сравним с кинетической энергией истекающей плазмы W_{kin} [31]. Это означает, что в струйном выбросе должно существовать радиальное электрическое поле, величина которого может быть оценена как

$$E_r \approx \frac{4W_{\text{kin}}}{cB_\varphi r_{\text{jet}}^2}. \quad (6)$$

Если при этом существование тороидального магнитного поля B_φ в лабораторном эксперименте, как мы увидим, не вызывает сомнения, то наличие радиального электрического поля E_r изначально не является очевидным. Поэтому вопрос о существовании радиального электрического поля также следует подробнее исследовать.

Наконец, как уже отмечалось, ключевым свойством астрофизических струйных выбросов является их вращение. При этом для достаточно быстрого вращения (т. е. для случая $\sigma_n \gg 1$),

когда вблизи «центральной машины» основная энергия переносится электромагнитным полем, существует простая связь [31]

$$W_{\text{tot}} \approx \Omega_{\text{F}}^{4/3} \Psi_{\text{tot}}^{4/3} \dot{M}^{1/3} \quad (7)$$

между полным энерговыделением W_{tot} , угловой скоростью вращения Ω_{F} , полным магнитным потоком в струйном выбросе Ψ_{tot} и скоростью потери массы $\dot{M}^{1/3}$. При известных W_{tot} , Ψ_{tot} и $\dot{M}^{1/3}$ это соотношение позволяет оценить угловую скорость вращения. При этом необходимо помнить, что для сверхзвуковых течений с $M > 1$, где M — альфвенское число Маха, угловая скорость вращения плазмы Ω оказывается в M^2 раз меньше, чем Ω_{F} . Здесь, правда, необходимо отметить, что при выводе формулы (7) существенно использовались критические условия на особых поверхностях. Поэтому применение этого соотношения для описания лабораторного эксперимента совершенно не очевидно. Тем не менее обнаружение вращения стало бы важным подтверждением «подобия» лабораторного эксперимента и реальных астрофизических джетов.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для решения сформулированных выше задач предлагается использование установки ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» [29]. Эта установка представляет собой плазменный фокус с геометрией электродов типа Филиппова и является одной из крупнейших установок этого типа в мире. Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Разрядная камера является диодом

