ISSN 0004-6299

Том 101, Номер 4 Апрель 2024

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

НАУКА
1727

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 4, 2024

О возможности исследования эффекта магнитного перезамыкания в лабораторном астрофизическом эксперименте по рентгеновским эмиссионным L-спектрам многозарядных ионов

М.А. Алхимова, С.С. Макаров, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Е.Д. Филиппов 298

Моделирование астрофизических джетов в магнитных полях лазерной релятивистской плазмы

В.С. Беляев, В.П. Крайнов, А.П. Матафонов 311

Динамика структуры плазменного выброса при лабораторном моделировании джетов молодых звезд на установках плазменного фокуса

И.Ю. Калашников, В.С. Бескин, В.И. Крауз 321

Экспериментальное исследование влияния УФ-излучения на активацию имитаторов пылевых частиц реголита безатмосферных тел

И.А. Кузнецов, И.А. Шашкова, А.Н. Ляш, А.Ю. Поройков, С.А. Бедняков, Е.В. Кронрод, Г.Г. Дольников, А.Е. Дубов, О.Н. Вощан, М.Э. Абделаал, С.И. Попель, Т.И. Морозова, А.А. Карташева, П.В. Столяренко, Я. Тянь, А.В. Захаров, Л.М. Зеленый 335

Методика оценки количества частиц реголита в пылевом облаке в разряде, инициированном излучением гиротрона

А.С. Соколов, Т.Э. Гаянова, А.К. Козак, Д.В. Малахов, И.Р. Нугаев, Д.Е. Харлачев, В.Д. Степахин 348

МГД моделирование астрофизических и лабораторных джетов при различных конфигурациях магнитных полей

О.Д. Торопина, Г.С. Бисноватый-Коган, С.Г. Моисеенко 355

Динамические процессы в токовых слоях и экспериментальная лабораторная астрофизика

А.Г. Франк, Н.П. Кирий, С.А. Савинов, И.Р. Нугаев, Д.Е. Харлачев, В.А. Иванов, В.Д. Степахин 366

Холловские эффекты и коллапс диамагнитной каверны при разлете облака лазерной плазмы в вакуумное магнитное поле

А.А. Чибранов, И.Ф. Шайхисламов, А.Г. Березуцкий, В.Г. Посух, П.А. Трушин, Ю.П. Захаров, И.Б. Мирошниченко, М.С. Руменских, В.А. Терехин 379

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 298–310

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА МАГНИТНОГО ПЕРЕЗАМЫКАНИЯ В ЛАБОРАТОРНОМ АСТРОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ЭМИССИОННЫМ L-СПЕКТРАМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

© 2024 г. М. А. Алхимова*, С. С. Макаров, И. Ю. Скобелев, С. Н. Рязанцев, Е. Д. Филиппов

Учреждение Российской академии наук Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия

**E-mail: maryalkhimova@ihed.ras.ru*

Поступила в редакцию 22.09.2023 г.
После доработки 01.12.2023 г.
Принята в печать 27.12.2023 г.

В работе рассмотрено применение метода рентгеновской спектроскопии с высоким пространственным разрешением для исследования эффекта магнитного перезамыкания в лабораторных астрофизических экспериментах, проводимых на современных лазерных комплексах нано- и пико-секундной длительности при умеренных плотностях потока лазерного излучения на мишени $<10^{18}$ Вт/см^2. Приведен краткий обзор часто используемых схем для постановки эксперимента. Выполнены атомно-кинетические расчеты для спектров с L-оболочек Ne- и F-подобных ионов железа (Fe, $Z = 26$), которые демонстрируют высокую чувствительность спектров к изменению параметров плазмы. Проведен анализ области применимости различных диагностических подходов к оценке электронной температуры и плотности лазерной плазмы. Показано, что линии переходов в Ne-подобных ионах являются универсальным инструментом для измерения параметров плазмы как в области лазерного взаимодействия с мишенью, так и в зоне перезамыкания.

