

# ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*В. С. Беляев*<sup>a\*</sup>, *В. С. Загреев*<sup>a</sup>, *В. П. Крайнов*<sup>b\*\*</sup>, *А. П. Матафонон*<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Центральный научно-исследовательский институт машиностроения  
141070, Королев, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт (государственный университет)  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 5 октября 2022 г.,  
после переработки 25 октября 2022 г.  
Принята к публикации 25 октября 2022 г.

Представлены результаты исследований пространственной структуры плазменных потоков, возникающих при воздействии на поверхность твердой мишени лазерного импульса релятивистской интенсивности (выше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Показано, что экспериментально наблюдаемая в сечении плазменного потока кольцевая структура соответствует тороидальной равновесной плазменной конфигурации, которая возникает в сильных магнитных полях лазерной плазмы. Предложена модель астрофизических токовых струй (джетов), состоящих из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур.

DOI: 10.31857/S0044451023030021

EDN: QDFDDV

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики потоков плазмы в магнитных полях является актуальной, быстро развивающейся областью теоретической и экспериментальной физики. Все это обусловлено большой ролью магнитного поля в плазменных процессах, сильно различающихся по пространственным и временным масштабам.

Целью проведения лабораторных исследований динамики плазменных процессов в магнитных полях является построение удовлетворительной физической модели этих процессов и ее применение на основе теории подобия к решению термоядерных, космических и астрофизических проблем.

Важным аспектом картины взаимодействия плазменных потоков с магнитным полем является пересоединение магнитных силовых линий (так называемое магнитное пересоединение). Магнитное пересоединение — это физический процесс взаимодействия плазмы с магнитным полем, приводящий

к быстрому преобразованию магнитной энергии в кинетическую энергию заряженных частиц плазмы. Источником энергии для этих частиц является магнитное поле, меняющее свою структуру и переходящее в новое равновесное состояние с меньшей энергией [1].

Магнитное пересоединение и связанное с ним образование токовых струй являются важнейшими фундаментальными процессами в астрофизике на масштабах от магнитосфер планет до галактик. Среди всех явлений, вызванных этими процессами, остановимся на формировании равновесных плазменных конфигураций в потоках заряженных частиц в магнитных полях. Формирование таких плазменных структур возможно на самых разных пространственных масштабах, от галактических до лабораторных. Отметим, что в ряде спиральных галактик существуют аномально долгоживущие структуры с противоположно направленными магнитными потоками, время жизни которых сравнимо со временем существования самой галактики [2, 3].

Важнейшим открытием последних лет стало прямое наблюдение вращения у струйных выбросов молодых звезд [4]. Обнаружена круговая поляриметрия изображений в ближнем инфракрасном диапазоне. При моделировании методом Монте-Карло

\* E-mail: belyaev@tsniimash.ru

\*\* E-mail: vpkrainov@mail.ru

найден, что магнитное поле вдоль биполярного потока молодого звездного объекта HH 135–136 имеет спиральную форму [5]. Поле сохраняет эту форму на больших расстояниях вдоль выходящего потока. Поэтому структура поля может также обеспечивать необходимое магнитное давление для коллимации этого потока. Как и у струйных выбросов из микрокварзаров, в выбросах из молодых звезд выходящий поток на больших расстояниях разбивается на отдельные сгустки [6].

Внутренняя структура астрофизической токовой струи изучалась в 2021 г. в радиообсерватории Karl G. Jansky Very Large Array (штат Нью-Мексико, США) [7]. В ней размещено 27 радиотелескопов, каждый из которых имеет диаметр 25 м. Их общая разрешающая способность за счет разнесения антенн и работы в режиме интерферометра составляет от 0.2 до 0.04 дуговых секунд. Показано, что в токовой струе происходит движение плазмы вдоль каналов, формируемых магнитным полем. Магнитное поле имеет винтовую структуру. Движение плазмы происходит на расстоянии почти 3300 световых лет от сверхмассивной черной дыры галактики. Согласно авторам исследования [7], повышенная мощность спирального магнитного поля на большом расстоянии от черной дыры галактики может быть связана с нестабильностью токовой струи, которая оказывает упорядочивающее действие на магнитное поле. Это хорошо согласуется с представленной нами моделью токовой струи. Неустойчивость в области диффузии токовой струи приводит к быстрому магнитному пересоединению с изменением топологии магнитного поля и к созданию замагниченных тороидальных структур, упорядочивающих магнитное поле. Обнаруженное авторами работы [7] движение токовой струи вдоль каналов, формируемых магнитным полем, которое имеет винтовую структуру, может быть объяснено как «развертка» тороидальной структуры с вращающейся плазмой при ее движении вдоль оси токовой струи. Вращение токовой струи галактики M 87 экспериментально наблюдалось в работе [8]. В этой работе описана стратификация токовой струи с образованием в ее поперечном сечении кольцевой структуры. Лабораторное моделирование такого вращения проведено в работе [9].

Известно образование локализованных магнитных конфигураций плазмы — плазмодов в процессе развития так называемых «суббурь» в магнитосфере Земли. Механизм суббурь состоит в высвобождении магнитной энергии, накопленной в магнитосфере, путем замыкания тока в хвосте магни-

тосферы вдоль магнитных линий через ионосферу в ночной части полярного овала. В дальней части хвоста в результате пересоединения магнитных силовых линий вытянутые силовые линии образуют замкнутые петли. Отделившаяся от Земли и движущаяся в хвост магнитосферы часть плазменного слоя, пронизанная замкнутыми петлями магнитного поля и содержащая нейтральную силовую линию, называется плазмодом. Таким образом, магнитосфера сбрасывает избыток плазмы и энергии, которую она не может больше удерживать в геомагнитном хвосте [10].

Исследования диссипативных структур привело к обнаружению, изучению и практическому использованию оптических диссипативных вихревых солитонов (автосолитонов), которые являются устойчивыми структурами, пространственно-локализованными вследствие баланса притока и оттока энергии в нелинейной системе [11]. В монографии [12] рассмотрены двух- и трехмерные, в том числе тороидальные, солитоны и топологические дефекты в магнетиках.

