

Численное моделирование генерации и динамики плазменных потоков на установках типа «плазменный фокус» в рамках лабораторного моделирования джетов из молодых звездных объектов

В.С. Бескин,^{1,2,3} И.Ю. Калашников,^{1,4} и В.И. Крауз^{1,*}

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

⁴Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

(Дата: 7 сентября 2025 г.)

На основе численного моделирования исследуется процесс запуска и сверхзвукового распространения плазменного выброса на установках типа «плазменный фокус» в рамках лабораторного моделирования джетов из молодых звездных объектов. Детально исследованы энергетические потоки, существующие на начальном этапе формирования плазменного выброса. Показано, что они могут играть заметную роль в процессе его запуска, формируя, как и в астрофизических струйных выбросах, поток вектора Пойнтинга в направлении выброса. Количественное согласие с измеряемыми значениями достигается благодаря учету тороидального тока и сходящихся к оси энергетических потоков.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизмах формирования, коллимации и устойчивости струйных выбросов (джетов) из компактных астрофизических объектов относится к фундаментальным проблемам современной астрофизики. Джеты наблюдаются у широкого класса источников: молодых звезд [1], активных галактических ядер [2, 3] и микроквазаров [4]. Общепринятая электродинамическая модель [5] основывается на концепции униполярного индуктора – вращающегося намагниченного тела (нейтронной звезды, аккреционного диска или черной дыры), где ключевую роль играют токи, текущие в магнитосфере. Магнитное поле здесь выполняет тройную функцию: обеспечивает коллимацию потока, стабилизирует его структуру на масштабах, многократно превышающих поперечные размеры, и определяет энергетику выброса.

При сверхзвуковом распространении джеты формируют области взаимодействия с окружающей средой, сопровождаемые ударными волнами. В релятивистских джетах они наблюдаются как радиогало [6], а в нерелятивистских случаях (например, у молодых звезд) – как объекты Хербига-Аро [7, 8]. Исследование подобных структур предоставляет ценную информацию о внутренней динамике джетов, однако астрономические ограничения (удаленность объектов, трудности измерения магнитных полей) затрудняют детальное этих изучение процессов.

Прогресс в понимании физики джетов тесно связан с развитием лабораторного моделирования. Уравнения идеальной магнитной гидродинамики (МГД), описывающие эволюцию плазмы, не содержат внутренних масштабов [9], что позволяет воспроизводить астрофизические процессы в контролируемых условиях при соблюдении критериев подобия. Особый интерес представляют эксперименты с нерелятивистскими джетами молодых звезд, скорости которых (~ 300 км/с) достижимы на современных установках: мощных лазерах [10–14], быстрых Z-пинчах [15, 16], плазменных ускорителях [17, 18], а также системах плазменного фокуса (ПФ) [19–22].

Установки ПФ обладают уникальными возможностями для моделирования. Прежде всего, их импульсный режим генерации плазмы формирует компактные сгустки, продольные размеры которых сопоставимы с поперечными, что морфологически соответствует фрагментации джетов молодых звезд на отдельные выбросы. При этом сгустки демонстрируют исключительную устойчивость, распространяясь на расстояния, на два порядка превышающие начальные размеры (~ 1 см), без потери компактности головной части, что качественно воспроизводит поведение астрофизических аналогов. Важнейшим преимуществом является возможность прямого контроля параметров: установки позволяют проводить измерения распределения магнитного поля, профилей плотности, температуры и скоростей плазмы [23–25]. Кроме того, распространение выброса в камере, заполненной рабочим газом, обеспечивает воспроизводимое изучение взаимодействия с окружающей средой, включая формирование ударных волн и аналогов астрофизических

* Krauz_VI@nrcki.ru

«коконов» [26].

Такая комбинация свойств — импульсный характер выброса, диагностируемость параметров и контролируемое взаимодействие со средой — делает ПФ установки уникальным инструментом для количественного анализа процессов, актуальных для течений Хербига-Аро. Что, в свою очередь, обуславливает необходимость разработки аналитических и численных моделей, описывающих генерацию и динамику плазменного выброса на этих установках. Например, в работе [27] было промоделировано распространение плазменного выброса в установке ПФ-3 с момента его образования и до достижения им диагностического окна на высоте 35 см от анода. В качестве начальных условий была выбрана самосогласованная конфигурация, корректно учитывающая внутреннюю структуру джета [28]. Это позволило промоделировать взаимодействие замагниченного выброса с окружающим газом. В частности, построенные синтетические сигналы магнитных зондов показали хорошее согласие с наблюдаемыми в эксперименте.

В то же время вопрос о механизме генерации плазменного выброса остается открытым. Установлено, что плазменный поток, направленный вдоль оси системы, начинает формироваться на заключительных фазах существования пинча в стадии развития различных неустойчивостей и развала пинчевой структуры [29], однако физические процессы, происходящие при распаде пинча, требуют более детального исследования.

Еще один важный момент, который может быть прояснен в результате подробного анализа процесса распада пинча, состоит в определении процесса формирования энергетических потоков, ответственных за генерацию плазменного выброса. Напомним, что во всех упомянутых выше астрофизических источниках, на малых расстояниях от «центральной машины» поток энергии связан главным образом с электромагнитным потоком (потоком вектора Пойнтинга $\mathbf{S} = c/4\pi[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$) [5]. Его источником в стационарном случае (а это хорошее приближение для всех этих источников) может быть лишь работа сторонних сил $-\mathbf{jE} > 0$ в области замыкания продольных (параллельных магнитному полю) электрических токов, текущих в магнитосфере.

Так, для радиопульсаров это вращающаяся поверхность нейтронной звезды, а для молодых звезд — аккреционный диск. Иными словами, во всех астрофизических объектах, которые с хорошей точностью можно считать стационарными, первичным является вращение «центральной машины», а ЭДС возникает благодаря наличию (также первичного) полоидального магнитного поля, т.е. собственного магнитного поля нейтронной звезды или же магнитного поля, генерируемого в аккреционном диске. Иными словами, источником вектора Пойнтинга $\mathbf{S}$ является сторонние силы, обуславливающие выполнение условия $\mathbf{jE} < 0$.