Ключевые слова: рентгеновская спектроскопия, взаимодействие лазерного излучения с веществом, магнитное перезамыкание, лабораторная астрофизика

DOI: 10.31857/S0004629924040016 **EDN:** KGDZQH

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитное перезамыкание (МП), или перезамыкание силовых линий магнитного поля, — фундаментальный физический процесс, возникающий при резком изменении топологии магнитного поля плазмы, в результате чего происходит высвобождение и преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию частиц плазмы. Эффект МП характерен для большого числа плазменных сред. Он представляет интерес как для прикладных задач, например, инерциального термоядерного синтеза (ИТС), так и для фундаментальных задач, например, для лучшего понимания эволюции различных астрофизических объектов и явлений. Поскольку в ИТС при прямом поджиге термоядерных мишеней используется большое количество лазерных лучей [1, 2, 3] (например, на установках NIF в США и на строящейся установке УФЛ-2М в Сарове — 192 пучка, а на установке Laser Megajoule (LMJ) во Франции действует 176 из 240 запланированных), важно обеспечить достаточную однородность нагрева и не допустить развития плазменных неустойчивостей. Здесь эффект МП является паразитным [1], приводя к разрушению устойчивых плазменных конфигураций и уменьшая эффективность нагрева термоядерного топлива. Важно отметить, что процесс МП имеет место также и в экспериментах с магнитным удержанием плазмы [4, 5].

В астрофизической и космической плазме эффект МП играет определяющую роль в резком нагреве плазмы и повышении энергии частиц, наблюдаемом в различных космических и астрофизических событиях. Например, МП действует как ключевой механизм при распространении солнечного ветра [6], меняя топологию магнитных полей около Солнца во время солнечных вспышек [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Оно служит посредником при переносе плазмы из солнечного ветра в магнитосферы планет [14, 15]. Таким образом, эффект МП может быть ответственным за перераспределение энергии в звездных средах и активность экзопланетной магнитосферы [16]. Кроме того, необходимо отметить важность этого эффекта в различных релятивист-

ских объектах, например пульсарах, магнетарах, активных ядрах галактик, гамма-вспышках и при выбросах релятивистских струй за счет энергии вращения черной дыры [17, 18, 19, 20]. Предполагается, что перезамыкание управляет и динамикой магнитных сред малых космических тел [21, 22].

На сегодняшний день существует довольно много экспериментальных [23, 24, 25, 26, 27] и теоретических [28, 29, 30, 31, 32] работ, посвященных исследованию МП в той или иной плазменной среде. Стоит отметить, однако, что верификация существующих моделей до сих пор затруднительна ввиду сложности прямого астрономического наблюдения систем с МП из-за большой временной протяженности и удаленности происходящих в них процессов. Например, остается вопрос о скорости процесса магнитного перезамыкания [33], напрямую влияющей на процесс переноса энергии в результате МП. Комплексной задачей является исследование топологии магнитных полей, имеющих, как правило, намного более сложную структуру в астрофизических явлениях [34, 35], чем обычно рассматривается в теоретической модели. Кроме того, основным нерешенным вопросом является вопрос о том, как именно энергия магнитного поля переходит к частицам плазмы [36].

Возможность исследовать космические и астрофизические процессы в лабораторных экспериментах связана со свойствами подобия, характерными для гидродинамических систем [37]. Благодаря этому становится возможным масштабировать основные параметры природного/космического процесса (время жизни и размер системы, скорость распространения, плотность, температура и др.) и сформировать модельный объект, удобный для изучения в лаборатории [28]. В последние годы появилось достаточное число современных лазерных комплексов высокой мощности, позволяющих проводить эксперименты с астрофизическим подобием, например: PEARL (Россия), OMEGA (США), LFEX (Япония), LULI2000 (Франция) и многие др. Строится лазерный комплекс ELF в НИЯУ МИФИ (Москва, Россия) с подходящими параметрами пучков для аналогичных экспериментов. При этом в арсенал таких комплексов, как правило, входят и различные диагностические приборы и методы, позволяющие более качественно изучить исследуемые явления. Так, например, для исследования топологии электрического и магнитного полей в области МП в экспериментах с астрофизическим подобием наиболее информативным является широко используемый метод протонной дефлектометрии [38, 39, 40]. Для получения дополнительной информации о процессах внутри области МП необходимо также знать и параметры плазмы. Рентгеноспектральные методы и средства позволяют с достаточно высокой точностью определить параметры плазмы, формируемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью, а также в локализованной области перезамыкания, например, при применении 2D-схем регистрации с использованием сферически-изогнутых кристаллов [41]. Параметры плазмы, определенные по рентгеновским эмиссионным спектрам, играют ключевую роль в последующих численных расчетах и PIC-моделировании, позволяющем восстановить картину формируемых магнитных полей и более детально описать процесс перезамыкания [42, 43].