К диссипативным структурам, представляющим собой открытые системы вдали от термодинамического равновесия, могут быть отнесены токовые струи и структуры, возникающие в процессах пересоединения магнитных силовых линий [13]. Токовые струи являются неравновесной структурой; в них происходит пересоединение магнитных силовых линий. При этом магнитная конфигурация переходит в состояние с наименьшей потенциальной энергией. Юджин Паркер назвал такой процесс топологической диссипацией [1].

Пространственная плазменная структура в виде тороидальных равновесных конфигураций изучалась в связи с проблемой удержания плазмы в магнитных ловушках в работе [14]. В ней приведены решения уравнений магнитной гидродинамики в виде уединенных тороидальных вихрей. Интерес к изучению тороидальных вихрей возрос в связи с разработкой мощных плазмодинамических ловушек, в которых гидродинамическое движение тесно связано с вихревым магнитным полем. Среди таких устройств выделяется «СМОЛА» — спиральная магнитная открытая ловушка, созданная в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН [15].

В работе [14] отмечалось, что уединенные магнито-гидродинамические вихри могут встречаться на разных пространственных масштабах, например, в солнечном ветре, который из-за больших размеров является удобным объектом для наблюдения альфвеновских волн. Показано, что турбулентность

Альфвена может состоять из структур в виде тороидальных солитонов, бегущих вдоль магнитного поля со скоростью Альфвена. Возмущения магнитного поля и возмущения скорости параллельны друг другу, как в волне Альфвена. Поэтому такие вихри (солитоны) можно назвать альфвеновскими. При этом плазма является несжимаемой [14].

В работе [16] представлены результаты измерения выхода протонов и дейтронов МэВ-го диапазона энергий при облучении тонких мишеней пикосекундным лазерным импульсом. Пиковая интенсивность лазерного импульса на мишени составила около  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Обнаружена кольцевая структура вылетающих ионов и малая угловая расходимость ионного пучка ( $0.5^\circ$ ). Показано, что кольцеобразная структура ионов формируется на тыльной стороне фольги. В работе [17] на основании трехмерного PIC-моделирования делается аналогичный вывод. Подробное объяснение кольцеобразной структуры вылетающих ионов в этих работах отсутствует.

В работе [18] на лазерной установке при мощности излучения 10 ТВт и интенсивности порядка  $(2-5) \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> моделировалось формирование и развитие астрофизических релятивистских токовых струй. При энергиях протонов в диапазоне 0.8–1.7 МэВ четко различимы кольцевые структуры протонных пучков. Сравнение результатов лабораторного и численного экспериментов, проведенное в работе [19], а также результаты работы [20] подтверждают возможность образования кольцевых структур в магнитных полях лазерной плазмы, характеристики которых зависят от величины магнитного поля.

В работе [21] представлены результаты исследований потоков плазмы, генерируемых в установке плазменного фокуса PF-1000U. Найдены режимы, предполагающие образование компактных плазменных объектов, распространяющихся в фоновой среде с переменной плотностью на расстояния, в десятки раз превышающие начальные поперечные размеры этих объектов. Показано, что поток распространяется с собственным захваченным тороидальным магнитным полем.

Кольцевая структура протонных пучков, образованных в магнитных полях лазерной плазмы, исследовалась также в работах [20, 22–24]. В работе [24] приводятся результаты численного моделирования трехмерной пространственной структуры магнитных полей, генерируемых на передней и задней поверхностях мишени, которая облучается высокоинтенсивным лазерным излучением. На задней по-

верхности мишени магнитное поле оказалось сильнее, чем на передней. При интенсивности лазерного импульса порядка  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> величина магнитного поля равна соответственно 500 МГс и 100 МГс. Имеет место тороидальная структура таких полей и ориентация ее по нормали к поверхности мишени. Наличие такой структуры определяет характер действия ее магнитного поля на протоны. Протоны под действием такого магнитного поля формируются в замкнутые структуры, а тороидальный характер магнитного поля препятствует их ускорению по нормали к мишени.

В работе [25] экспериментально наблюдался фотонный тороидальный вихрь. Он подобен кольцам сигаретного дыма. Найдено решение уравнения Максвелла, которое описывает тороидальный вихрь.

В настоящей работе рассматриваются плазменные процессы в магнитных полях лазерной релятивистской плазмы, образованной воздействием на твердую мишень лазерного излучения релятивистской (более  $3 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивности.

Работа является продолжением недавно опубликованной статьи [26], в которой представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования распространения пучков протонов на лазерной установке «Неодим». В этой статье исследовалась кольцевая структура сечения пучка, расходимость и энергия протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка  $5.7 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная  $0.05^\circ$ . Результаты теоретического объяснения на основе модели магнитного пересоединения Свита–Паркера [1] в тонком токовом слое дали хорошее согласие с результатами проведенных экспериментов. Это позволило сделать вывод о реализации в лабораторных условиях процесса магнитного пересоединения.

Модель магнитного пересоединения Свита–Паркера рассматривает процессы переноса массы и энергии в нейтральном токовом слое — слое в плазме, разделяющем плазменные области с противоположно направленными магнитными полями. Токовые слои образуются на разных пространственных масштабах как результат взаимодействия потока плазмы с магнитным полем в условиях преобладания магнитного давления над кинетическим [1]. В этих условиях при большом магнитном числе Рейнольдса происходит «сгребание» плазмы в замороженном в нее магнитным полем. Взаимодействие пото-

ка плазмы с магнитным полем за счет действия силы Лоренца вносит свой вклад в формирование тонкого токового слоя. В окрестности оси токового слоя электромагнитные силы  $[\mathbf{j}, \mathbf{B}]$  стремятся сжать конфигурацию поля. Сжатие конфигурации поля происходит при условии сохранения потока индукции магнитного поля, роста напряженности и давления магнитного поля. Магнитогидродинамическое равновесие может установиться, когда магнитное давление будет уравновешено плазменным давлением. Однако в случае, если в начальный момент плазменное давление мало, равновесие может установиться, когда произойдет достаточное скопление плазмы вблизи оси токового слоя и, как следствие этого, повышение плазменного давления. Избыточное давление выдавливает плазму по краям токового слоя. Основные уравнения модели Свита – Паркера, описывающие этот процесс, включают уравнение для магнитной индукции, закон Ома для стационарного случая и закон сохранения массы — поток поступления массы внутрь слоя должен быть равен потоку истечения на обоих концах [1, 26]. Модель Свита – Паркера предсказывает, что из тонкого слоя шириной много меньше его длины плазма выбрасывается с альфвеновской скоростью, определяемой внешним магнитным полем и начальной плотностью плазмы.