На установках же плазменного фокуса мы имеем

обратную ситуацию, хотя на первый взгляд относящуюся к тому же механизму. Здесь первопричиной является ЭДС, создаваемая прикладываемым напряжением между анодом и катодом, тогда как вращение возникает как следствие действия сил Ампера благодаря наличию (здесь также первичного) полоидального магнитного поля [20, 30]. Поэтому в лабораторном эксперименте $\mathbf{jE} > 0$, и поэтому, как хорошо известно, источником энергии (а, значит, и вектора Пойнтинга) является энергия, запасенная в тороидальном магнитном поле:

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = -\mathbf{jE} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_{\varphi}^2}{8\pi}. \quad (1)$$

При этом процесс выделения энергии, связанный с резким включением в пинчевой стадии аномального сопротивления, о чем будет сказано ниже, существенно нестационарен. И действительно, проводимость σ , получаемая из стандартной оценки для известного из лабораторного эксперимента времени распада магнитного поля $\tau \sim \sigma L^2/c^2 \sim 10\text{--}100$ нс, где L есть характерный размер, оказывается на 2–3 порядка меньше спитцеровской проводимости, что как раз характерно для аномального сопротивления [30].

Такое существенное отличие безусловно требует дополнительного исследования, тем более что, как показывают оценки, в области сверхзвукового течения поток электромагнитной энергии в плазменном выбросе сопоставим с потоком энергии плазмы, как это и следует из теории сильно замагниченных ветров. Иными словами, одной из важных задач настоящей работы становится определение энергетических потоков в области формирования плазменного выброса.

Статья организована следующим образом. В Разд. 2 построена простая аналитическая модель электрических токов, текущих в верхней части токоплазменной оболочки (ТПО) перед самым распадом пинчевой структуры. На ее основе показано, что при распаде возникают сходящиеся к оси энергетические потоки, способствующие запуску плазменного выброса. Этот вывод подтвержден далее в Разд. 3 на основе численного моделирования, которое показало количественное согласие с результатами лабораторного моделирования. Наконец, Разд. 4 посвящен анализу полученных результатов.

2. КОНФИГУРАЦИЯ ТПО

2.1. Распределение токов

Для успешного численного моделирования нам понадобится адекватная модель электрических токов, текущих в ТПО, которые будут играть роль начальных условий. Как известно, перед самым запуском плазменного выброса формируется вертикальный цилиндрический пинч с радиусом $r_0 \approx 1$ см, который

сверху ограничен горизонтальным диском с характерной толщиной $z_0 \approx 1$ см. Он имеет резко очерченную верхнюю горизонтальную границу и содержит радиально расходящийся ток.

Поэтому в качестве модели мы будем рассматривать следующую структуру полоидальных электрических токов при $z < 0$

$$j_r = \frac{1}{2} j_{p0} \frac{r_0}{z_0} \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2} e^{z/z_0}, \quad (2)$$

$$j_z = j_{p0} \frac{1}{(1 + r^2/r_0^2)^2} (1 - e^{z/z_0}), \quad (3)$$

где уровень $z = 0$ соответствует верхней границе ТПО. При $z > 0$ (и при $t = 0$) электрические токи предполагаются равными нулю. Такая структура удовлетворяет условию $\text{div} \mathbf{j} = 0$ и качественно хорошо описывает радиальное растекание тока, текущего в цилиндрическом пинче.

Соответствующее тороидальное магнитное поле, удовлетворяющее условию $\text{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j}$, запишется тогда в виде

$$B_\varphi = B_0 \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2} (1 - e^{z/z_0}), \quad (4)$$

где

$$B_0 = \frac{2\pi}{c} j_{p0} r_0. \quad (5)$$

Наконец, мы будем предполагать еще и наличие тороидальных электрических токов

$$j_\varphi = j_{t0} \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2} (1 - e^{z/z_0}), \quad (6)$$

которые могут быть связаны с холловскими токами [30]. Компоненты же полоидального магнитного поля, связанного с такими тороидальными токами, находились как численное решение уравнения на φ -компоненту векторного потенциала:

$$\nabla^2 A_\varphi - \frac{A_\varphi}{r^2} = -\frac{4\pi}{c} j_\varphi. \quad (7)$$

Как было отмечено в [31], сжатие токовых оболочек это существенно нестационарный процесс, в ходе которого равновесная конфигурация не достигается ни на каком этапе, а на последних этапах МГД-приближение не применимо. Тем не менее, чтобы получить разумные начальные распределения термодинамических параметров, мы потребовали радиального равновесия среды с наложенным тороидальным магнитным полем (4); это приближение служит для создания физически осмысленных начальных условий, хотя и не отражает динамику поздних стадий схлопывания. Поэтому плотность и температура задавались следующим образом:

$$\rho = m_0 n_{\text{ext}} + m_0 n_1 q(r, z), \quad (8)$$

$$T = T_{\text{ext}} + T_1 q(r, z), \quad (9)$$

где m_0 — масса иона, n_{ext} и T_{ext} концентрация и температура внешней среды, n_1 и T_1 связаны соотношением

$$n_1 T_1 = \frac{\pi j_{0p}^2 r_0^2}{2 c^2}, \quad (10)$$

а функция $q(r, z)$ определяется как

$$q(r, z) = \frac{1}{1 + r^2/r_0^2} (1 - e^{z/z_0}), \quad (11)$$

обеспечивая тем самым баланс сил в радиальном направлении.

2.2. Энергетические потоки

Для оценки энергетических потоков (вектора Пойнтинга $\mathbf{S}$), для определения которого необходимо знать структуру электрического поля $\mathbf{E}$, мы рассмотрим следующую модельную задачу. Предположим, что после включения аномального сопротивления магнитное поле B_φ (4) линейно падает за время $\tau \sim 10\text{--}100$ нс (ср. [32, 33]). Тогда электрическое поле $\mathbf{E}$ может быть оценено из уравнения Максвелла $\text{rot} \mathbf{E} = -(1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t$. В итоге, получаем

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{B_0}{c\tau} \frac{r/r_0}{1 + r^2/r_0^2} (1 - e^{z/z_0}). \quad (12)$$

