

МОДЕЛИРОВАНИЕ “ЦЕНТРАЛЬНОЙ МАШИНЫ” АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

© 2023 г. В. С. Бескин^{1, 2, *}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

*E-mail: beskin@lpi.ru

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

Лабораторные плазменные выбросы на установках плазменного фокуса (структура их электрических токов, вращение, ударная волна, возникающая при взаимодействии с внешней средой) воспроизводят все основные элементы струйных выбросов из молодых звезд. С другой стороны, физические процессы, ответственные за запуск плазменного выброса, еще недостаточно поняты, и поэтому до сих пор нет однозначного ответа на вопрос о том, насколько лабораторный эксперимент адекватно воспроизводит механизм образования астрофизических джетов. В этой работе на основе анализа эффектов неидеальной магнитной гидродинамики сформулированы условия, при которых подобие физических процессов может иметь место и в самой “центральной машине” лабораторного эксперимента, приводящего к запуску плазменного выброса.

Ключевые слова: лабораторное моделирование, джеты из молодых звезд

DOI: 10.31857/S0004629923010012, **EDN:** NPMUQS

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема формирования и внутренней структуры астрофизических струйных выбросов, безусловно, находится на переднем крае современной астрофизики. Такие выбросы характерны для большинства активных галактических ядер [1, 2], молодых звезд [3] и микроквазаров [4]; по многим признакам они имеют место и в источниках гамма-всплесков [5]. Понятно, что из-за удаленности этих объектов трудно определить все детали физических процессов, ответственных за их наблюдаемую активность. Поэтому в последнее время большое внимание привлекают работы по лабораторному моделированию астрофизических джетов [6]. Прогресс же в этом направлении связан с развитием мощных установок, в которых достигается высокая плотность энергии. Прежде всего это мощные лазеры [7–9], быстрые Z-пинчи [10], плазменные ускорители [11], а также плазменный фокус (ПФ) [12].

Напомним, что основными образующими элементами астрофизических джетов, следующих из теории их внутреннего строения [13–15], являются регулярное полоидальное магнитное поле, продольный электрический ток, текущий вблизи оси и замыкающийся на периферии джета, а так-

же их вращение. Поэтому адекватность лабораторного моделирования в значительной степени связана с тем, удастся ли воспроизвести в лаборатории все эти ключевые свойства астрофизических струйных выбросов. Неудивительно поэтому, что подобная диагностика проводилась практически на всех установках. В частности, было проверено, что все эти элементы воспроизводятся на установке плазменного фокуса ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт” [16–18]. При этом продольные токи в струйном выбросе составляли десятки килоампер, так что тороидальное магнитное поле на расстоянии ~ 1 см от оси выброса достигало нескольких килогаусс [19]. По-видимому, благодаря подобию физических процессов, все эти элементы реализуются и на других установках плазменного фокуса, таких как PF-1000 [20] (Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава) и КПФ-4 “Феникс” (Сухумский Физико-Технический Институт) [21]. Однако самому процессу образования плазменного выброса до сих пор не уделялось достаточного внимания. В частности, совершенно открытым остается вопрос о том, есть ли какое-нибудь подобие между механизмом формирования плазменного выброса в лабораторном экспе-

рименте и запуском струйного выброса в астрофизических объектах.

Действительно, при обсуждении механизма запуска плазменного выброса в лабораторном эксперименте обычно говорят о кумулятивном эффекте, связанном либо со сжатием сходящейся токово-плазменной оболочки (ТПО) [22], либо со сжатием уже сформировавшегося плазменного жгута за счет “сосисочной” неустойчивости [23], т.е. о механизмах, которые заведомо не играют никакой роли в “центральных машинах” астрофизических объектов. При этом электродинамические процессы при анализе формирования плазменного выброса до сих пор практически не обсуждались. С другой стороны, подобие ключевых свойств астрофизических и лабораторных плазменных выбросов позволяет поставить вопрос о том, насколько похожими оказываются процессы их запуска. Иными словами, мы попробуем понять, насколько правдоподобной является электродинамическая гипотеза, согласно которой основную роль в механизме запуска плазменных выбросов на установках ПФ играют электромагнитные силы.

Прежде всего, мы обсудим вопрос о генерации полоидального магнитного поля. Понятно, что благодаря его системообразующей роли в большинстве лабораторных экспериментов такое полоидальное поле специально накладывалось [24, 25]. Подобные эксперименты проводились и на установках плазменного фокуса. Однако значительное полоидальное магнитное поле (порядка нескольких сот гаусс) возникало и в тех случаях, когда изначально полоидальное магнитное поле отсутствовало. Согласно работе [26], оно могло быть связано со сжатием геомагнитного магнитного поля хорошо проводящей токовой оболочкой.

Далее, нельзя обойти вниманием и вопрос о происхождении вращения. Несмотря на важность вращения при моделировании струйных выбросов, его удавалось уверенно воспроизвести лишь в немногих случаях. Это достигалось либо с помощью наложения радиального электрического поля в области основного разряда [25], либо путем неосесимметричного сходящегося потока при формировании токового жгута [27]. Что же касается экспериментов на установках ПФ, то никаких специальных условий для воспроизведения вращения в них не накладывались. Тем не менее ниже мы покажем, что и в установках ПФ вращение неизбежно возникает не только в уже сформировавшемся плазменном выбросе, но и в районе “центральной машины”. Поэтому не удивительно, что вращение плазменного выброса было в итоге подтверждено [28].