Помимо знаний о пространственном сечении пучка протонов, их энергии и расходимости, интерес представляют такие характеристики, как пространственная структура потока частиц и связанного с ним магнитного поля.

## 2. РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ЛАЗЕРНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим появление равновесных плазменных образований в тонкой токовой струе, возникающей в результате магнитного пересоединения в условиях эксперимента работы [26]. Скорость протонного потока в токовой струе равна альфвеновской скорости втекания плазмы в узкий токовый (диффузионный) слой, в котором и происходит процесс перезамыкания магнитных линий. Выберем систему координат, движущуюся с этой скоростью. Протоны в этой системе координат неподвижны, а уравнения Максвелла не меняют своего вида вследствие их лоренцевой инвариантности [2]. Задача сводится к нахождению равновесных конфигураций в неподвижной плазме. Решение такой задачи приведено в [27]. Следуя этому решению, рассмотрим процесс формирова-

мирования равновесных плазменных образований в тонкой токовой струе, возникающей в результате пересоединения в магнитных полях лазерной плазмы. Рассмотрим пространственную, токовую и магнитную структуры таких плазменных образований.

Равновесие плазмы (как идеально проводящей жидкости) описывается тремя уравнениями. Первое представляет собой уравнение Эйлера для покоящейся плазмы:

$$\nabla P = \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{H}] \quad (1)$$

( $P$  — давление), а два других — это уравнения Максвелла для магнитного поля:

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H}, \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (3)$$

Общее представление о пространственной структуре равновесной плазменной конфигурации можно получить из уравнения (1), умножив его скалярно на  $\mathbf{H}$  и на  $\mathbf{j}$ :

$$(\mathbf{H}\nabla)P = 0, \quad (\mathbf{j}\nabla)P = 0. \quad (4)$$

Отсюда следует равенство нулю производных давления  $P$  вдоль магнитных силовых линий и вдоль линий тока. Это означает, что магнитные силовые линии, как и линии тока, лежат на поверхностях постоянного давления

$$P(\mathbf{r}) = \text{const}, \quad (5)$$

которые называются магнитными поверхностями. На магнитных поверхностях, определяемых (1) и условием равновесия (5), реализуется область бессилового магнитного поля:

$$[\mathbf{j}, \mathbf{H}] = 0. \quad (6)$$

Справедливо и более общее утверждение — равновесное поле должно быть бессильным.

Исходная рассматриваемая конфигурация — это неограниченно длинный цилиндрический плазменный шнур, однородный вдоль своей оси. Используется цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$  с осью  $z$  вдоль оси шнура. Все величины в нем зависят только от радиальной координаты  $r$ . В цилиндрической системе координат магнитное поле, которое всюду перпендикулярно плоскостям, проходящим через ось (меридиональным плоскостям), называется тороидальным, а магнитное поле, силовые линии которого лежат всюду в меридиональных плоскостях, называется полоидальным.

Уравнения (1)–(3) могут быть выражены через компоненты в цилиндрической системе координат:

$$j_\varphi H_z - j_z H_\varphi = c \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (7)$$

$$j_r H_\varphi - j_\varphi H_r = c \frac{\partial P}{\partial z}, \quad j_r H_z - j_z H_r = 0;$$

$$j_r = \frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial r}, \quad (8)$$

$$j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right);$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r H_r)}{\partial r} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Система уравнений (7)–(9) сводится к одному уравнению введением магнитного потока и полного тока через круг радиуса  $r$ , перпендикулярный оси  $z$ :

$$\psi(r, z) = 2\pi \int_0^r H_z(r', z) r' dr', \quad (10)$$

$$J(r, z) = 2\pi \int_0^r j_z(r', z) r' dr'.$$

Такой подход, предложенный Шафрановым [28], позволяет свести задачу к решению одного уравнения, содержащего только  $\psi$ . Используя эти переменные и равенства  $\text{div} \mathbf{H} = 0$  и  $\text{div} \mathbf{j} = 0$ , полоидальные компоненты поля и плотности тока можно записать в виде

$$H_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad H_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (11)$$

$$j_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial J}{\partial z}, \quad j_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial J}{\partial r}. \quad (12)$$

Отсюда следует, что градиенты переменных  $\psi(r, z)$  и  $J(r, z)$  ортогональны соответственно магнитной силовой линии и линии тока. Поскольку магнитные силовые линии, так же как и линии тока, лежат на поверхностях постоянного давления (5),  $\psi$  и  $J$  постоянны на этих магнитных поверхностях. Следовательно,  $J$  и  $P$  можно выразить в виде функции от  $\psi$ :

$$J = J(\psi), \quad P = P(\psi). \quad (13)$$

Тороидальные компоненты магнитного поля и тока выражаются через  $J$  и  $\psi$  с учетом уравнений (8):

$$H = \frac{2J}{cr}, \quad j_\varphi = -\frac{1}{8\pi^2 r} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right). \quad (14)$$

Подстановка полученных полоидальных (11), (12) и тороидальных (14) компонент магнитного поля и тока в уравнение (7) приводит к уравнению Грэда – Шафранова для переменных  $J$  и  $\psi$ :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -16\pi^3 r^2 \frac{dP}{d\psi} \frac{8\pi^2}{c^2} \frac{d(J^2)}{d\psi}. \quad (15)$$

Это уравнение широко используется для описания статического равновесия в термоядерных установках с магнитным удержанием, в которых реализация управляемого термоядерного синтеза (УТС) рассматривается как квазистационарный процесс; оно применимо ко многим астрофизическим плазменным процессам [29, 30]. Уравнение Грэда – Шафранова описывает равновесные конфигурации плазмы в двухжидкостной плазмостатике; оно является основой теории равновесия плазмы в осесимметричных магнитных конфигурациях [14, 31, 32].