Это уравнение позволяет искать решение в виде

$$E_r = B_0 \frac{z_0}{c\tau} f_1(x) e^{z/z_0}, \quad (13)$$

$$E_z = B_0 \frac{z_0}{c\tau} (f_2(x) e^{z/z_0} + f_3(x)), \quad (14)$$

где $x = r/r_0$. В итоге, получаем

$$f_1(x) - \left(\frac{z_0}{r_0}\right) f_2'(x) = -\frac{x}{1 + x^2}, \quad (15)$$

$$\left(\frac{z_0}{r_0}\right) f_3'(x) = -\frac{x}{1 + x^2}. \quad (16)$$

Последнее соотношение дает сразу

$$f_3(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{z_0}\right) [\ln(1 + x_0^2) - \ln(1 + x^2)], \quad (17)$$

где $x_0 \approx 1$ — константа интегрирования, определяющая положение смены знака вертикального электрического поля: $E_z(x_{\text{ext}}) = 0$. Она должна быть выбрана из условия, что полный поток электрического поля равен нулю: $\int E_z x dx = 0$

$$\int_0^{x_{\text{ext}}} f_3(x) x dx = 0. \quad (18)$$

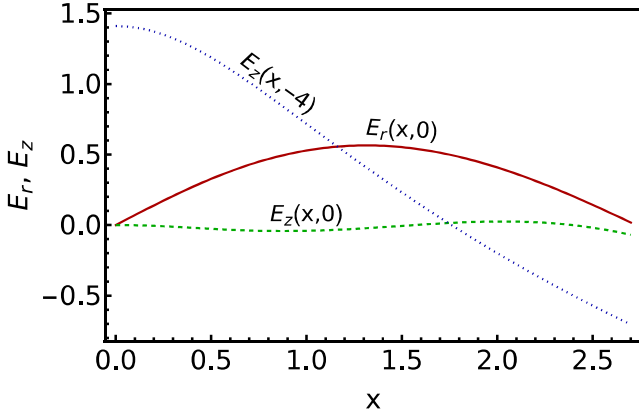


Рис. 1. Пример профилей компонент электрического поля на разных уровнях z/r_0 при $x_0 = 1.76$, $x_{\text{ext}} = 2.7$.

Здесь x_{ext} соответствует размеру камеры, на которой заведомо происходит замыкание продольного тока. Соотношение же (15) вместе с условием $\text{div } \mathbf{E} = 0$

$$\left(\frac{z_0}{r_0}\right) \frac{1}{x} [x f_1(x)]' + f_2(x) = 0 \quad (19)$$

дают в итоге

$$\begin{aligned} x^2 f_2''(x) + x f_2'(x) + x^2 \left(\frac{r_0}{z_0}\right)^2 f_2(x) = \\ = \left(\frac{r_0}{z_0}\right) \frac{x^2(1-x^2)}{(1+x^2)^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

При этом одно из двух граничных условий к этому уравнению второго порядка гарантирует отсутствие особенности при $x = 0$, а второе вновь находится из соотношения (18) для $f_2(x)$.

На Рис. 1 показан пример профилей компонент электрического поля на разных уровнях z . В свою очередь, на Рис. 2 изображена структура энергетических потоков вектора Пойнтинга $\mathbf{S}$ в момент начала распада ТПО. Как мы видим, источником вектора Пойнтинга действительно является энергия, накопленная в тороидальном магнитном поле в области за пределами пинча, имеющего характерный поперечный размер $x \approx 1$. При этом если при $|z| > z_0$ основной поток энергии направлен горизонтально в направлении пинча (где он поглощается за счет омических потерь $-\mathbf{jE}$), то в верхней части ТПО поток энергии электромагнитного поля имеет заметную вертикальную составляющую. Тем самым, подтверждается гипотеза о важной роли потоков электромагнитной энергии при запуске плазменного выброса на установках плазменного фокуса [20]; напомним, что в астрофизических джетах они играют определяющую роль. Конечно же, этот вывод должен быть подтвержден на основе численного моделирования, к обсуждению результатов которого мы сейчас и переходим.

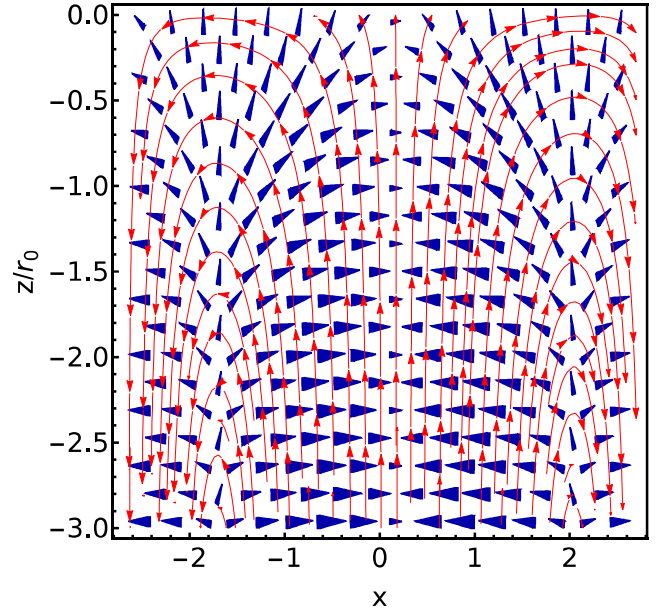


Рис. 2. Структура энергетических потоков вектора Пойнтинга $\mathbf{S}$ (синие стрелки) и структура вихревого полоидального электрического поля $\mathbf{E}$ (красные).

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВЫБРОСА

3.1. Модель и начальные данные

Образование и последующее распространение выброса в пролетной камере моделировалось в МГД-приближении. 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 с помощью восьмиволнового метода [34]. Также учитывались неидеальные эффекты: эффект Холла [35] и электрическое сопротивление плазмы. Радиационное охлаждение учитывалось посредством вычисления объемной скорости остывания плазмы как оптически тонкого тела, коэффициенты непрозрачности были посчитаны благодаря атомным данным TOPbase [36]. Как было показано в [37], из-за высокой эффективности охлаждения тяжелых газов, таких как неон, как в самом плазменном выбросе, так и в ударной волне возникают неоднородности, учет которых требует трехмерных расчетов. Поэтому для простоты нами рассматривалась лишь гелиевая плазма. Расчетная область представляла собой прямоугольник со сторонами $[0, 10] \times [-5, 31]$ см с сеткой 280×1008 .