Наконец, еще одним важнейшим свойством астрофизических джетов, уверенно воспроизво-

димых в лабораторном эксперименте, является сверхзвуковой (сверхальфвеновский) характер течения. При этом в астрофизических источниках возникновение сверхзвукового режима (характерные скорости течения достигают сотен километров в секунду) связано с существенным увеличением поперечного размера замагниченного течения у его основания [3], в результате чего поток электромагнитной энергии перекачивается в поток энергии истекающей плазмы, что и приводит к ее ускорению. Природа же возникновения столь больших скоростей в лабораторном эксперименте остается неизвестной.

Таким образом, вопрос о генерации и структуре полоидального магнитного поля на установках ПФ становится центральным для объяснения природы образования плазменного выброса. Для его решения, как и для решения вопроса о запуске сверхзвукового потока, необходимо проанализировать все возможные диссипативные процессы, которые могут стать существенными в области формирования выброса. Действительно, в настоящее время не вызывает сомнения, что именно эффекты неидеальности (омическая и холловская проводимость, амбиполярная диффузия, турбулентность) играют определяющую роль в формировании астрофизических джетов [1, 3]. Этому кругу вопросов и будет посвящена настоящая работа.

В разделе 2 приведены основные результаты теории сильно замагниченных нерелятивистских струйных выбросов, которые понадобятся нам в дальнейшем. В разделе 3 обсуждаются основные параметры области формирования плазменного выброса на установке ПФ-3. Наконец, в разделе 4 исследована возможность электродинамического запуска плазменного выброса, подобного тому, как это имеет место в астрофизических источниках.

2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННЫХ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ

В этой части мы напомним основные соотношения теории сильно замагниченных нерелятивистских струйных выбросов, которые понадобятся нам в дальнейшем. Прежде всего, рассмотрим вопрос об угловой скорости вращения. В теории замагниченных течений благодаря вращению “центральной машины”, а также условию вмерзновенности неизбежно возникает электрическое поле $\mathbf{E}$, радиальную цилиндрическую компоненту которого удобно записать в виде [15]

$$E_r = -\frac{\Omega_F r}{c} B_z, \quad (1)$$

т.е. выразить ее через угловую скорость Ω_F , которая остается постоянной на магнитных поверхно-

стях (закон изоротации Ферраро). При этом угловая скорость вращения вещества $\omega = V_\phi/r$ в общем случае имеет вид

$$\omega = \Omega_F \frac{1 - kM^2}{1 - M^2}, \quad (2)$$

где $M = V/V_A$ ($V_A = B_p/\sqrt{4\pi\rho}$) – альфвеновское число Маха, $k = L_n/(\Omega_F r^2)$, а L_n – полный удельный угловой момент, состоящий из углового момента частиц и электромагнитного поля. В итоге в дозвуковой области $M \ll 1$ получаем просто $\omega = \Omega_F$. С другой стороны, при $M \gg 1$ получаем $\omega = k\Omega_F$, причем можно положить [15]

$$k \approx \sigma_n^{-1/3} M^{-2}. \quad (3)$$

Здесь

$$\sigma_n = \frac{\Omega_F^2 \Psi_0}{8\pi^2 V_0^3 \eta_n} \quad (4)$$

есть нерелятивистский параметр замагниченности потока плазмы (Ψ_0 есть полный магнитный поток в источнике, V_0 – характерная гидродинамическая скорость истечения из “центральной машины”, а $\eta_n = \rho V_p/B_p$ – отношение потока частиц к потоку магнитного поля). Для сильно замагниченного течения, когда именно электромагнитный поток энергии определяет потери энергии “центральной машины”, параметр замагниченности потока σ_n по определению становится больше единицы.

Таким образом, в сверхзвуковой области $M > 1$ угловая скорость движения вещества ω оказывается меньше величины Ω_F . Это связано с тем, что движение вещества складывается из вращения с угловой скоростью Ω_F и обратным скольжением вдоль магнитных силовых линий, имеющих тороидальную составляющую. Как мы видим, вопрос о существовании вращения оказался тесно связан с наличием полоидального магнитного поля, поскольку величина Ω_F зависит от величины B_p .

Далее, еще одним важнейшим свойством астрофизических джетов является трансзвуковой характер течения. При этом, как уже отмечалось, в астрофизических источниках возникновение сверхзвукового режима связано с существенным увеличением поперечного размера r_{jet} замагниченного течения в основании струйного выброса. Поскольку в этом случае полоидальное магнитное поле, благодаря сохранению магнитного потока, будет вести себя как $B_p \propto r_{\text{jet}}^{-2}$, а плотность вещества как $\rho \propto r_{\text{jet}}^{-2} V^{-1}$, то в результате альфвеновское число Маха $M = V/V_A$ будет вести себя

как $M \propto V^{1/2} r_{\text{jet}}$. Поскольку согласно теории замагниченных течений [15] скорость V может только увеличиваться, мы приходим к заключению, что при достаточно большом увеличении поперечного сечения астрофизических струйных выбросов течение неизбежно должно стать сверхальфвеновским. Если такую же расходящуюся структуру полоидальное магнитное поле имело бы и в лабораторном эксперименте (в настоящее время никаких подтверждений этому мы, правда, не имеем), то и в этом элементе можно было бы говорить о подобии механизмов формирования джетов.