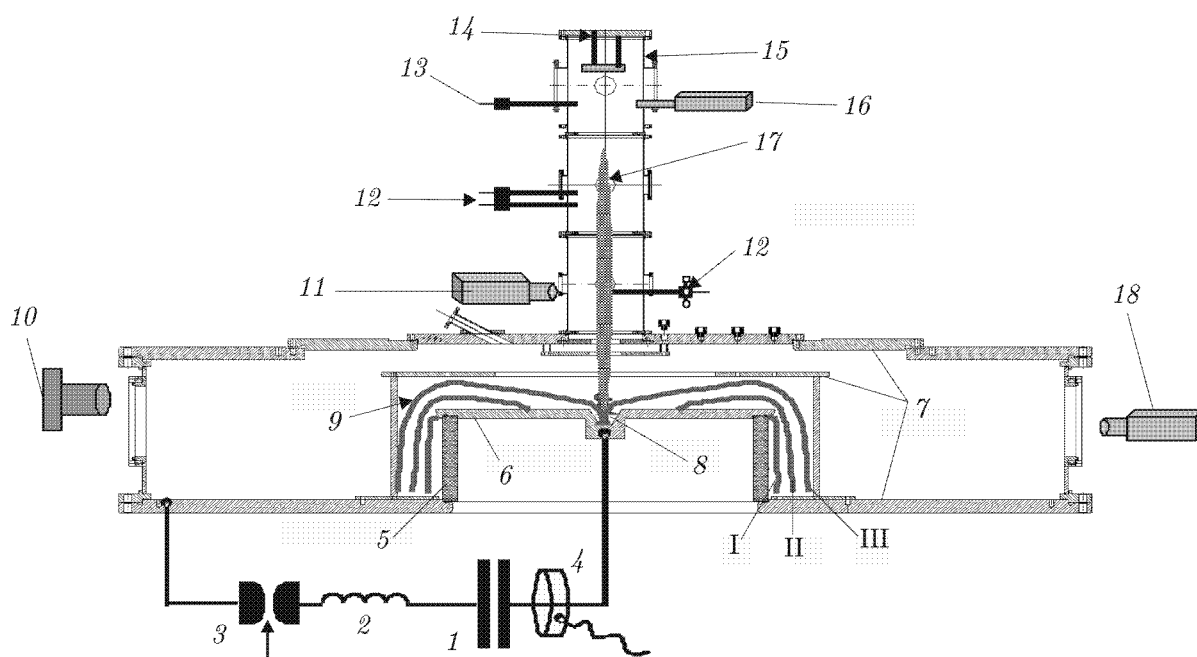


Рис. 1. Разрядная камера установки ПФ-3 и набор диагностических средств для исследования плазменных потоков: 1 — источник питания, 2 — внешняя индуктивность, 3 — разрядник, 4 — пояс Роговского, 5 — изолятор, 6 — анод, 7 — катод, 8 — пинч, 9 — токнесущая плазменная оболочка, 10 — электронно-оптический преобразователь, 11 — электронно-оптический преобразователь, скоростной фоторегистратор СФЭР-6 или блок спектроскопии, 12 — магнитный зонд или оптический коллиматор, 13 — оптический коллиматор, 14 — баллистический маятник и колориметр, 15 — пролётная камера, 16 — блок лазерной диагностики, 17 — джет, 18 — камеры с щелевой развёрткой. Схематическое изображение последовательности различных стадий разряда: I — фаза пробоя, II — фаза ускорения, III — фаза плотного плазменного фокуса (пинча)

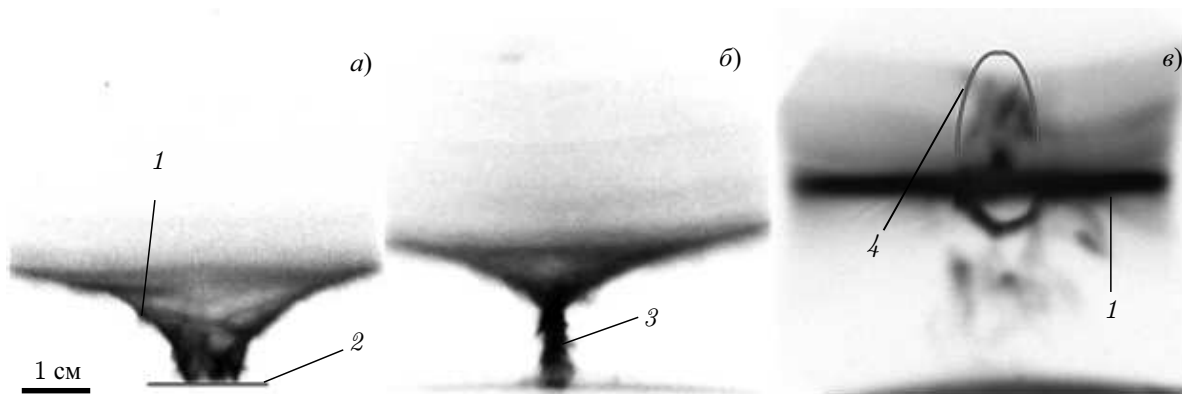


Рис. 2. Формирование плазменного потока: стадия схождения токонесящей плазменной оболочки 1 к оси (а), стадия пинча (б), стадия формирования плазменного потока (в); 2 — анод, 3 — пинч, 4 — фронт плазменного потока

с плоской геометрией электродов. При существующем размере разрядной камеры, определяемой размером изолятора, установка работает в режимах, оптимизированных для получения высокой степени сжатия плазмы при напряжении $U_0 = 8 \div 14$ кВ и полном токе $I = 2 \div 3$ МА. Характерное время нарастания тока до максимального значения составляет величину порядка 10 мкс.

Плазменная установка ПФ-3 работает следующим образом. После предварительной откачки камера заполняется рабочим газом (водородом, дейтерием, гелием, неонем, аргонем и их смесями в зависимости от поставленных задач) под давлением в несколько торр. При срабатывании разрядника установки между кольцевыми анодом и катодом появляется высокое напряжение, которое создаёт пробой рабочего газа по поверхности изолятора. Образовавшаяся токонесящая плазменная оболочка под действием силы Ампера движется к оси разряда, на которой и происходит пинчевание плазмы.