Задавая конкретную (достаточно произвольно выбранной) зависимостью и решая это уравнение, получим равновесную конфигурацию, в которой распределения магнитного поля и токов определяются выражениями (11), (12) и (14), а магнитные поверхности даются равенствами  $\psi(r, z) = \text{const}$ . В [27] показано, что простым решением уравнения (15) при

$$16 \frac{dP}{d\psi} = \text{const} = -a\psi_0, \quad (16)$$

$$\frac{8\pi^2}{c^2} \frac{dJ^2}{d\psi} = \text{const} = -bR^2\psi_0$$

будет выражение, описывающее равновесную конфигурацию, в которой распределения магнитного поля и токов определяются выражениями (11), (12) и (14), а магнитные поверхности даются равенствами  $\psi(r, z) = \text{const}$ :

$$\frac{\psi(r, z)}{\psi_0} = \frac{1}{2}(bR^2 + r^2)z^2 + \frac{a-1}{8}(r^2 - R^2)^2. \quad (17)$$

Здесь  $a, b, R$  и  $\psi_0$  – постоянные величины. Величина  $R$  представляет собой радиус типичных колец и согласно нашей работе [26] оценивается примерно как 15 мкм. В соответствии с (16) безразмерная константа  $b$  определяется полным током  $J$ , а безразмерная константа  $a$  определяется магнитным давлением  $P$ . Точные значения этих констант в токовой струе на основе (16) найти затруднительно. В стандартных тороидальных конфигурациях они порядка единицы, как видно из приведенных ниже рисунков. Это решение описывает тороидальную конфигурацию, состоящую из вложенных друг в друга тороидальных магнитных поверхностей  $\psi(r, z) = \text{const}$  – каждая из них может быть принята за границу плазмы, т. е.  $P = 0$ . Конфигурации в торе при любом сечении могут обладать только осевой симметрией, т. е. все они двумерны.

Рассмотрим сечения магнитных поверхностей в цилиндрической системе координат, описываемые

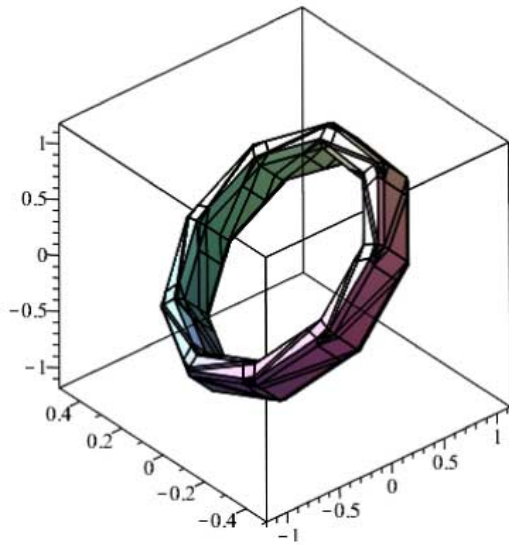


Рис. 1.  $A = 0.01$

уравнением (17), для типичных значений  $a = 2$ ,  $b = 1$ :

$$8\psi/\psi_0 = 4(R^2 + r^2)z^2 + (r^2 - R^2)^2 = \text{const.} \quad (18)$$

Заменяя  $z \rightarrow z/r$ ,  $r \rightarrow r/R$ , упрощаем (18), приводя его к однопараметрическому виду, зависящему от одного параметра  $A$ :

$$8A = \frac{8\psi}{R^4\psi_0} = 4(1 + r^2)z^2 + (r^2 - 1)^2 = \text{const.} \quad (19)$$

Параметр  $A$  характеризует магнитный поток через площадь, перпендикулярную к оси  $z$ .

При  $\psi/\psi_0 = 0$  из (19) имеем  $z = 0$ ,  $r = 1$ . Это окружность нулевой толщины. При  $A \ll 1$  из (19) получаем

$$2A = 2z^2 + (r - 1)^2. \quad (20)$$

График (20) показан на рис.1 для  $A = 0.01$ . Это эллипс — сечение магнитной поверхности. А в пространстве мы получаем тонкую «баранку». Ее ось направлена вдоль магнитного потока.

Постепенно увеличиваем магнитное поле. На рис. 2 представлено решение уравнения (19) для  $A = 0.025$ . При этом видно, как «бублик» становится толще.

На рис. 3 представлено решение уравнения (19) для еще большего значения  $A = 0.125$ . В этом случае «дырка» в «бублике» становится малой. На рис. 4 представлено решение уравнения (19) для  $A = 0.150$ . При этом уже нет вообще «дырки» в «бублике». Наконец, на рис. 5 показано решение уравнения (19) для большого значения  $A = 1$ . Поверхность постепенно принимает форму «блина» с осью вдоль магнитного потока.