Как в ТПО, так и в плазменном выбросе электрическое сопротивление плазмы должно быть мало (см. оценки в [38]). Однако в области пинчевания,

Параметр	Модель	
	А	В
j_{p0} , Гс с^{-1}	$1.3 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^{15}$
j_{t0} , Гс с^{-1}	$1.3 \cdot 10^{15}$	$2.1 \cdot 10^{13}$
T_1 , эВ	1600	144
$\mathbf{v}$, см с^{-1}	0	
r_0 , см	0.7	
z_0 , см	5	
n_{ext} , см^{-3}	$7 \cdot 10^{16}$	
T_{ext} , эВ	1	

Таблица I. Значения параметров начальных условий (2)-(11) для моделей А и В.

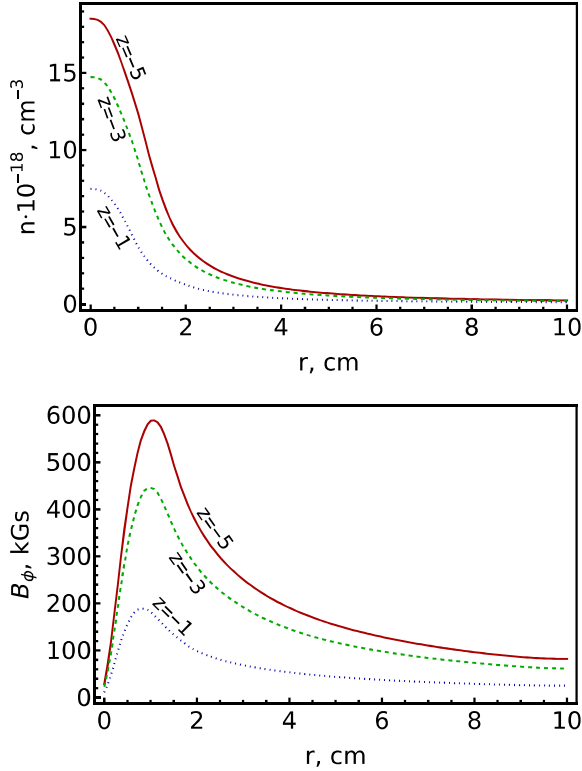


Рис. 3. Начальные распределения концентрации (сверху) и тороидального магнитного поля (снизу) на высотах $z = -5$ (сплошная линия), $z = -3$ (пунктирная) и $z = -1$ (точечная) для модели А.

по-видимому, имеет место аномальное сопротивление (см. Разд. 1), достигающее значений ~ 0.1 Ом, связанное с турбулентным состоянием плазмы в пинче [39]. Когда дрейфовая скорость электронов $v_d = j/en_e$ превосходит скорость звука c_s , становятся существенными столкновения электронов с ионно-звуковыми волнами, характеризующимися эффективной частотой столкновений

$$\nu_{\text{eff}} = \kappa \frac{v_d}{c_s} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_0}}, \quad (21)$$

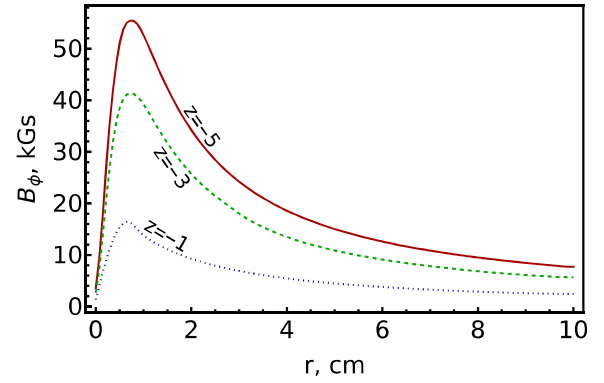
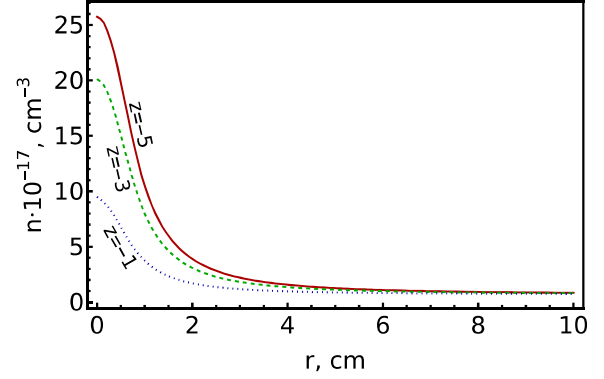


Рис. 4. Тоже что на Рис. 3 для модели В.

где κ – безразмерный коэффициент, принимаемый нами равным $\kappa = 4 \cdot 10^{-3}$ для соответствия измеряемому сопротивлению. Соответственно, проводимость плазмы становится равной

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{\text{eff}}}. \quad (22)$$

Таким образом, в расчетах пренебрегалось спитцеровским сопротивлением, а учитывалось лишь аномальное, возникающее в областях, где $v_d > c_s$.

Типичные для плазменного фокуса параметры суть: радиус пинча в стадии, близкой к равновесию $r_0 \sim 1$ см, магнитное поле $B_0 \sim 1$ МГс, концентрация n около 10^{19} см^{-3} , температура $T \sim 1$ кэВ. Однако, как будет показано ниже (Разд. 3.3.2), итоговые параметры на расстоянии около 30 см при таком выборе начальных параметров превышают значения некоторых величин, наблюдаемых в эксперименте. Так, максимальные значения тороидального магнитного поля, зарегистрированные в эксперименте на этом расстоянии, не превышают 10 кГс [40]. Соответственно, большая величина удерживающего магнитного поля приводит к более компактному распространению потока и завышенному значению плотности. Это происходит вследствие того, что в наших расчетах не учитываются некоторые важные физические процессы, которые, по всей видимости, имеют место в реальном эксперименте.