Плазменный пинч с длиной несколько сантиметров образуется вблизи анода и характеризуется температурой $T \sim 0,5$ кэВ и концентрацией $N \sim 10^{19}$ см $^{-3}$. В стадии плотного пинча достигается плотность тока более 10^7 А/см 2 , что приводит к раскачке сильных токовых неустойчивостей, появлению аномального турбулентного сопротивления и резкому обрыву тока. Тем самым мы имеем эффективный плазменный размыкатель и энергия, запасённая в магнитном поле пинча, выкладывается в «нагрузку» — происходят аномальный разогрев плазмы и генерация пучков заряженных частиц и интенсивного нейтронного и рентгеновского излучения. Характерное время процессов на этой стадии — от единиц до сотен наносекунд. В дальнейшем развитие МГД неустойчивостей приводит к развалу пинча. Именно на этой стадии наблюдается генерация интенсивных плазменных потоков, распространяющихся вдоль оси системы (см. рис. 2). Начальная скорость потоков более 10^7 см/с и превышает скорость движения токонесящей плазменной оболочки в аксиальном направлении и слабо зависит от типа рабочего газа.

Для исследования распространения этих потоков установка ПФ-3 была модернизирована [39, 40]. Была разработана новая диагностическая дрейфовая камера, позволяющая измерять параметры джета и окружающей плазмы на расстояниях до 100 см от плоскости анода, условно принимаемом нами в качестве области генерации потока (см. рис. 1). В качестве момента генерации в наших оценках принимается момент, соответствующий пиковому значению производной тока.

Конструкция камеры позволяет проводить как исследования процессов генерации потока в области анода, так и измерения параметров плазменных потоков на значительном удалении. Ка-

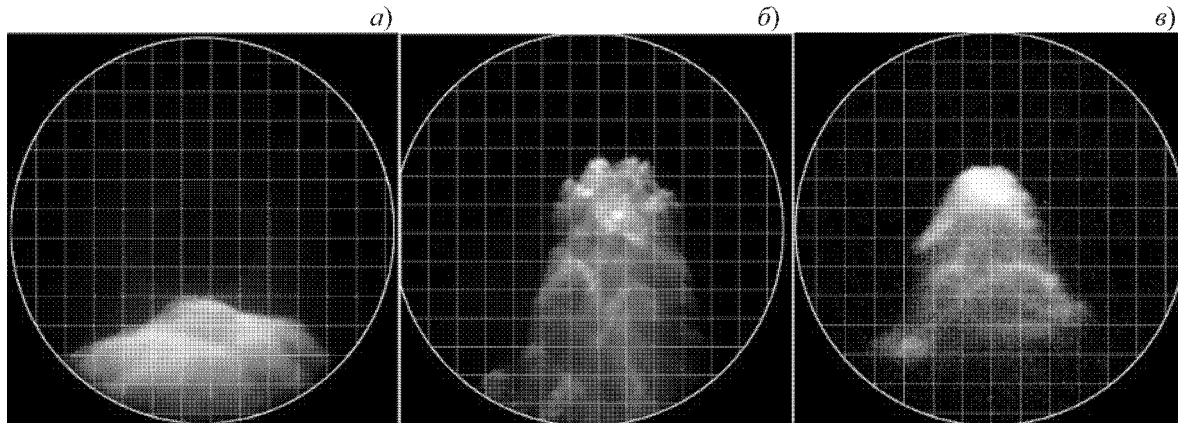


Рис. 3. Фотографии фронта плазменного потока на расстоянии $z = 35$ см от анода при разряде в водороде (а) и неоне (б), а также при разряде в неоне на расстоянии 65 см (в). Масштаб клетки равен 1 см

мера снабжена набором диагностических окон с диаметрами от 4 до 12 см, центры которых расположены на расстояниях 35; 65 и 95 см от плоскости анода. Таким образом, возможно исследовать динамику параметров потока на расстояниях, на два порядка превышающих его начальные поперечные размеры.

Для исследования параметров потока внедрён широкий набор диагностических средств. Одним из основных методов наблюдения за плазменным потоком является его визуализация с помощью скоростных фоторегистраторов. Электронно-оптические преобразователи с электростатической фокусировкой типа ЭП-16 позволяют получать фотографии профиля плазменного потока с экспозицией порядка 10 нс. Кроме того, использовались скоростные фоторегистраторы СФЭР-6 с щелевой развёрткой [41].

Диагностика обоими методами показала компактность плазменных образований при распространении на расстояния, значительно превышающие их поперечные размеры. Это свидетельствует о превышении продольной скорости движения джета его поперечной скорости расширения. На рис. 3 приведены фотографии фронта потока, полученные при разрядах в различных газах и на различных расстояниях. Наблюдается зависимость структуры потока от химического состава рабочего газа, что, по-видимому, связано с влиянием радиационных эффектов охлаждения. Хорошо видны ударные волны на фронте потока (аналог объектов Хербига—Аро). Головная часть потока даже на больших расстояниях имеет поперечный размер в несколько сантиметров.