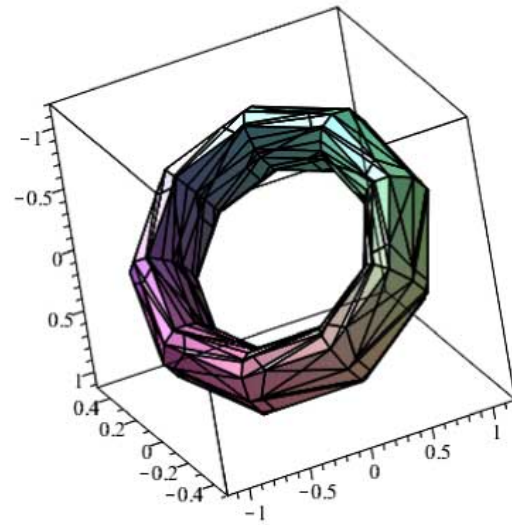


Рис. 2.  $A = 0.025$

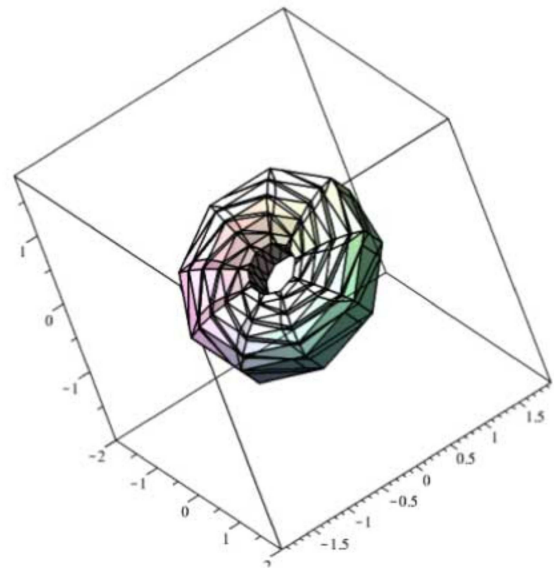


Рис. 3.  $A = 0.125$

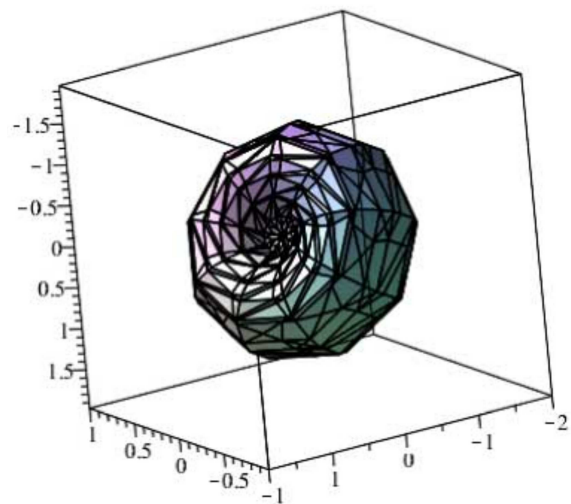
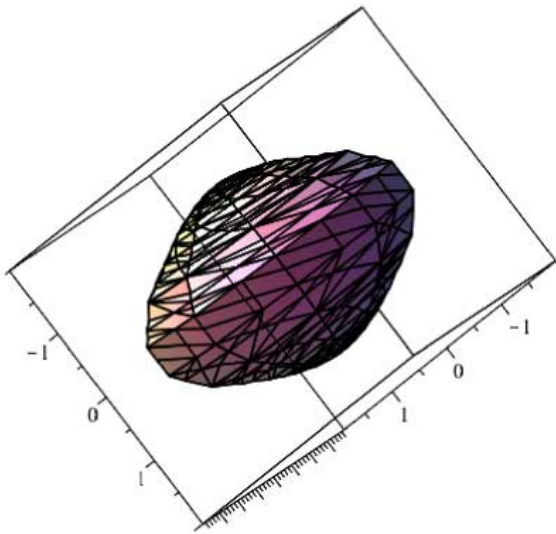


Рис. 4.  $A = 0.150$

Рис. 5.  $A = 1$ 

Рассмотрим структуру магнитных силовых линий и линий тока на магнитных поверхностях, определяемых уравнением (1) и условием равновесия (5), на которых реализуется область бессилового магнитного поля. Из уравнения (1) с учетом, что все величины зависят только от радиальной координаты  $r$ , получим

$$\frac{dP}{dr} = \frac{1}{c}(j_\varphi H_z - j_z H_\varphi). \quad (21)$$

Для бессилового поля давление  $P = \text{const}$ . Из (21) следует

$$j_\varphi H_z = j_z H_\varphi. \quad (22)$$

Это приводит к спиральному магнитному полю, изображенному на рис. 6 [7].

Рассмотренная структура бессилового магнитного поля относится к модели бесконечно протяженного цилиндра. В работе [9] показано, что спиральный характер магнитного поля сохраняется при строгом рассмотрении тороидальных моделей магнитного поля с винтовой структурой. Свойства магнитного поля соответствуют аналогичным свойствам поля в цилиндрической модели. Напряженность поля максимальна на магнитной оси тора. На поверхности каждого цилиндра, как и на вложенных друг в друга тороидальных поверхностях, располагаются винтовые магнитные силовые линии со своим шагом винта [9]. Устойчивость таких тороидальных плазменных структур с винтовым магнитным полем изучалась в связи с перспективой их использования для удержания высокотемпературной плазмы, в частности, в системах типа стелларатор со стабилизирующими винтовыми обмотками [33]. Показано, что плазма с достаточно малым давлением по сравнению с магнитным давлением ( $P \ll H^2/8\pi$ ) будет

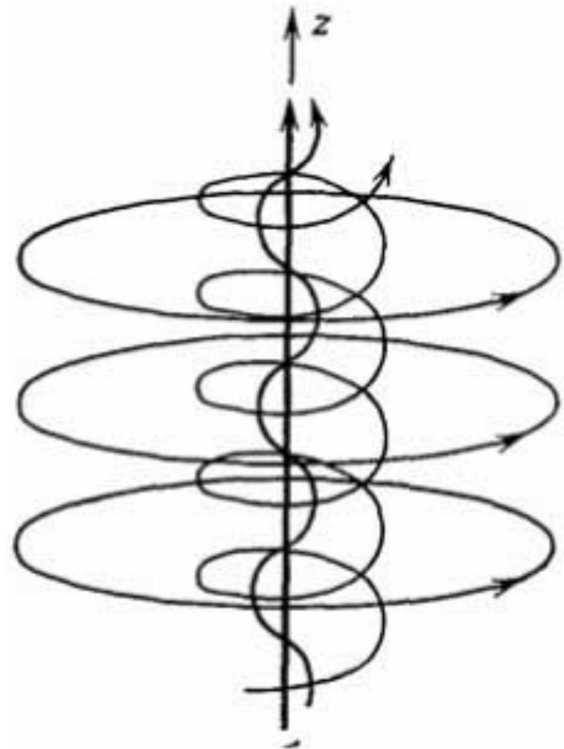


Рис. 6. Структура спиральных магнитных силовых линий и линий тока в области бессилового магнитного поля

устойчива в таком «перекрученном» магнитном поле [33].

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ТОКОВЫХ СТРУЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ТОРОИДАЛЬНЫХ СТРУКТУР ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

На основе описанных тороидальных плазменных структур, возникающих в магнитных полях лазерной плазмы, и общего характера исходных для них уравнений (1)–(3) может быть предложена модель астрофизических токовых струй, состоящая из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур. Схематично такая модель показана на рис. 7, на нем изображен аккреционный диск, из центра которого излучается астрофизическая токовая струя.