Принципиальная важность трансзвукового режима истечения связана еще и с тем, что именно критические условия на особых поверхностях определяют величину продольного тока I_{eng} , циркулирующего в “центральной машине”, а значит, и энергетику струйного выброса $W_{\text{tot}} = I_{\text{eng}} U$, где $U \sim (\Omega_F R_0/c) B_z R_0$ (R_0 – характерный размер “центральной машины”) – соответствующая разность потенциалов. При этом полный ток I_{eng} удобно выразить через т.н. гольдрайховский ток I_{GJ} ,

$$I_{\text{eng}} = i_0 I_{\text{GJ}}, \quad (5)$$

где

$$I_{\text{GJ}} = \frac{\Omega_F B_z}{2} R_0^2. \quad (6)$$

При этом для сильно замагниченного течения $\sigma_n > 1$ имеем (см., напр., [15])

$$i_0 = \frac{c}{V_0} \sigma_n^{-1/3}. \quad (7)$$

В итоге, получаем для полных потерь

$$W_{\text{tot}} = i_0 \left(\frac{\Omega_F R_0}{c} \right)^2 B_0^2 R_0^2 c. \quad (8)$$

Как показано в [6], для уже сформировавшегося лабораторного плазменного выброса соответствующее согласование параметров действительно имеет место. Для анализа же условий в районе “центральной машины” приведем еще соответствующие соотношения для расширяющегося трансзвукового потока. В частности, радиус быстрой магнитозвуковой поверхности r_F и скорости течения на этой поверхности $V(r_F)$ имеют вид

$$r_F \approx \mu_l^{-1/3} R_0, \quad (9)$$

$$V(r_F) \approx \mu_l^{-1/3} \Omega_F R_0, \quad (10)$$

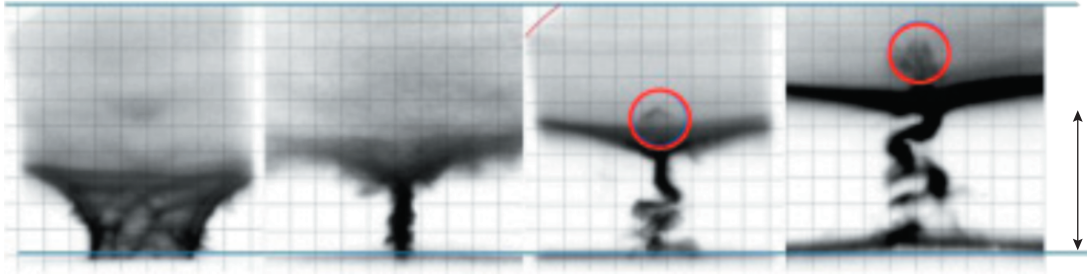


Рис. 1. Кадровые фотографии пинчевания и формирования плазменного потока. Экспозиция 12 нс, масштаб 1 см. Интервал между кадрами 150 нс. Над ТПО видны образования, вытянутые вдоль оси установки в направлении от анода (выделено красной окружностью) [29].

где

$$\mu_l = \frac{8\Omega_F r_c \eta_n}{B_z} \quad (11)$$

есть т.н. загруженность потока. При этом скорость $V(r_F)$ должна быть близка к скорости плазменного выброса.

3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ “ЦЕНТРАЛЬНОЙ МАШИНЫ” НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

Обсудим теперь основные процессы, происходящие в области формирования плазменного выброса, обращая внимание прежде всего на те параметры, которые позволят нам сравнить динамику формирования лабораторного плазменного выброса с астрофизическими джетами. Как известно, приложенное напряжение между анодом и катодом порядка нескольких десятков кВ приводит к появлению токово-плазменной оболочки, сходящейся к оси установки (см. рис. 1). В момент наибольшего сжатия плотность тока достигает значений вплоть до 10^7 А/см² при радиусе токового жгута r_c в несколько миллиметров (так что полный ток превышает 1 МА), а концентрация частиц вырастает до 10^{19} см⁻³. При этом торoidalное магнитное поле тока на масштабе r_c должно достигать 10^5 – 10^6 Гс.

Отметим здесь сразу еще одно очень важное обстоятельство. Как показано на рис. 2, верхняя часть сходящейся плазменной оболочки действительно на время становится центром сферически расходящегося возмущения. Если это действительно так, то это может служить основанием для подтверждения гипотезы о воспроизведении в лабораторном эксперименте на установках ПФ расходящегося замагниченного потока, о котором говорилось выше.

Развитие турбулентности и, как следствие, включение аномального сопротивления приво-

дит к резкому падению тока. При этом аномальный разогрев плазмы до температур $T \sim 10^7$ К (~ 1 кэВ) приводит к генерации рентгеновского излучения (до 100 кДж за времена порядка 200 нс) [16] и пучков заряженных частиц. Ионизация в этот момент достигает 100%. При этом сам ток течет, естественно, по направлению от анода ($j_z > 0$), растекаясь радиально в верхней части сходящейся токовой оболочки.