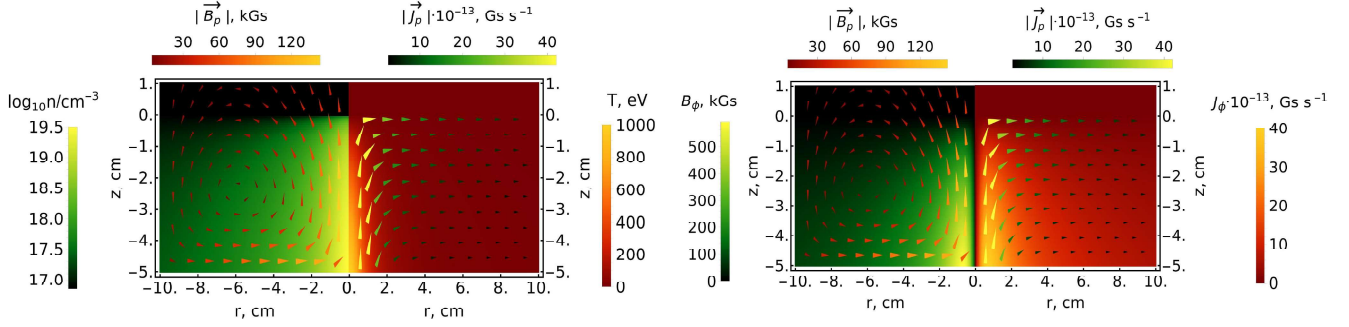


Рис. 5. Распределение концентрации и температуры (слева), тороидальных магнитного поля и тока (справа) внутри выброса в начальный момент времени для модели А. Цветными стрелками на левых половинах показано направление полоидального магнитного поля $\mathbf{B}_p$, а на правых — плотность электрического тока $\mathbf{j}_p$. Модули полоидальных полей отражают цветové шкалы сверху.

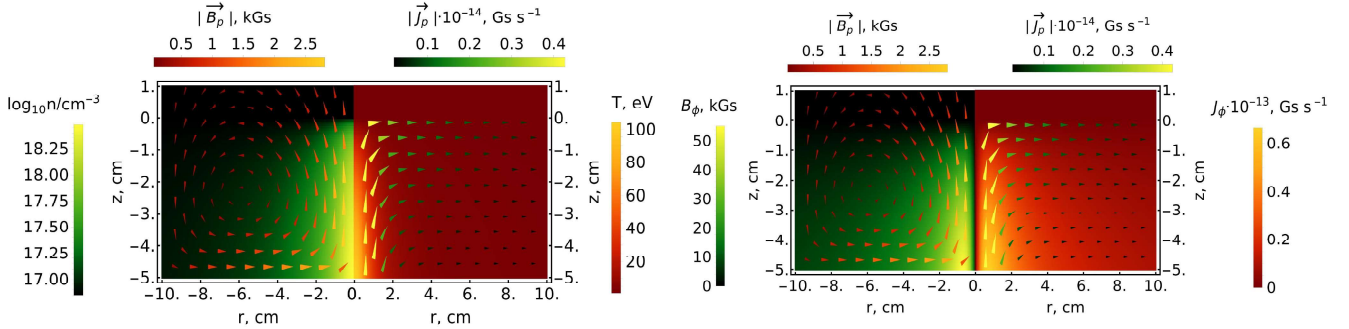


Рис. 6. Тоже что на Рис. 5 для модели В.

В частности, это относится к пересоединению магнитных силовых линий, в результате чего плазменный поток уносит с собой лишь часть магнитной энергии, запасенной в процессе пинчевания и, соответственно, к существенно меньшей величине продольного тока в потоке [23]. При этом, несмотря на магнитное поле в области пинчевания порядка 1 МГс, на расстоянии 10 см от поверхности анода в эксперименте регистрируется уже всего 30 – 50 кГс [41]. Если априори положить начальную величину тороидального магнитного поля ~ 50 кГс, полагая, что пересоединение уже произошло, то итоговые результаты на расстоянии около 30 см оказываются в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Таким образом, нами были рассмотрены две модели: модель А, начальные данные которой хорошо согласуются с параметрами пинча, но наблюдаемые на расстоянии около 30 см значения оказываются несколько завышены; и модель В, для которой, наоборот, начальные значения пинча ниже, но наблюдаемые параметры соответствуют экспериментальным. Параметры начальных условий (2)–(11) обеих моделей отображены в Табл. 3.3.1, профили концентраций и тороидальных магнитных полей на разных высотах представлены на Рис. 3,4, а распределения основных

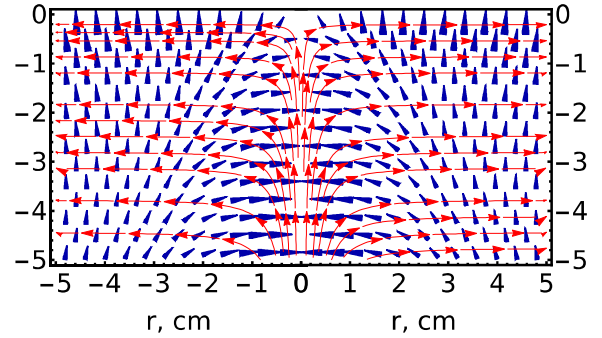


Рис. 7. Вектор Пойтинга $\mathbf{S}_p$ в начальный момент времени, определенный с помощью закона Ома с проводимостью σ (22). Структура полоидального тока $\mathbf{j}_p$ показана красными стрелками.

величин показаны на Рис. 5,6.

3.2. Результаты расчетов

Прежде всего, обсудим механизм запуска струйного выброса, природа которого, как уже отмечалось в Разд. 2.2.2, может быть связана со сходящимися к

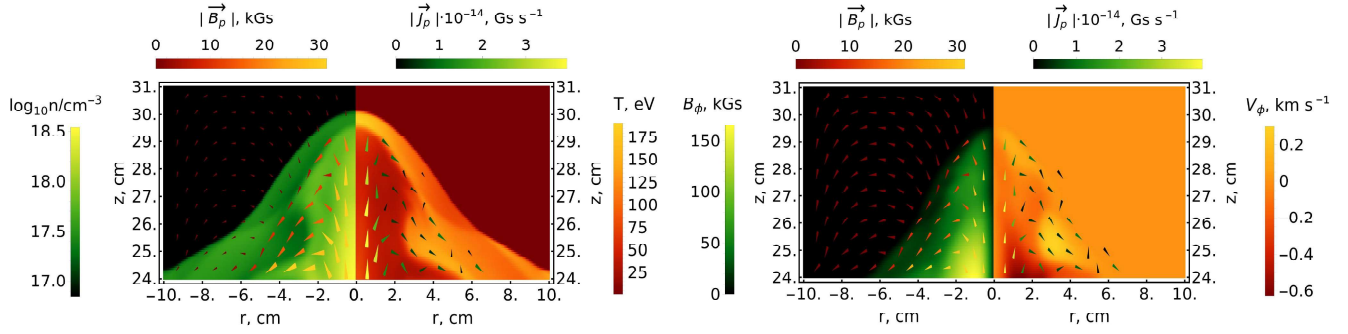


Рис. 8. Распределение концентрации и температуры (слева), тороидальных магнитного поля и скорости (справа) внутри выброса в момент времени $t = 1.07$ мкс для модели А. Цветными стрелками на левых половинах показано направление полоидального магнитного поля $\vec{B}_p$, а на правых – плотность электрического тока $\vec{j}_p$. Модули полоидальных полей отражают цветовые шкалы сверху.