Такая модель была предложена в работе [18] на основе качественного рассмотрения полной идентичности уравнений для магнитного поля в лазерной плазме и уравнений для реальных потенциальных вихрей в механике сплошных сред, которые соответствуют трем теоремам Гельмгольца [34]. Кольцевая структура, фиксируемая на плоскости детектора заряженных частиц, отражает сечение плаз-

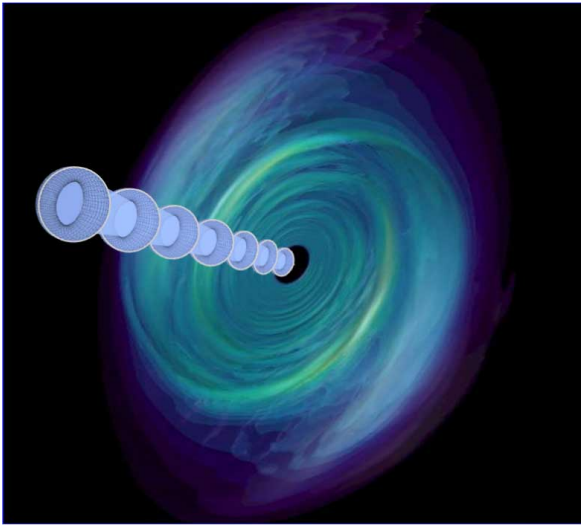


Рис. 7. Модель астрофизической токовой струи, состоящая из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур

менной структуры, падающей на эту плоскость, которая возникает в лазерной плазме и распространяется в пространстве.

Лазерная плазма, инициируемая одиночным лазерным импульсом, генерирует одиночную тороидальную равновесную плазменную структуру (в работе [18] она была названа альфвеновским солитонном). Термин «альфвеновский солитон» был впервые введен в работе [35], он был использован при описании плазменных структур в виде тороидальных солитонов, бегущих вдоль магнитного поля со скоростью Альфвена [14].

В случае наличия мощного источника энергии в условиях сильного магнитного поля может реализоваться автоколебательный режим, приводящий к последовательности таких солитонов, следующих друг за другом. Как известно, автоколебаниями называются вынужденные незатухающие колебания в реальных системах, период и амплитуда которых не зависят от характера внешнего воздействия, а определяются свойствами самой автоколебательной системы. Автоколебания в реальных системах могут продолжаться сколь угодно долго, пока не израсходуется энергия источника, поддерживающего эти колебания. Подтверждением генерации релятивистских токовых струй в режиме автоколебаний может быть снятая с высоким разрешением дискретная структура токовой струи [6].

Быстрота процесса магнитного пересоединения и его высокая эффективность на сильно отличающихся пространственных масштабах обуславливают постоянно растущий интерес к этому направлению

физики плазмы. Естественно определить эффективность процесса как отношение разности магнитных энергий до и после пересоединения к кинетической и внутренней энергии плазмы, сосредоточенной в ускоренных струях. В нерелятивистском случае эффективность пересоединения примерно равна 1/2, т.е. половина магнитной энергии расходуется на ускорение плазмы, а вторая теряется в виде возмущений в окружающем пространстве; релятивистское пересоединение обладает максимальной эффективностью, приближающейся к единице [36]. Учет релятивистских эффектов становится существенным в том случае, когда плотность магнитной энергии сравнима с плотностью полной энергии среды, включая энергию покоя [37]:

$$B^2/8\pi \geq \rho c^2. \tag{23}$$

Условие (19) в системе СГС может быть записано в виде

$$B \geq 1.5 \cdot 10^{11} \sqrt{\rho}, \tag{24}$$

где  $B$  выражено в Гс,  $\rho$  — в г/см<sup>3</sup>. Выполнение этого условия в лазерной плазме твердотельной плотности ( $n \geq 10^{23}$  см<sup>-3</sup>,  $\rho \geq 1$  г/см<sup>3</sup>) требует напряженности магнитного поля  $B \geq 10^{11}$  Гс и соответствующей интенсивности лазерного излучения  $J \geq 10^{24}$  Вт/см<sup>2</sup> [38], недостижимой на современных лазерных установках. Однако условие (24) достижимо в вакуумной камере при давлении  $10^{-3}$  мм рт. ст. (плотность  $10^{-9}$  г/см<sup>3</sup>) в условиях наших экспериментов по магнитному пересоединению [26]. Генерация магнитного поля происходит в скин-слое плотной лазерной плазмы, а пересоединение — в разреженной среде с тыльной стороны лазерной мишени.

Достижение режима релятивистского пересоединения, обладающего максимальной эффективностью, равной единице, становится возможным в магнитных полях лазерной плазмы за счет такого разделения физических процессов, протекающих в средах, которые сильно различаются по плотности. Главной особенностью «твердотельной» лазерной плазмы является генерация в ней сверхсильных магнитных полей свыше 100 МГс [39]. Сверхсильное магнитное поле, создаваемое ускоренными электронами лазерной плазмы [38], обеспечивает уникальные условия для исследования аннигиляции и эффективного пересоединения магнитного поля в области выполнения условия (23), которая не совпадает с областью генерации магнитного поля. Здесь видна аналогия с Солнцем, когда генерация магнитного поля происходит в плотной среде конвективной зоны, а пересоединение — в разреженных средах фотосферы, хромосферы и даже в солнечной короне.



Аналогичная ситуация реализуется, по-видимому, в процессах образования космических токовых струй. За счет разных законов изменения магнитного поля и плотности в зависимости от расстояния существует протяженная в пространстве область выполнения условия (23), т.е. область релятивистского пересоединения, которая обладает максимальной эффективностью, равной единице.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построение модели пространственной структуры космических токовых струй с объяснением их устойчивого распространения с малой расходимостью является важной актуальной задачей многоплановой и сложной проблемы построения модели физических процессов возникновения и трансформации космических токовых струй. Отсутствие в настоящее время общепринятой точки зрения на механизм формирования токовых струй обуславливает особую актуальность их моделирования в лабораторной плазме. Использование сверхмощных лазеров ультракороткой длительности (0.1–1 пс) с возможностью получения интенсивности лазерного излучения на мишени в диапазоне ( $10^{18}$ – $10^{22}$ ) Вт/см<sup>2</sup> позволяет проводить эксперименты по лабораторной астрофизике в релятивистском режиме, недоступном ранее для лазеров с наносекундной длительностью импульса. Это открывает новые возможности для понимания релятивистских режимов быстрой диссипации магнитного поля, особенно в космической плазме, где энергия крупномасштабного магнитного поля преобразуется в энергию заряженных частиц.