Отметим, что при таких параметрах плазма в токовом жгуте должна быть сильно замагниченной. Действительно, даже в центральной части плазменного жгута ($n_e \sim 10^{19}$ см⁻³) известный плазменный параметр $b = \omega_B \tau$, где $\omega_B = eB/mc$ – гирочастота, а τ – время столкновений, составляет $b \sim 10^2$ для ионов и $b \sim 1$ для электронов при значении магнитных полей $B \sim 10^4$ Гс, т.е. для полей, значительно меньших, чем на границе плазменного жгута. В периферийной же области ($B \sim 10^6$ Гс, $n_e < 10^{16}$ см⁻³) можно ожидать значений $b > 10^4$ для электронов и $b > 10^2$ для ионов. При этом для магнитных полей $B \sim 1$ МГс ларморовский радиус электронов составляет $r_{L,e} \sim 10^{-4}$ см, а ларморовский радиус ионов $r_{L,i} \sim 10^{-3}$ – 10^{-2} см (в зависимости от заряда и атомного веса ионов). Так что можно считать, что во всех случаях ларморовский радиус меньше поперечного размера плазменного жгута. Что же касается длин пробега, то даже для концентраций $n_e \sim 10^{18}$ см⁻³ они составляют несколько сантиметров как для электронов, так и для ионов.

Важным параметром также является токовая скорость частиц v_{cur} . Для плотности тока $\sim 10^7$ А/см² и концентрации электронов $\sim 10^{18}$ см⁻³ получаем $v_{cur} \sim 10^7$ см/с, что на несколько порядков меньше тепловой скорости электронов $v_{T,e} \sim 10^9$ см/с

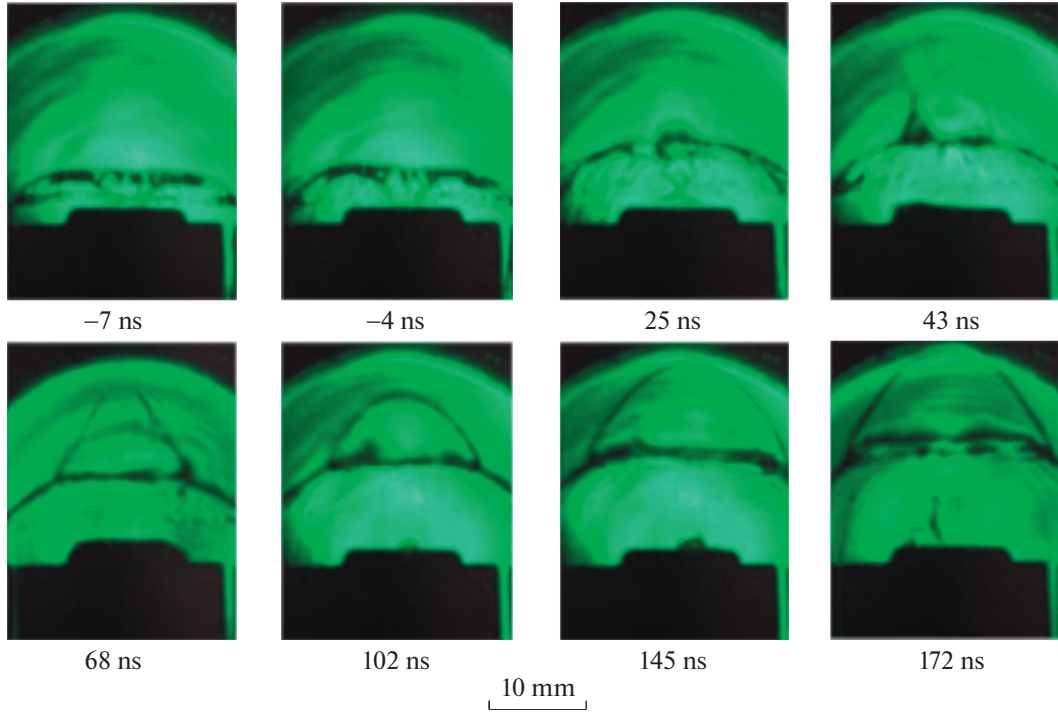


Рис. 2. Последовательность Шлирен-снимков, отражающая динамику плазмы ($t = 0$ соответствует времени минимального значения производной тока, т.е. близкому к времени пинча). Первые два снимка соответствуют стадии образования пинча. Последующие снимки соответствуют динамике после пинчевания [30].

для реализуемых температур $T \sim 1$ кэВ. Соответственно, тепловая скорость ионов $v_{T,i} \sim 10^7$ см/с, т.е. сравнима со скоростью плазменного выброса.

С другой стороны, в самом плазменном выбросе положительная величина измеряемого тороидального магнитного поля ($B_\phi > 0$) говорит о том, что и вблизи оси выброса ток течет в том же направлении, т.е. по направлению движения выброса $\mathbf{V}_{\text{jet}}$. Соответственно, электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V}_{\text{jet}} \times \mathbf{B}/c, \quad (12)$$

связанное с тороидальным магнитным полем, будет направлено от оси ($E_r > 0$), что, согласно (1), означает, что угловая скорость Ω_F и полоидальное магнитное поле должны быть направлены в противоположных направлениях.