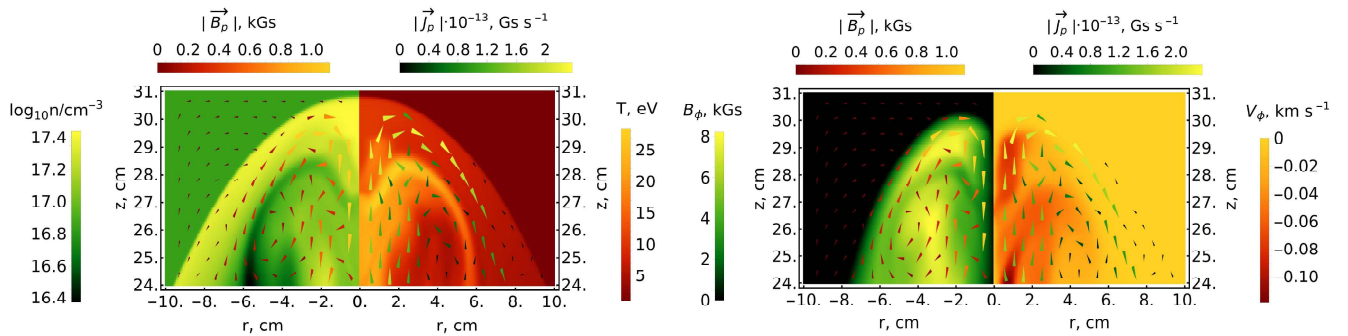


Рис. 9. Тоже что и на Рис. 8 для модели В в момент времени $t = 5.49$ мкс.

оси электромагнитными потоками вектора Пойнтинга $\vec{S}$. И действительно, как показано на Рис. 7, структура энергетических потоков, для определения которых электрическое поле находилось с помощью закона Ома с проводимостью σ (22), т.е. статически, качественно хорошо согласуется с аналитической моделью, показанной на Рис. 2, в которой электрическое поле (13)–(14) определялось динамически, т.е. из уравнения Максвелла $\text{rot } \vec{E} = -(1/c)\partial\vec{B}/\partial t$.

Таким образом, получила прямое подтверждение наша гипотеза о важности фокусирующих потоков энергии при запуске плазменного выброса, которые, напомним, играют ключевую роль в астрофизических джетах. Кроме того, согласование двух подходов в определении структуры электрического поля позволяет надеяться на адекватность наших численных расчетов для описания запуска и распространения плазменного выброса.

Перейдем теперь к осуждению свойств уже сформировавшегося плазменного выброса. Получившиеся распределения основных величин на высоте около 30 см от верхней границы ТПО, представлены на Рис. 8,9. В первую очередь необходимо отметить, что выброс в модели А достиг этой высоты за одну микросекунду, в то время как выбросу модели В потре-

бовалось для этого почти в шесть раз больше времени, что связано со значительно большей амплитудой полоидального тока j_{p0} в модели А, создающей тем самым большее продольное сжатие и, соответственно, большее вертикальное ускорение (см. Разд. 2). Для модели А достигается плотность $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ и температура более сотни эВ, в то время как для модели В эти значения на порядок ниже и соответствуют измеряемым в экспериментах параметрам.

Примечательна структура образовавшихся ударных волн модели А, хорошо проявляющаяся на радиальных распределениях на Рис. 10, из которого видно, что на высоте $z = 28$ помимо глобального максимума плотности в центре существует еще два локальных. Это соответствует плотному ядру выброса и двум ударным волнам, несколько отстоящим друг от друга. Такая структура хорошо известна в астрофизике [42, 43] и возникает она из-за большого отношения плотности набегающего потока к плотности окружающей среды.

Действительно, в гидродинамике идеального газа отношение плотностей за и перед ударной волной не может быть больше четырех (для показателя адиабаты 5/3), а при большем значении она разделяется на две – внешнюю, горячую и менее плотную, и внут-

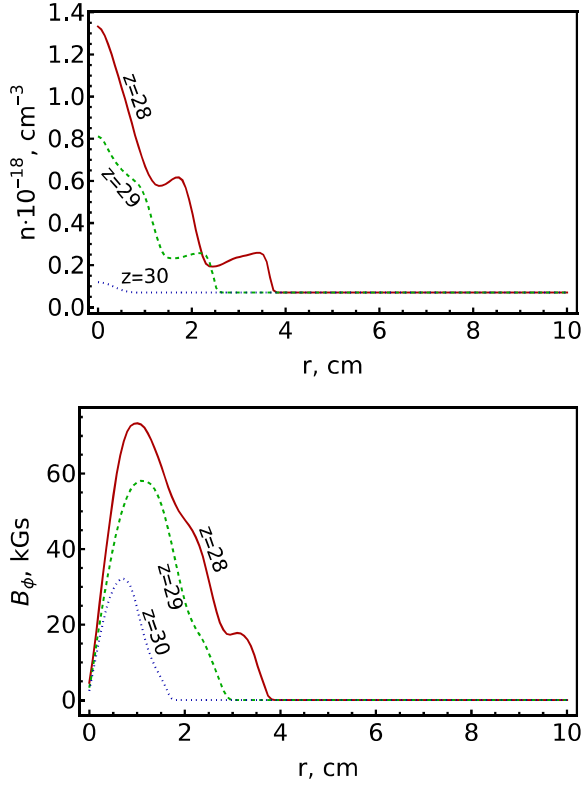


Рис. 10. Распределения концентрации (сверху) и тороидального магнитного поля (снизу) в момент времени $t = 1.07$ мкс на высотах $z = 28$ (сплошная линия), $z = 29$ (пунктирная) и $z = 30$ (точечная) для модели А.