Особенностью эксперимента на установке ПФ-3 является работа при стационарном заполнении разрядной камеры рабочим газом. После сжатия плазмы на оси происходит ионизация газа рентгеновским излучением пинча, и распространение потока осуществляется в частично ионизованной плазме. Степень ионизации фоновой плазмы зависит от целого ряда факторов, в частности от выхода рентгеновского излучения и сорта рабочего газа, определяющего поглощение излучения. Очевидно, что степень ионизации зависит от длины поглощения излучения и меняется в зависимости от расстояния от источника излучения. Следовательно, параметры среды меняются по мере удаления потока от места генерации.

Экспериментальные условия позволили оценить параметры плазмы спектральными методами на расстоянии не ближе 35 см. Как показано в работе [42], для разряда в гелии концентрация фоновой плазмы на этом расстоянии составляет $N_i \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует 20-процентной ионизации начального газа. В то же время концентрация плазмы самого потока на порядок больше и равняется $N_i \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а температура плазмы потока порядка 5 эВ.

Таким образом, в эксперименте достигаются условия по контрасту, близкие к наблюдаемым в случае молодых звёзд. Определение влияния внешней среды на устойчивость потока требует более детального исследования. В частности, имеется возможность изменения параметров фоновой плазмы путём создания профилированных газовых распределений с помощью импульсного напуска газа [43]. Следовательно, можно одновременно удовлетворить оптимальным условиям по рабочему давлению в области изолятора и в значительных пределах менять параметры среды в области распространения потока путём изменения параметров напуска.

Как отмечалось выше, одним из наиболее интересных вопросов является распределение токов и магнитного поля в потоке. Ранее с помощью магнитозондовой методики было показано [44], что плазменный поток распространяется с «вмороженным» магнитным полем (см. рис. 4). Основной компонентой магнитного поля является азимутальная. В экспериментах на установке ПФ-3 на расстоянии 35 см её величина по порядку равняется 10^3 Гс. Продольное магнитное поле вдоль направления движения на порядок меньше. Ещё более сильные поля, порядка 10 кГс, были обнаружены в экспериментах на установке мейзеровского типа КПФ-4 [45].

Одним из важных результатов этих работ является то, что наблюдаемое радиальное распределение азимутального магнитного поля для условий эксперимента на установке ПФ-3 хорошо объясняется протеканием в приосевой области джета продольного тока с величиной порядка 10 кА. Отсюда следуют два важных вывода. Во-первых, оценки показывают, что создаваемого этим током магнитного поля может быть достаточно для обеспечения беннетовского равновесия плазмы. В таком случае длительность устойчивого состояния джета должна определяться временем затухания циркулирующих в плазме токов. Во-вторых, при наличии осевого тока должно происходить его замыкание на периферии.

Проведённые ранее исследования были направлены в основном на изучение распределения поля в приосевой области. Показано, что при $r > r_{\text{core}}$ характер поведения поля хорошо описывается зависимостью $B \propto r^{-1}$ (см. рис. 5), что, как мы видим, полностью согласуется с теоретическими моделями. Однако в некоторых случаях, когда происходило смещение оси потока по отношению к оси камеры, удалось исследовать особенности поведения поля на периферии. В частности, согласно полученным данным радиус «замыкания» тока превышает 5 см и, скорее всего, составляет $6 \div 7$ см.

Действительно, характер распределения поля на относительно больших расстояниях от оси джета зависит от распределения обратного тока. В случае равномерного распределения тока по мере приближения к обратному токопроводу магнитное поле падает быстрее, стремясь к нулю на поверхности замыкания. В эксперименте и, с большой вероятностью, в реальных условиях равномерные однородные распределения по азимуту не достигаются: наблюдаемое течение имеет тенденцию к каналированию. В таком случае сигнал магнитного зонда зависит от его расположения относительно токовых каналов. Примеры возможных токовых распределений обсуждены в работе [44].