Наконец, отметим, что поскольку индуцируемое продольное электрическое поле значительно превосходит критическое поле Драйсера $E_D = 4\pi e^3 n_e \Lambda / T_e$, то практически все электроны плазмы в области слабого магнитного поля вблизи оси токового жгута должны уйти в режим ускорения. Однако вследствие того, что ускорение происходит в плотной плазме, максимальная величина тока пучка убегающих электронов определяется условием самоограничения тока соб-

ственным магнитным полем и она равна предельному току Альфвена $I = (m_e c^3 / e) \beta \gamma$ [26].

4. КАК РАБОТАЕТ “ЦЕНТРАЛЬНАЯ МАШИНА”

Посмотрим теперь, может ли область воронки сходящейся ТПО в верхней части плазменного жгута действительно играть роль “центральной машины”. Начнем с обсуждения необходимого нам продольного магнитного поля. Его присутствие в эксперименте ПФ легко объяснить благодаря высокой степени ионизации ТПО и, как следствие, выполнению условия вмороженности. В результате по мере схлопывания токовой оболочки напряженность продольного магнитного поля может существенно возрасти. Действительно, при сжатии токовой оболочки с большого радиуса $r_0 \sim 50$ см до размеров $r_c \sim 1$ см геомагнитное магнитное поле $B_0 = 1$ Гс может дорасти до значений $B_z \sim 10$ кГс [26].

Еще одной причиной усиления продольного геомагнитного поля могут стать указанные выше эффекты неидеальности, связанные с эффектом Холла. Действительно, записав обобщенный за-

кон Ома в стандартном виде [31], т.е. в пренебрежении инерционными членами

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{n_e e c}, \quad (13)$$

а также воспользовавшись условием отсутствия тороидального электрического поля, получаем стандартную оценку для тороидального тока

$$j_\phi \sim \omega_B \tau j_r. \quad (14)$$

Соответственно, для дополнительного продольного магнитного поля имеем

$$\delta B \sim \frac{I_r}{c r_c} \omega_B \tau \sim 10^6 \left(\frac{I_r}{10^5 \text{ А}} \right) \left(\frac{r_c}{1 \text{ см}} \right)^{-1} \left(\frac{\omega_B \tau}{10^2} \right) \text{ Гс}. \quad (15)$$

Как мы видим, это поле оказывается достаточно большим, чтобы оказать влияние на динамику течения плазмы вблизи токового жгута.

Напомним, что, как видно из соотношения (14), рассмотренное выше проявление эффекта Холла нечетно по отношению к направлению радиального тока. Для лабораторного эксперимента это свойство подробно исследовалось на установке COBRA [24], на которой можно было реализовать оба направления тока. Для астрофизических аккреционных дисков обсуждение этого вопроса можно найти в обзоре [3]. Для положительного же радиального тока ($j_r > 0$), реализуемого на установке плазменного фокуса, дополнительное магнитное поле δB (15) усиливает внешнее продольное магнитное поле.

Наконец, еще одной причиной сильного продольного магнитного поля могут служить неустойчивости в плазменном шнуре. К ним относятся т.н. “сосисочная” неустойчивость, связанная с возникновением перетяжек вдоль шнура, а также “кинковая” ($m = 1$) неустойчивость, которая хорошо видна на рис. 1. Согласно работе [23] во время фазы “сосисочной” неустойчивости энергия продольного магнитного поля увеличивается экспоненциально и потом еще продолжает расти на стадии “кинковой” неустойчивости благодаря тому, что в токовом шнуре возникает тороидальный ток $j_\phi \sim j_z$. Оценка инкрементов дает значения $\gamma/\omega_{pe} = 0.049$ для “сосисочной” и 0.015 для “кинка”. Ссылаясь на работу [32], авторы приводят выражение для инкремента кинк-неустойчивости $\gamma/\omega_{pe} = (2-3)v_{Ti}/r_0\omega_{pe}$, где r_0 есть радиус токовой петли ($r_0 \sim c/\omega_{pe}$). В результате продольное магнитное поле действительно может дорасти до значений $B_z \approx 2I/(cr_c) \sim 10 \text{ кГс}$.

Понятно, правда, что такие неустойчивости могут себя активно проявить лишь на последней стадии сжатия плазменного шнура, так что их влияние может быть не столь существенно. С другой стороны, оказалось, что уже на ранней стадии

сжатия ТПО возникает волоконная спиралевидная структура (см. [33] и левый снимок на рис. 1), обусловленная, по-видимому, неустойчивостями с $m > 1$. Возникающие при этом тороидальные токи также должны приводить к генерации продольного магнитного поля.

Далее, напомним, что еще одним важнейшим свойством астрофизических джетов, уверенно воспроизводимых в лабораторном эксперименте, является сверхзвуковой (сверхальфвеновский) характер течения уже сформировавшегося плазменного выброса. При этом в астрофизических источниках возникновение сверхзвукового режима связано с существенным увеличением поперечного размера r_{jet} замагниченного течения, поскольку, как уже отмечалось выше, при достаточно большом увеличении поперечного сечения течения неизбежно должно стать сверхальфвеновским. Предположим теперь, что и в лабораторном эксперименте на установках ПФ происходит трансзвуковое ускорение плазмы. В пользу этого, как уже отмечалось выше (см. рис. 2), говорит квазисферическое расширение возмущения в момент схождения ТПО. Если это действительно так, то можно оценить многие ключевые параметры течения в основании плазменного выброса.