ренную, более холодную и плотную. Хотя в набегающем потоке есть магнитное поле, его слабое влияние из-за высокого отношения термодинамического давления к магнитному сохраняет это ограничение. При этом плотность ядра плазменного выброса в 20 раз выше фоновой, что исключает формирование одиночной ударной волны. В модели В тоже есть ядро, но на порядок менее плотное (см. Рис. 11), а отношение плотности потока и фоновой плазмы около трех, поэтому образуется лишь одна ударная волна, отстоящая от ядра выброса.

Обратимся теперь к структуре токов и магнитных полей. Задаваемое в начале распределение относительно небольшого полоидального магнитного поля (7) привело к стандартной картине его замыкания через ударную волну (Рис. 10,11). Причем в случае модели А основная часть его потока ограничена внутренней ударной волной, что было получено нами ранее, исходя из совершенно других начальных условий [27].

Характерное поведение полоидального тока во многом аналогично – в области ядра выброса он течет вертикально вверх, закругляясь перед ударной волной и далее течет вниз по ней (см. также [44]). Это отражается в распределении тороидального поля, имеющего максимумы (или точки перегиба) на границе яд-

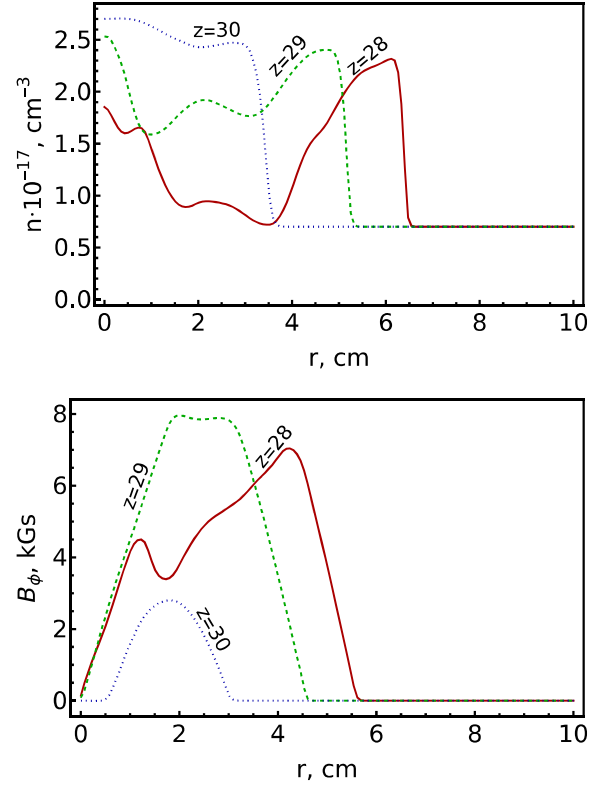


Рис. 11. Тоже что на Рис. 10 для модели В в момент времени $t = 5.49$ мкс.

ра выброса и на ударных волнах, причем в модели А большие значения этих максимумов достигаются на границе ядра, в то время как для модели В они соответствуют ударным волнам.

Помимо этого, обращает на себя внимание наличие очень небольшой скорости вращения, изначально отсутствовавшей. Как показано в работе [30], такое вращение неизбежно возникает благодаря силам Ампера в присутствии полоидального магнитного поля. Кроме того, в наших моделях, особенно из-за учета холловских токов, есть некоторый угол между током и магнитным полем, благодаря чему появляется сила, способствующая закручиванию вещества.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, по результатам численных расчетов можно заключить, что, во-первых, начальная конфигурация токов (2)–(3) действительно приводит к возникновению компактного сверхзвукового выброса. Во-вторых, для обоих наборов значений начальных параметров рассмотренных нами (модели А и В, см. Табл. 33.1 и Рис. 3–6) учет также тороидального тока (6) и термодинамических параметров (8)–(11) приводит к качественно верной структуре выброса (Рис. 8–11). Причем в случае модели В достигается

также и количественное согласие с измеряемыми значениями (см Рис. 9 и 11), однако при этом начальные величины пинча (см. Рис. 4 и 6) пришлось несколько занижить. Напротив, для модели А были выбраны вполне характерные для ПФ значения (Рис. 3 и 5), что привело к увеличенным итоговым величинам (Рис. 8 и 10). Как было отмечено в Разд. 3.3.1, это по-видимому связано с тем что в наших расчетах не учитывается пересоединение магнитных линий, в результате которого сверхзвуковой поток уносит с собой лишь часть магнитной энергии и вещества пинча. Тем не менее нужно подчеркнуть, что эти различия не оказывают существенное влияние на энергетические потоки, формирующие плазменный выброс, что является одним из основных результатов данной работы.

В-третьих важно отметить, что получившаяся в результате расчетов с начальными условиями (2)–(11) структура ударных волн, токов и полей, а также конфигурация ядра выброса хорошо согласуется с построенной нами ранее аналитической моделью [28] и

соответствующими численными расчетами [27].

Наконец, важным элементом работы стало исследование энергетических потоков, существующих на начальном этапе формирования плазменного выброса. Их структура уверенно показала (Рис. 2,7), что они могут играть заметную роль в процессе его запуска, формируя, как и в астрофизических струйных выбросах, поток вектора Пойнтинга в направлении выброса. Вопрос же о том, какой вклад поток энергии электромагнитного поля вносит в уже сформировавшийся плазменный выброс, требует, безусловно, дополнительного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

Авторы выражают благодарность А.В. Додину за помощь с расчетом радиационного охлаждения.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Постановка задачи осуществлена в рамках Программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