Сильно различающиеся пространственные масштабы лазерной плазмы и космической токовой струи (микроны и парсеки) позволяют тем не менее корректно масштабировать токовые струи плазменными потоками, возникающими в магнитных полях лазерной плазмы в случае, если и те, и другие подчиняются законам идеальной магнитной гидродинамики. Уравнения магнитной гидродинамики не имеют собственного масштаба, и поэтому они могут описывать как лабораторные, так и астрофизические течения [4].

В настоящей работе теоретически исследовалась пространственная структура плазменных потоков, моделирующих астрофизические токовые струи в магнитных полях лазерной плазмы. Экспериментально такая пространственная структура, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучае-

мой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка  $5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, исследовались в нашей работе [26]. При энергии протонов 2.9 МэВ была зарегистрирована кольцевая форма сечения и предельно узкая расходимость протонного пучка, равная  $0.05^\circ$ . Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных использована модель Свита – Паркера пересоединения магнитных силовых линий [1]. Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

- Рассмотрено образование равновесных плазменных образований в тонкой токовой струе, возникающей в результате магнитного пересоединения в условиях эксперимента работы [26]. В этой работе показано, что скорость протонного потока в токовой струе равна альфвеновской скорости втекания плазмы в узкий токовый (диффузионный) слой, в котором и происходит процесс перезамыкания магнитных линий. Выбрана система координат, движущаяся с этой скоростью. Протоны в этой системе координат неподвижны, уравнения Максвелла не меняют своего вида вследствие их лоренцевой инвариантности [2] и задача сводится к нахождению равновесных конфигураций в неподвижной плазме. Решение этой задачи построено на результатах работы [27], на основе которой рассмотрены пространственная, токовая, магнитная структуры равновесных плазменных образований, возникающих в магнитных полях лазерной плазмы. Показано, что полученное решение описывает тороидальные плазменные структуры с винтовым магнитным полем. Решение задачи сведено к решению уравнения Грэда – Шафранова, описывающего равновесие плазмы в токамаке, как метод исследования магнитосфер компактных астрофизических объектов. Уравнение Грэда – Шафранова описывает осесимметричные стационарные течения, которые являются очень распространенным явлением природы. К ним относятся струйные выбросы из молодых звездных объектов и релятивистские токовые струи из центров активных галактических ядер и других астрономических объектов [30].
- Показано, что наблюдаемая в сечении плазменного потока кольцевая структура является аналогом тороидальной равновесной плазменной конфигурации, возникающей в сильных магнитных полях лазерной плазмы. До насто-

ящего времени не существует общепризнанной теории образования кольцевых структур потоков протонов, генерируемых при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом. Полученные результаты могут быть рассмотрены как вклад в развитие теории образования кольцевых структур потоков протонов, образованных в магнитных полях лазерной плазмы.

- Рассмотрены условия и возможность в магнитных полях лазерной плазмы режима релятивистского пересоединения с максимальной эффективностью, когда отношение разности магнитных энергий до и после пересоединения к кинетической энергии плазмы, сосредоточенной в ускоренных струях, равно единице. Реализация этого режима связана с учетом релятивистских эффектов, которые становятся существенными в том случае, когда плотность магнитной энергии сравнима с плотностью полной энергии среды, включая энергию покоя. Выполнение этого условия в лазерной плазме твердотельной плотности требует напряженности магнитного поля, которая может теоретически быть реализована при интенсивности лазерного излучения, недоступной на современных лазерных установках. Однако это условие достижимо в вакуумной камере вблизи мишени в области существования достаточно сильного магнитного поля. Достижение режима релятивистского пересоединения, обладающего максимальной эффективностью, равной единице, становится возможным в магнитных полях лазерной плазмы за счет такого разделения физических процессов, протекающих в средах, сильно различающихся по плотности. Аналогичная ситуация реализуется на Солнце, когда генерация магнитного поля происходит в плотной среде конвективной зоны, а пересоединение имеет место в разреженных средах фотосферы, хромосферы и даже в солнечной короне. Аналогичный режим релятивистского пересоединения может реализоваться в процессах образования космических токовых струй. За счет разных законов изменения магнитного поля и плотности в зависимости от расстояния должна существовать протяженная в пространстве область выполнения условия режима релятивистского пересоединения, обладающего максимальной эффективностью трансформации энергии магнитного поля в кинетическую энергию заряженных частиц.

- Построена модель астрофизических токовых струй, состоящая из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур, подобных возникающим в магнитных полях лазерной плазмы. Кольцевая структура, фиксируемая на плоскости детектора заряженных частиц, отражает сечение плазменной структуры, падающей на эту плоскость, которая возникает в лазерной плазме и распространяется в пространстве. Лазерная плазма, инициируемая одиночным лазерным импульсом, генерирует одиночную тороидальную равновесную плазменную структуру, которая может быть рассмотрена как альфвеновский солитон. В случае наличия мощного источника энергии в условиях сильного магнитного поля может реализоваться автоколебательный режим, приводящий к последовательности таких солитонов, следующих друг за другом. Образования солитонного типа в структуре космических токовых струй объясняют их устойчивость и распространение на большие расстояния с малой расходимостью.