Прежде всего отметим, что для оценки ключевого параметра замагниченности σ_n (4) не нужно отдельно определять угловую скорость Ω_F . Действительно, используя соотношение $\Psi_0 \approx \pi r^2 B_p$ и определение $\eta_n = \rho V_{jet}/B_p$ (эти две величины являются инвариантами течения), а также комбинируя соотношения (1) и (12) для электрического поля E_r в области сформировавшегося плазменного выброса, получаем

$$\sigma_n \approx \frac{1}{8\pi} \frac{V_{jet} B_\phi^2}{\rho_{jet} V_0^3}. \quad (16)$$

Иными словами, параметр σ_n (который по своему определению также является инвариантом течения) может быть оценен через хорошо определяемые параметры плазменного выброса. При этом единственный параметр, характеризующий саму “центральную машину”, а именно характерную скорость истечения V_0 в основании плазменного выброса, можно грубо оценить из данных наблюдений (см. рис. 2). На масштабе 1 см имеем $V \sim 10^7 \text{ см/с}$, что соответствует, правда, уже скорости в основании сформировавшегося плазменного выброса. Можно, однако, предположить, что в самом основании течения, когда радиус то-

кового шнура составляет лишь несколько миллиметров, скорость $V_0 \sim 10^6$ см/с. Имеем тогда

$$\sigma_n \approx 10 \left(\frac{V_{\text{jet}}}{10^7 \text{ см/с}} \right) \left(\frac{V_0}{10^6 \text{ см/с}} \right)^{-3} \times \left(\frac{B_\phi}{10^3 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{n_i}{10^{16} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Поэтому есть все основания полагать, что в области формирования плазменного выброса основной поток энергии, как и в астрофизических дже-тах, связан с потоком электромагнитного поля (потоком вектора Пойнтинга).

Здесь необходимо сделать одно существенное разъяснение, поскольку при оценке параметра замагниченности потока σ_n (16) мы намеренно не учли тепловую энергию плазмы. Это связано с тем, что тепловая энергия быстро диссипирует за счет излучения, так что температура самого плазменного выброса составляет лишь несколько эВ. Кроме того, как хорошо известно, для гидродинамического ускорения плазмы до звуковых скоростей за счет тепловых эффектов необходимо сжатие плазменного потока, а не расширения, как это имеет место для областей над токовым шнуром.

В свою очередь, угловую скорость Ω_F можно оценить, комбинируя соотношения (9) и (10).

Полагая $r_F \sim 1$ см и $V(r_F) \sim 10^7$ см/с (теория предсказывает, что скорость нерелятивистского течения на быстрой магнитозвуковой поверхности не сильно отличается от предельной скорости в струйном выбросе [15]), получаем $\Omega_F \sim 10^7$ с⁻¹. Такое значение угловой скорости вращения Ω_F совпадает с оценкой, которая может быть сделана, опираясь на измеренную скорость вращения сверхзвукового плазменного выброса $\omega \approx 10^6$ с⁻¹ [28]. Поскольку согласно (3) $\omega = \sigma_n^{-1/3} \mathcal{M}^{-2} \Omega_F$, для $\sigma_n \sim 10$ и $\mathcal{M} \sim 3$ получаем вновь значение $\Omega_F \sim 10^7$ с⁻¹.

Наконец, нетрудно понять и механизм возникновения вращения. Действительно, в присутствии полоидального магнитного поля сила Ампера, связанная с радиально растекающимся электрическим током j_r в верхней части сходящейся токовой оболочки, неизбежно приведет к возникновению вертикального момента сил $K_z \propto j_r B_z$. Подчеркнем, что этот процесс является обратным по сравнению со стандартным механизмом генерации электрического тока в униполярном индукторе, когда энергия, создающая ЭДС и выделяющаяся на внешней нагрузке, заключена в кинетической энергии вращающегося тела. При этом центральное тело будет, есте-

ственно, замедлять свое вращение. В нашем же случае, соответствующем замене внешней нагрузки на источник напряжения, будет происходить ускорение вращения до тех пор, пока внешний источник будет поддерживать токовую систему.

Посмотрим теперь, до какой угловой скорости может быть раскручена плазма в верхней части токового жгута за те несколько сотен наносекунд, пока еще не произошло его разрушение. Для этого запишем уравнение энергии для области с радиально расходящимся током в верхней части токового шнура в виде

$$J_r \omega \dot{\omega} = K \omega - W_{\text{tot}}. \quad (18)$$

Здесь $J_r \sim \rho r_c^2 \mathcal{V}$ — момент инерции этой области ($\mathcal{V}$ — ее объем), а

$$K \approx \frac{1}{4} \frac{I_r B_z r_c^2}{c} \quad (19)$$

есть полный момент силы Ампера, связанный с расходящимся радиальным током I_r . При этом потери энергии W_{tot} , связанные с сильно замагниченным плазменным выбросом, задаются соотношением (8). Здесь как раз и используется наше основное предположение, что течение является трансзвуковым. При этом мы в дальнейшем в качестве характерного размера “центральной машины” R_0 будем выбирать радиус токового шнура r_c .