-
- [1] *R.E. Pudritz, T.P. Ray*, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, **6** 54 (2019).
 - [2] *S.W. Davis, A. Tchekhovskoy*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **58** 407 (2020).
 - [3] *S. Komissarov, O. Porth*, *New Astron. Rev.* **92** 101610 (2021).
 - [4] *R. P. Fender*, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 381.
 - [5] *В.С. Бескин*, Осесимметричные стационарные течения в астрофизике (М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005).
 - [6] *М. К. Бегельман, Р. Д. Блендфорд, М. Рис*, в сб.: *Физика внегалактических источников радиоизлучения* (М.: Мир, 1987), с. 9.
 - [7] *G. H. Herbig*, *Astrophys. J.* **111** 11 (1950).
 - [8] *G. Haro*, *Astron. J.* **55** 72 (1950).
 - [9] *D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, W. M. Wood-Vasey*, *ApJ* **518** 821 (1999).
 - [10] *B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, J. Béard, R. Bonito, J. Billette, M. Borghesi, Z. Burkley, S. N. Chen, T. E. Cowan, T. Herrmannsdörfer, D. P. Higginson, F. Kroll, S. A. Pikuz, K. Naughton, L. Romagnani, C. Riconda, G. Revet, R. Riquier, H.-P. Schlenvoigt, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. Soloviev, M. Huarte-Espinosa, A. Frank, O. Portugall, H. Pépin, J. Fuchs*, *Science*, **346** 325 (2014).
 - [11] *J. M. Stone, N. Turner, K. Estabrook, B. Remington, D. Farley, S. G. Glendinning, S. Glenzer*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **127** 497 (2020).
 - [12] *В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загребев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Моисеенко, О. Д. Торопина*, *Астрон. журн.* **95** 171 (2018).
 - [13] *K. Burdonov, W. Yao, A. Sladkov, R. Bonito, S.N. Chen, A. Ciardi, A. Korzhimanov, A. Soloviev, M. Starodubtsev, R. Zernskov, S. Orlando, M. Romanova, J. Fuchs*, *Astron. Astrophys.* **657** A112 (2022).
 - [14] *L. Feng, C. Lv, W. Yuan, W. Sun, C. He*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **67** 015010 (2025).
 - [15] *S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. N. Hall, J. Rapley, C. A. Jennings, A. Frank, E. G. Blackman, T. Lery*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 97 (2005).
 - [16] *S. V. Lebedev, A. Frank, D. D. Ryutov*, *Rev. Modern Physics*, **91** 025002 (2019).
 - [17] *P. M. Bellan*, *J. Plasma Phys.* **84** id. 755840501 (2018).
 - [18] *P. M. Bellan*, *J. Geophys. Res. Space Phys.* **125** e2020JA028139 (2020).
 - [19] *V.I. Krauz, V.S. Beskin, E. P. Velikhov*, *Int. J. Mod. Phys. D* **27** id. 1844009 (2018).
 - [20] *В.С. Бескин, В.И. Крауз, С.А. Ламзин*, *Успехи физ. наук* **193**(4), 345 (2023).
 - [21] *M. Scholz, R. Miklaszewski, V.A. Gribkov, F. Mezzetti*, *Nukleonika* **45** 155 (2000).
 - [22] *E.A. Andreeshchev, D.A. Voitenko, V.I. Krauz, A.I. Markoliya, Yu. V. Matveev, N.G. Reshetnyak, E. Yu. Khautiev*, *Plasma Phys. Rep.* **33** 218 (2007).
 - [23] *К.Н. Митрофанов, В.И. Крауз, В.В. Мялтон, Е.П. Велихов, В.П. Виноградов, Ю.В. Виноградова*, *ЖЭТФ* **146**(5) 1035 (2014).
 - [24] *С.С. Ананьев, С.А. Данько, В.В. Мялтон, А.И. Жужунашвили, Ю.Г. Калинин, В.И. Крауз, М.С. Ладьгина, А.К. Марченко*, *Физ. плазмы* **42**(3) 282 (2016).
 - [25] *S.A. Dan'ko, S.S. Ananyev, Yu. G. Kalinin, V.I. Krauz, V.V. Myalton*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 045003 (2017).
 - [26] *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, Д. А. Войтенко, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко*, *Астрон. журн.* **96** 156 (2019).
 - [27] *И.Ю. Калашиников, В.С. Бескин, В.И. Крауз*, *Астрон. журн.* **101**(4) 321 (2024).
 - [28] *В. С. Бескин, И. Ю. Калашиников*, *Письма Астрон. журн.* **46**(7) 494 (2020).

- [29] *С. С. Ананьев, В.И. Крауз, В. В. Мяслон, А. М. Харрасов.* , ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. **40**(1) 21 (2017).
- [30] *В.С. Бескин,* Астрон. журн. **100**(1) 32 (2023).
- [31] *В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник,* в сб.: Вопросы теории плазмы, вып. 8 под ред. М.А. Лентовича (М.:АТОМИЗДАТ, 1974).
- [32] *В.Д. Иванов,* Письма ЖЭТФ **42**(7) 269 (1985).
- [33] *Ю.Н. Жуков, А.И. Марколия, А.Ф. Попов, А.Ф. Чачаков,* ЖТФ **71**(11) 32 (2001).
- [34] *K.G. Powell, P.L. Roe, T.J. Linde, T.I. Gombosi, D.L. De Zeeuw,* J. Comput. Phys. **154**(2) 284 (1999).
- [35] *G. Tóth, Y. Ma, T.I. Gombosi,* J. Comput. Phys. **227**(14) 6967 (2008).
- [36] *W. Cunto, C. Mendoza,* Rev. Mex. Astron. Astrofís. **23** 107 (1992).
- [37] *В.И. Крауз, А.М. Харрасов, С.А. Ламзин, А.В. Додин, В.В. Мяслон, И.В. Ильичев,* Физ. плазмы **48**(6) 506 (2022).
- [38] *I. Kalashnikov, P. Chardonnet, V. Chechetkin, A. Dodin, V. Krauz,* Phys. Plasmas **25** 062901 (2018).
- [39] *В.И. Крауз, Р.Г. Салуквадзе, Э.Ю. Хаутиев,* Физ. плазмы **11**(3) 281 (1985).
- [40] *В.И. Крауз, Д.А. Войтенко, К.Н. Митрофанов, В.В. Мяслон, Р.М. Ариба, Г.И. Астапенко, А.И. Марколия, А.П. Тимошенко,* ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, **38**(2) 19 (2015).
- [41] *В.И. Крауз, В.П. Виноградов, А.М. Харрасов, В.В. Мяслон, К.Н. Митрофанов, В.С. Бескин, Ю.В. Виноградова, И.В. Ильичев,* Астрон. журн. **100**(1) 19 (2023).
- [42] *S.B. Pikelner,* Astrophys. Lett. **2** 97 (1968).
- [43] *P. Hartigan,* Astrophys. J. **339** 987 (1989).
- [44] *M.V. Barkov, M. Lyutikov, D. Khangulyan,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **84** 4760 (2019).