Наконец, нужно подчеркнуть, что, т. к. датчики магнитного поля имеют фиксированное поло-

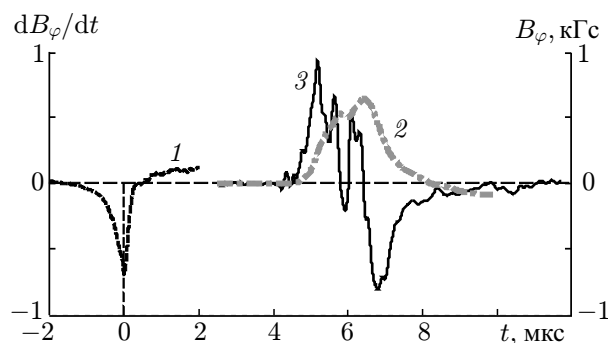


Рис. 4. Результаты измерений азимутальных магнитных полей при $z = 35$ см, $r = 3$ см (газ — неон, давление в камере $P_0 = 2,0$ торр, $U_0 = 9$ кВ, вкладываемая в разряд энергия $W_0 = 373$ кДж): производная полного тока по времени (чёрная штриховая линия 1; в относительных единицах); индукция азимутального магнитного поля (серая линия 2) и его производная (сплошная линия 3)

жение во время эксперимента, а распределение токов является случайным, необходимо проведение достаточно большого цикла экспериментов для набора необходимых статистических данных с целью определения основных закономерностей распределения токов, протекающих в плазменном потоке.

Как уже отмечалось, для определения природы струйного выброса существенное значение имеет соотношение между плотностью потока энергии электромагнитного поля и плотностью кинетической энергии частиц. Имеющиеся у нас экспериментальные возможности позволяют с приемлемой точностью оценить кинетическую энергию потока. Прежде всего, для этой цели могут быть использованы данные о скорости и плотности потока. Кроме того, возможно непосредственное измерение импульса и энергии потока с помощью баллистического маятника-калориметра. Сложнее дело обстоит с измерением плотности потока электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга), т. к. измерение электрического поля в плазме сопряжено с серьёзными экспериментальными сложностями.

Некоторой альтернативой может быть регистрация азимутального вращения потока. Непосредственные измерения здесь также крайне сложны. Как показывают оценки, доплеровское смещение в нашем случае слишком мало для его выделения на фоне большого штарковского уширения. Имеются некоторые косвенные свидетельства вращения токонесущей плазменной оболочки на стадии формирования пинча, приводящие, в частности, к возникновению продольного магнитного поля [46]. Это вращение может придать вращательный момент и формируемому в пинче плазменному потоку. Свидетельства возможного вращения потока обнаружены также в экспериментах с измерениями с помощью щелевых скоростных регистраторов [41]. Однако имеющихся данных недостаточно для получения количественных оценок скорости вращения. Наиболее достоверными на настоящий момент можно считать данные о вращении вектора магнитной индукции [40, 44]. В условиях «вмороженности» магнитного поля в плазму это вращение можно связать с вращением плазменного потока в целом. Предполагается, что эти исследования будут одним из основных направлений нашей дальнейшей работы.

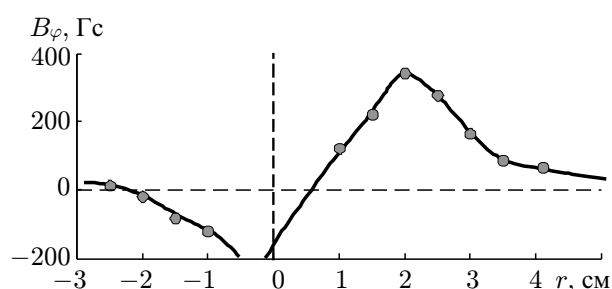


Рис. 5. Радиальное распределение азимутального магнитного поля в плазменной струе установки ПФ-3 на высоте $z = 35$ см от поверхности анода. Ось камеры показана вертикальной штриховой линией

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Подводя итог, можно сказать, что плазменный фокус в момент своего сжатия — образования пинча — создаёт поток плазмы вдоль оси установки. При этом параметры плазмы следующие: концентрация $N \gtrsim 10^{17}$ см⁻³, температура электронов и ионов 1÷5 эВ, скорость движения плазменного выброса $v_{\parallel} \simeq 5 \cdot 10^6$ см/с и, наконец, магнитное поле, вмороженное в поток, $B \simeq 10^2 \div 10^3$ Гс. Основной компонентой магнитного поля является азимутальная компонента B_φ . Продольное магнитное поле вдоль направления движения B_z на порядок меньше. Азимутальное магнитное поле создаётся электрическим током, текущим вдоль оси, с размером порядка 4 см.