Поскольку потери энергии W_{tot} (8) пропорциональны квадрату угловой скорости вращения токового шнура ω (которая, как уже отмечалось выше, в этой области совпадает с величиной Ω_F), то за время $\tau_{\text{in}} \approx J_r \Omega_F / K$ происходит переход в равновесное состояние с угловой скоростью вращения

$$\Omega_F \sim \frac{I_r}{i_0 r_c^2 B_z}. \quad (20)$$

Считая, что на масштабе $r_c \sim 1$ см радиальный ток I_r не сильно отличается от полного тока в плазменном жгуте $I \sim 1$ МА, получаем при концентрации $n_i \sim 10^{18}$ см⁻³, объеме $\mathcal{V} \sim 1$ см³ и $B_z \sim 10^4$ Гс следующее значение для равновесной угловой скорости

$$\Omega_F \approx 10^7 \left(\frac{I_r}{100 \text{ кА}} \right) \left(\frac{V_0}{10^6 \text{ см/с}} \right) \times \left(\frac{B_z}{10^4 \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{r_c}{3 \text{ мм}} \right)^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (21)$$

Здесь мы воспользовались оценкой $i_0 = c / V_0$ и вновь положили $V_0 = 10^6$ см/с для скорости истечения в основании плазменного выброса.

Как мы видим, теоретическая оценка угловой скорости Ω_F находится в полном согласии с ее значением, оцененным по экспериментальным данным. При этом время раскрутки до такой угловой скорости,

$$\tau_{in} \approx \frac{\rho c \mathcal{V}}{i_0 r_c^2 B_z^2} \sim 0.1 \text{ мкс}, \quad (22)$$

оказывается меньше времени работы “центральной машины” $\tau \approx 1$ мкс. Следовательно, на протяжении всего времени работы “центральной машины” ее угловая скорость будет определяться соотношением (21). Соответственно, для полной выделенной энергии $E_{tot} = W_{tot} \tau$ имеем¹, воспользовавшись соотношениями (8) и (20),

$$E_{tot} \sim \frac{1}{16} \frac{I_{\perp}^2 \tau}{i_0 c} \sim 1 \left(\frac{I_{\perp}}{100 \text{ кА}} \right)^2 \text{ Дж}, \quad (23)$$

что как раз соответствует полной энергетике плазменного выброса на установке ПФ-3.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как показывают наши оценки, предположение о трансзвуковом характере течения у основания плазменного выброса на установке ПФ приводит к хорошему согласию предсказаний теории с измеряемыми величинами. Следовательно, гипотеза о том, что механизм запуска плазменного выброса в лабораторном эксперименте подобен механизму запуска струйных выбросов в молодых звездах, оказалась достаточно разумной.

Более того, удалось сформулировать и условия, при которых механизм запуска плазменного выброса на установках плазменного фокуса будет подобен механизму запуска астрофизических джетов. Как уже подчеркивалось, ключевую роль здесь должно сыграть наличие продольного магнитного поля и вращения плазмы, величины которых будут обеспечивать трансзвуковой характер истечения. Например, в качестве выполнения этого условия можно воспользоваться соотношением (9) для радиуса быстрой магнитозвуковой поверхности, потребовав, чтобы он был заключен

между радиусом токового шнура и размером сформировавшегося плазменного выброса

$$r_c < r_F < r_{jet}. \quad (24)$$

Это условие может быть полезно при создании новых установок, нацеленных на лабораторное моделирование астрофизических струйных выбросов.

Заметим прежде всего, что для уверенного выполнения условия (24) поперечный размер камеры должен быть достаточно большим. Иными словами, речь идет о поперечном размере камеры r_{ch} , содержащей плазменный выброс, до величин порядка одного метра. Далее, благодаря соотношениям (9) и (11), условие $r_c < r_F$, согласно которому быстрая магнитозвуковая поверхность находится за пределами “центральной машины”, можно записать как $\mu_i < 1$. С учетом определения $\eta_n = \rho V / B_z$ получаем окончательно

$$B_z > 100 \left(\frac{\Omega_F}{10^7 \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{V_0}{10^6 \text{ см/с}} \right)^{1/2} \times \\ \times \left(\frac{r_c}{3 \text{ мм}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_i}{10^{16} \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \text{ Гс}. \quad (25)$$

Как мы видим, при отмеченных выше механизмах генерации продольного магнитного поля это условие легко может быть выполнено. При этом, вследствие слабой зависимости r_F от μ_i , условие $r_F < r_{jet}$ для $r_{jet} \sim 1$ м также всегда будет выполнено.

Наконец, отметим, что для того, чтобы плазменный выброс мог свободно распространяться внутри камеры, необходимо выполнение условия $r_{jet} < r_{ch}$. Поскольку для сверхзвуковых джетов их поперечный размер определяется из баланса магнитного давления джета и внешнего газового давления ($B_{\phi}^2 / 8\pi = P_{ext}$) [15], получаем в результате

$$P_{ext} > 0.01 \left(\frac{I_{jet}}{10 \text{ кА}} \right)^2 \left(\frac{r_{ch}}{1 \text{ м}} \right)^2 T_{topp}. \quad (26)$$

Понятно, что при увеличении поперечного размера камеры в несколько раз характерное давление оказалось на один-два порядка меньше, чем в существующих экспериментах на установках ПФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена в рамках Программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” НЦФМ.