Необходимо отметить интенсивность и плодотворность работ по моделированию космических токовых струй, проводимых в последнее время на установках плазменного фокуса. Полученные здесь результаты экспериментов стимулировали развитие теоретических моделей. В работе [40] найден новый класс решений уравнения Грэда – Шафранова, описывающий замкнутые стационарные течения, в частности, тороидальный замагниченный плазменный выброс, движущийся в покоящейся среде. На этой основе определена внутренняя структура плазменного выброса, наблюдаемого при лабораторном моделировании нерелятивистских токовых струй на установке плазменного фокуса НИЦ «Курчатовский институт». Показано, что в структуре плазменного выброса возникает вращение плазмы [9, 40]. Найдены и исследованы режимы с генерацией компактных устойчивых плазменных образований, распространяющихся на большие расстояния [41, 42]. Показано, что магнитное поле играет существенную роль в коллимации плазменного потока. Измерения магнитных полей с пространственным разрешением вдоль оси пролетной камеры позволили определить протяженность области с захваченным магнитным потоком и показать, что плазменный поток распространяется с собственным захваченным магнитным полем [43].

Развитие физических методов и средств формирования природоподобных плазменных потоков

в условиях сильных магнитных полей, предоставило принципиально новые возможности в моделировании космических токовых струй. Эти возможности хорошо реализуются на современных установках плазменного фокуса и на лазерных установках высокоинтенсивного излучения. Результаты, полученные на этих установках, хорошо дополняют друг друга, вносят свой вклад в построение модели сложного уникального явления космических токовых струй. Результаты этих исследований носят общий фундаментальный характер, их применение перспективно не только в космической и астрофизической плазме, но и при создании инновационных природоподобных технологий в области магнитоплазодинамических двигателей космических аппаратов, а также в области термоядерной плазмы [44].

**Финансирование.** Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-21021 мк). За организацию и проведение полезных дискуссий по теме исследований авторы выражают благодарность программе 10 «Экспериментальная Лабораторная Астрофизика и Геофизика» НЦФМ. Работа поддержана также Министерством науки и высшего образования РФ (№ FSMG-2021-0005).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Прист, Т. Форбс, *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения*, Физматлит, Москва (2005).
2. А. Вукотич et al., *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **292**, 1 (1997).
3. А. А. Быков, В. Ю. Попов, *Вестник МГУ, сер. 3, физика, астрономия* № 5, 7 (1999).
4. В. С. Бескин, И. Ю. Калашников, *Письма в астроном. ж.* **46**, 494 (2020).
5. А. Chrysostomou, P. W. Lucas, and J. H. Hough, *Nature* **450**, 71 (2007).
6. E. C. Hansen, A. Frank, P. Hartigan, and S. V. Lebedev, *Astrophys. J.* **837**, 143 (2017).
7. <https://astronews.ru/cgi-bin/mng.cgi?page=news&news=20211208052023>
8. F. Mertens et al., *Astron. Astrophys.* **595**, 54 (2016).
9. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, А. М. Харрасов, И. В. Ильичев, В. В. Мяслон, С. С. Ананьев, В. С. Бескин, *Астроном. ж.* **98**, 29 (2021).
10. *Физическая энциклопедия*, т. 5, Советская энциклопедия, Москва (1998).
11. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические солитоны*, Физматлит, Москва (2011).
12. А. Б. Борисов, В. В. Киселев, *Нелинейные волны, солитоны и локализованные структуры в магнетиках*, т. 2, *Топологические солитоны, двумерные и трехмерные «узлы»*, УрО РАН, Екатеринбург (2011).
13. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах: от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации*, Мир, Москва (1979).
14. В. И. Петвиашвили, О. А. Похотелов, *Уединенные волны в плазме и атмосфере*, Энергоатомиздат, Москва (1989).
15. А. В. Аржанников, А. Д. Беклемишев, *Вестник Новосиб. гос. ун-та, сер. физика* **11**, 107 (2016).
16. А. А. Андреев и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 400 (2004).
17. A. Puchov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 3562 (2001).
18. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, and B. V. Zagreev, *Int. J. Mod. Phys. D* **27**, 1844002 (2018).
19. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов и др., *Астроном. ж.* **95**, 171 (2018).
20. Y. Murakami et al., *Phys. Plasmas* **8**, 4138 (2001).
21. V. I. Krauz et al., *Eur. Phys. Lett.* **129**, 15003 (2020).
22. K. Krushelnick et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2055 (2000).
23. M. Zepf et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 064801 (2003).
24. M. Nakatsutsumi et al., *Nature Comm.* **9**, 280 (2018).
25. Ch. Wan et al., *Nature Photon.* **16**, 519 (2022), <https://doi.org/10.1038/s41566-022-01013-y>.
26. В. С. Беляев, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров и др., *ЖЭТФ* **160**, 474 (2021).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
28. В. Д. Шафранов, в сб. *Вопросы теории плазмы*, вып. 2, Госатомиздат, Москва (1963), с. 92–131.
29. В. И. Ильгисонис, *Классические задачи горячей плазмы, Курс лекций*, серия «Высшая школа физики», вып. 8, Изд. дом МЭИ, Москва (2015).
30. В. С. Бескин, *УФН* **173**, 1247 (2003).

31. Л. Е. Захаров, В. Д. Шафранов, *Вопросы теории плазмы*, вып. 11, / под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева, Энергоиздат, Москва (1982), с. 118.
32. А. С. Петухова, С. И. Петухов, *Солнечно-земная физика* **5**, 74 (2019).
33. Б. Б. Кадомцев, в сб. *Вопросы теории плазмы*, вып. 2, Госатомиздат, Москва (1963), с. 132–176.
34. Л. И. Седов, *Механика сплошной среды*, т. 2, Наука, Москва (1970).
35. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 53 (1976).
36. В. С. Семенов и др., *Вестник СПбГУ*, сер. 4, вып. 2, с. 88 (2007).
37. С. И. Сыроватский, *УФН* **62**, 247 (1957).
38. В. С. Беляев, *КЭЗ* **34**, 41 (2004).
39. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. П. Матафонов, *УФН* **178**, 823 (2008).
40. В. С. Бескин, И. Ю. Калашников, *Письма в астроном. ж.* **46**, 494 (2020).
41. V. I. Krauz et al., *Plasma Phys.* **86**, 905860607 (2020).
42. V. I. Krauz et al., *Eur. Phys. Lett.* **129**, 15003 (2020).
43. В. И. Крауз и др., *Физика плазмы* **47**, 829 (2021).
44. <https://pulse.mail.ru/article/magnitnoe-peresoedinenie-vpervye-v-laboratorii-6707078346611256767-6460601261263399841/>