Полный электрический ток, текущий по центру, создаёт азимутальное магнитное поле, направление которого соответствует тому, что проекция плотности электрического тока на ось z , направленную вдоль течения, отрицательна ($j_z < 0$). Это говорит о том, что ток создаётся электронами, движущимися в положительном направлении вдоль оси z . Отметим, наконец, что, вос-

пользовавшись соотношениями (2) и (7), можно получить оценку для нерелятивистского параметра замагниченности

$$\sigma_n \sim \frac{W_{\text{tot}}^{3/2}}{M^{3/2} v_{\text{in}}^3}, \quad (8)$$

которая даёт $\sigma_n \sim 10 \div 100$. Как мы видим, этот ключевой параметр оказывается практически таким же, как и для реальных струйных выбросов.

Плазменный выброс имеет конечное время жизни, $\tau \simeq 10 \div 40$ мкс, т. к. не имеет источника возобновления потерь энергии в силу оторванности от «центральной машины». Это означает, что электрическое поле, создающее электрический ток, как уже было отмечено, имеет индукционное происхождение:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}. \quad (9)$$

Здесь c — скорость света в вакууме, t — время. Введя в простейшем случае изотропную проводимость плазмы σ , получим уравнение диффузии магнитного поля:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta B_\varphi, \quad (10)$$

где Δ — оператор Лапласа. Таким образом, время распада магнитного поля $\tau \simeq 4\pi r^2 \sigma / c^2 \simeq 5 \times 10^{-6}$ с соответствует времени жизни плазменного сгустка. Здесь мы приняли, что проводимость плазмы порядка классической спитцеровской: $\sigma \simeq 10^{14}$ с⁻¹. Продольное электрическое поле

$$E_z = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \quad (11)$$

существует в двух областях: центральной, где $E_z \simeq r B_\varphi / (c\tau) \simeq 3$ В/см, и на периферии ($r \simeq 10$ см), где магнитное поле B_φ спадает быстрее, чем $1/r$. Здесь проекция E_z меняет знак и электрический ток течет в направлении, противоположном центральному току. Так происходит замыкание тока в выбросе.

Кроме возбуждения продольного индукционного электрического поля происходит генерация радиального поля поляризации $E_r \simeq B_\varphi l / (c\tau) \simeq 30$ В/см, где $l \simeq 20$ см — продольный размер плазменного выброса. В присутствии продольного магнитного поля B_z плазма должна вращаться в азимутальном направлении со скоростью электрического дрейфа $v_\varphi = -c E_r B_z / B_\varphi^2 \simeq \pm 10^5$ см/с. Мы здесь приняли, что $B_z \simeq 10^{-1} B_\varphi \simeq \pm 10^2$ Гс. Таким образом, плазменный выброс должен вращаться в азимутальном направлении, если в процессе сжатия фокуса образуется продольное магнитное поле. В силу многократного поперечного сжатия даже небольшое первоначальное магнитное поле может усилиться многократно (механизм, предложенный А. Д. Сахаровым в 1951 году [47] для генерации сильных магнитных полей).

Важным является вопрос об устойчивости выброса. Давление плазмы в джете можно оценить по формуле $P = NT \simeq 5 \cdot 10^4$ дин/см² $\simeq 40$ торр. Оно сравнимо с давлением магнитного поля $B_\varphi^2 / (8\pi) \simeq 4 \cdot 10^4$ дин/см². Это говорит о том, что магнитное поле играет важную роль в поперечном равновесии выброса. Внешнее давление газа составляет величину в несколько торр, что значительно меньше внутреннего давления плазмы и магнитного поля. Таким образом, внешнее давление газа в лабораторном эксперименте вряд ли может противодействовать внутреннему. Кроме того, азимутальное магнитное поле на периферии выброса обращается в нуль после замыкания электрического тока.