¹ Выражение (23) означает, что у “центральной машины” есть собственное сопротивление $\mathcal{R} \sim 1/(i_0 c)$, что соответствует известной мембранной парадигме черных дыр, согласно которой горизонт событий имеет сопротивление $\mathcal{R} = 4\pi/c \approx 377$ Ом [34].

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает признательность А.М. Киселеву, В.И. Краузу, В.В. Мялтону, Д.Н. Собьянину и А.М. Харрасову за стимулирующее обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. Komissarov and O. Porth*, New Astron. Rev. **92**, id. 101610 (2021).
2. *S. W. Davis and A. Tchekhovskoy*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **58**, 407 (2020).
3. *R. E. Pudritz and T. P. Ray*, Frontiers in Astron. and Space Sci. **6**, id. 54 (2019).
4. *R. P. Fender*, in *Compact Stellar X-ray Sources*, edited by *W. Lewin and M. van der Klis* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006), p. 381.
5. *К. А. Постнов*, Успехи физ. наук **169**, 545 (1999).
6. *В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин*, Успехи физ. наук, в печати.
7. *B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, et al.*, Science **346**, 325 (2014).
8. *J. M. Stone, N. Turner, K. Estabrook, B. Remington, D. Farley, S. G. Glendinning, and S. Glenzer*, Astrophys. J. Suppl. **127**, 497 (2000).
9. *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**, 171 (2018).
10. *S. V. Lebedev, A. Frank, and D. D. Ryutov*, Rev. Modern Physics **91**, id. 025002 (2019).
11. *P. M. J. Bellan*, J. Plasma Phys. **84**, id. 755840501 (2018).
12. *V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov*, Intern. J. Modern Physics D **27**, id. 1844009 (2018).
13. *G. Pelletier and R. E. Pudritz*, Astrophys. J. **394**, 117 (1992).
14. *J. Heyvaerts and C. Norman*, Astrophys. J. **347**, 1055 (1989).
15. *В. С. Бескин*, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005).
16. *N. V. Filippov, T. I. Filippova, I. V. Khutoretskaia, V. V. Mialton, and V. P. Vinogradov*, Phys. Letters A **211**, 168 (1996).
17. *V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, V. V. Myalton, V. P. Vinogradov, et al.*, Plasma Phys. Rep. **36**, 937 (2010).
18. *В. С. Бескин, Я. Н. Истомин, А. М. Киселев, В. И. Крауз и др.* Радиофизика **59**, 1004 (2016).
19. *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, Д. А. Войтенко, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко*, Астрон. журн. **96**, 156, (2019).
20. *M. Scholz, R. Miklaszewski, V. A. Gribkov, and F. Mezzetti*, Nukleonika **45**, 155 (2000).
21. *E. A. Andreevshchev, D. A. Voitenko, V. I. Krauz, A. I. Markoliya, Yu. V. Matveev, N. G. Reshetnyak, and E. Yu. Khaudiev*, Plasma Phys. Rep. **33**, 218 (2007).
22. *С. С. Ананьев, С. В. Суслин, А. М. Харрасов*, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **39**, 69 (2016).
23. *T. Haruki, H. Reza Yousefi, K. Masugata, J.-I. Sakai, Y. Mizuguchi, N. Makino, and H. Ito*, Phys. Plasmas **13**, id. 082106 (2006).
24. *T. Byvank, J. T. Banasek, W. M. Potter, J. B. Greenly, C. E. Seyler, and B. R. Kusse*, Phys. Plasmas **24**, id. 122701 (2017).
25. *E. S. Lavine and S. You*, Phys. Rev. Lett. **123**, id. 145002 (2019).
26. *Ю. Н. Жуков, А. И. Марколия, А. Ф. Попов, А. Ф. Чачаков*, Журн. техн. физики **71**, 32 (2001).
27. *V. Valenzuela-Villaseca, L. G. Suttle, F. Suzuki-Vidal, J. W. D. Halliday, et al.*, Plasma Phys. Rep., in press.
28. *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, А. М. Харрасов, И. В. Ильичев, В. В. Мялтон, С. С. Ананьев, В. С. Бескин*, Астрон. журн. **98**, 29 (2021).
29. *С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов*, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез **40**, 21 (2017).
30. *L. Soto, C. Pavez, J. Moreno, M. J. Inestrosa-Izurieta, et al.*, Phys. Plasmas **21**, id. 122703 (2014).
31. *С. И. Брагинский*, в сб. *Вопросы Теории Плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича (М.: Атомиздат, 1963) **1**, 183.
32. *V. I. Sotnikov, B. S. Bauer, J. N. Leboeuf, P. Hellinger, P. Trávníček, and V. Fiala*, Phys. Plasmas **11**, 1897 (2004).
33. *В. П. Виноградов, В. И. Крауз, А. Н. Мокеев, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов*, Физика плазмы **42**, 1033 (2016).
34. *Д. Макдоналд, Р. Прайс, К. С. Торн*, *Черные дыры. Мембранный подход* (М.: Мир, 1988).