Наконец, градиент давления $\partial P / \partial r$ в плазме, находящейся в продольном магнитном поле B_z , вызывает дрейф ионов и электронов в азимутальном направлении. Так возникает диамагнитный

электрический ток. Дрейфовая скорость электронов равна $v_d = (\partial P / \partial r) / (m_e N \omega_{ce})$, где ω_{ce} — циклотронная частота электронов в полоидальном магнитном поле B_z . Подставляя характерные величины в это выражение, получим оценку $v_d \simeq 2 \cdot 10^5$ см/с. Видно, что диамагнитная скорость составляет величину порядка скорости электрического дрейфа, $v_d \simeq v_\varphi$. Таким образом, хотя радиальное давление электронов может быть скомпенсировано радиальным электрическим полем, для ионов такой компенсации нет. Кроме того, для удержания ионов необходима дополнительная сила, обеспечивающая азимутальное вращение. Реальная природа радиального равновесия джета неизвестна, и эту проблему необходимо разрешить с помощью эксперимента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установка ПФ-3 действительно позволяет исследовать распространение, поперечную структуру и устойчивость нерелятивистских струйных выбросов. При этом, как было показано, многие ключевые параметры, получаемые в эксперименте, такие, например, как параметр замагниченности σ_n , хорошо согласуются с выводами из существующих МГД-моделей реальных струйных выбросов из молодых звёзд.

В заключение ещё раз сформулируем основные астрофизические задачи, которые могут быть решены при лабораторном моделировании струйных выбросов. Прежде всего, речь идёт об исследовании внутренней структуры джета. Гидродинамические и электромагнитные силы, действующие на плазму, зависят от того, как именно устроено течение вещества в струе. В рамках этой задачи большое значение имеет взаимосвязь между движением плазмы, генерацией электрических токов движущимися зарядами, структурой магнитного поля и формированием объёмных сил, которые вновь вызывают движение плазмы. Отметим, что в плазме с высокой проводимостью магнитное поле увлекается веществом, поэтому если имеется сложное движение плазмы, то можно ожидать формирования сложной структуры магнитного поля.

Интересно изучить и процессы, происходящие при отклонении системы от равновесия. Они могут иметь колебательный характер и, в частности, приводить к формированию наблюдаемого излучения. Важно понять и то, какими факторами определяется скорость приближения к равновесию, т. к. от этого зависит, в каком режиме распространяется струя и насколько близок этот режим к равновесному или стационарному. Таким образом, задача об устойчивости струйных выбросов и, в целом, их стационарности заслуживает самого пристального внимания.

Изучение плазменных выбросов в лабораторных экспериментах позволяет понять структуру, причину коллимации и устойчивости джетов несмотря на то, что они существуют ограниченное время. Мы особенно подчёркиваем необходимость проведения исследований при тесной связи между астрофизическими наблюдениями, физической теорией и лабораторным экспериментом. Астрофизические наблюдения позволяют зафиксировать структуру струйного выброса в некоторый момент времени, но не позволяют провести наблюдения всего процесса со времени зарождения струи. В то же время, нельзя провести активный космический эксперимент, т. к. невозможно изменить состояние среды и другие параметры, характеризующие астрофизический плазменный выброс.

Вместе с тем в лабораторном эксперименте недоступны космические масштабы протяжённости струи, но вместо этого имеется возможность как наблюдать струйный выброс от момента зарождения до момента исчезновения, так и изменять условия эксперимента и тем самым изучать отклик системы на внешнее воздействие. Важным обстоятельством также является повторяемость и воспроизводимость лабораторного эксперимента, что особенно важно в свете проблемы устойчивости и стационарности выбросов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10051).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bertout C. // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1989. V. 27, P. 351.
2. Heyvaerts J. // *Plasma Astrophysics*. Berlin: Springer, 1996. P. 31.
3. Pelletier G., Pudritz R. // *Astrophys. J.* 1992. V. 394. P. 117.
4. Woitas J., Bacciotti F., Ray T. P., et al. // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 432. P. 149.
5. Coffey D., Bacciotti F., Ray T. P., et al. // *Astrophys. J.* 2007. V. 663. P. 350.
6. Blandford R. D., Payne D. R. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1982. V. 199. P. 883.
7. Sauty C., Tsinganos K. // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 287. P. 893.
8. Sauty C., Trussoni E., Tsinganos K. // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 421. P. 797.
9. Shu F., Najita J., Ostriker E., et al. // *Astrophys. J.* 1994. V. 429. P. 781.
10. Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. V. 421. P. 63.
11. Pudritz R., Hardcastle M. J., Gabuzda D. C. // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 169. P. 27.
12. Zanni C., Ferreira J. // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 550. P. 99.
13. Appl S., Camenzind M. // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 256. P. 354.
14. Appl S., Camenzind M. // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 274. P. 699.
15. Бескин В. С., Малышкин Л. М. // *Письма в астроном. журн.* 2000. Т. 26. С. 208.
16. Lery T., Heyvaerts J., Appl S., et al. // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 337. P. 603.
17. Lery T., Heyvaerts J., Appl S., et al. // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 347. P. 1055.
18. Ryutov D., Drake R. P., Kane J., et al. // *Astrophys. J.* 1999. V. 518. P. 821.
19. Ryutov D. D., Derzon M. S., Matzen M. K. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 167.
20. Ryutov D. D., Remington B. A. // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2002. V. 44. P. B407.
21. Remington B. A., Drake R. P., Ryutov D. D. // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. P. 75.
22. Ciardi A., Lebedev S. V., Frank A., et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2009. V. 691. P. L147.
23. Suzuki-Vidal F., Lebedev S. V., Bland S. N., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. V. 38. P. 581.
24. Suzuki-Vidal F., Bocchi M., Lebedev S. V., et al. // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. Art. 022708.
25. Huarte-Espinosa M., Frank A., Blackman E. G. // *Astrophys. J.* 2012. V. 757. Art. no. 66.
26. Suzuki-Vidal F., Lebedev S. V., Krishnan M., et al. // *High Energy Density Phys.* 2013. V. 9. P. 141.
27. Huarte-Espinosa M., Frank A., Blackman E. G., et al. // *High Energy Density Phys.* 2013. V. 9. P. 264.
28. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., et al. // *Science*. 2014. V. 346. P. 325.
29. Filippov N. V., Filippova T. I., Vinogradov V. P. // *Nuclear Fusion: Supplement. Pt 2*. 1962. P. 577.
30. Mourenas D., Vierende J., Simonet F., et al. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. P. 605.
31. Beskin V. S. *MHD flows in compact astrophysical objects*. Heidelberg: Springer, 2010. 426 p.
32. Contopoulos J., Lovelace R. V. E. // *Astrophys. J.* 1994. V. 429. P. 139.
33. Heyvaerts J., Norman C. // *Astrophys. J.* 1989. V. 347. P. 1055.
34. Бескин В. С. // *Успехи физ. наук*. 1997. Т. 167, № 7. С. 689.
35. Боговалов С. В. // *Письма в астроном. журн.* 1995. Т. 21. С. 633.
36. Chiueh T., Li Z., Begelman M. C. // *Astrophys. J.* 1991. V. 377. P. 462.
37. Eichler D. // *Astrophys. J.* 1993. V. 419. P. 111.
38. Бескин В. С., Нохрина Е. Е. // *Астроном. журн.* 2010. Т. 87. С. 800.
39. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., et al. // *Phys. Scr.* 2014. V. 2014. Art. no. 014036.

40. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., et al. // 42nd EPS Conf. Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22–26 June 2015. V. 39E. P. 4401.
41. Ананьев С. С., Данько С. А., Мьялтон В. В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36, № 4. С. 102.
42. Ананьев С. С., Данько С. А., Мьялтон В. В. и др. // Физика плазмы. 2016. Т. 42, № 3. С. 282.
43. Войтенко Д. А., Крауз В. И., Ананьев С. С. и др. // XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2016. Сб. тез. докл. М.: ПЛАЗМАИОФАН, 2016. С. 179.
44. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мьялтон В. В. и др. // Журн. эксперим. теор. физ. 2014. Т. 146, № 5 (11). С. 1035.
45. Крауз В. И., Войтенко Д. А., Митрофанов К. Н. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38, № 2. С. 19.
46. Krauz V. I., Mitrofanov K. N., Scholz M., et al. // Europhys. Lett. 2012. V. 98. Art. no. 45001.
47. Сахаров А. Д. // Успехи физ. наук. 1966. Т. 88. С. 727.

Поступила в редакцию 11 июля 2016 г.; принята в печать 12 сентября 2016 г.

MODELLING OF NONRELATIVISTIC JETS IN THE LABORATORY EXPERIMENT

*V. S. Beskin, Ya. N. Istomin, A. M. Kharrasov, A. M. Kiselev, V. I. Krauz,
K. N. Mitrofanov, V. V. Myalton, E. E. Nokhrina, and D. N. Sob'yanin*

The possibility of modeling non-relativistic jets in laboratory experiments on the PF-3 facility is discussed. It is shown that many properties of flows produced in laboratory experiments, are in agreement with basic characteristics of jets observed in the vicinity of young stars. We discuss further experiments, which would allow us to understand the nature of stable plasma outflows observed in many astrophysical sources.