Целью настоящей работы является, во-первых, обзор и анализ используемых схем постановок лазерно-плазменных экспериментов, позволяющих комплексно изучить эффект магнитного перезамыкания, и, во-вторых, демонстрация применимости и важности использования в них методов рентгеновской высокоразрешающей спектроскопии.

2. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ЭФФЕКТА МАГНИТНОГО ПЕРЕЗАМЫКАНИЯ В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Многие численные модели с использованием магнитогидродинамических, гибридных или чистых PIC-кодов показывают образование трех отдельных областей вокруг зоны перезамыкания [44, 45]:

- область диффузии электронов (с пространственным масштабом порядка толщины электронного скин-слоя), где неидеальные эффекты допускают топологическую модификацию силовых линий магнитного поля,
- область диффузии ионов, где ионы ускоряются и нагреваются, и
- внешняя область, где магнитное поле вморожено в плазму.

Схематично первые две области и возможная топология магнитного поля в процессе МП представлены на рис. 1а.

Наибольший интерес представляет область диффузии ионов, где, как считается, контролируется скорость перезамыкания. При этом говорят о нескольких структурных особенностях [45] в процессе МП — это образование так называемых нейтральных, или нулевых, точек (или линий), где магнитное поле исчезает, а также наличие особых сепаратрис (рис. 1а), которые разделяют плоскость на

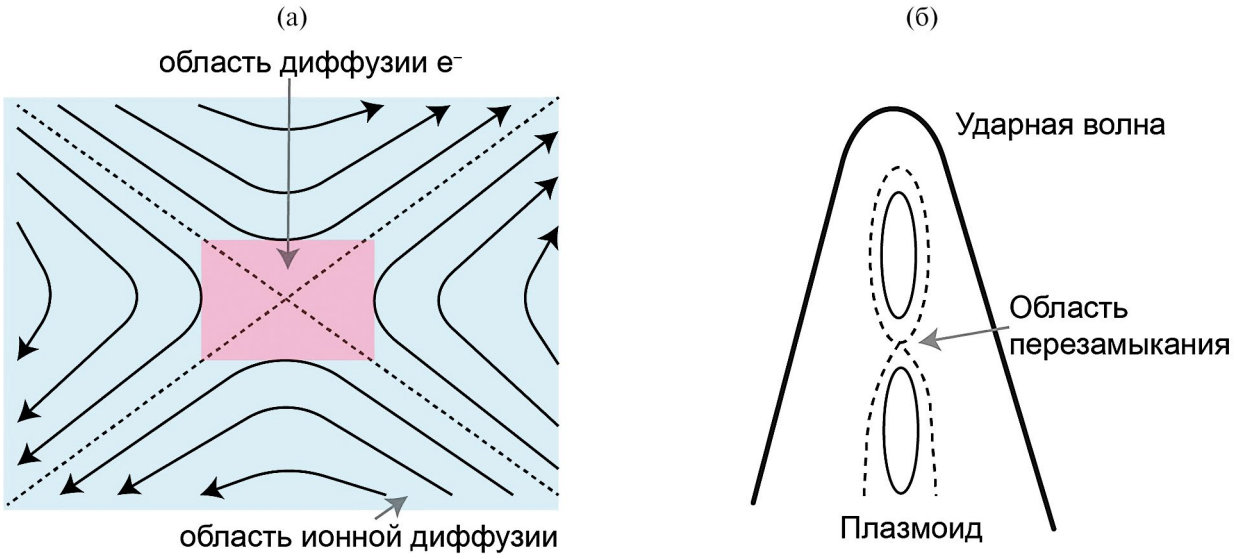


Рис. 1. (а) Силовые линии магнитного поля (сплошные стрелки) и сепаратрисы (пунктирные линии) в геометрии Х-точки, образующие области диффузии электронов (подсвечено розовым) и ионов (синим), (б) пример схемы МП в лабораторном эксперименте (соответствует схеме на рис. 2а) [42], имитирующем астрофизический случай выброса плазмоидов при солнечных вспышках [47].

топологически разные области и формируют так называемый скелет магнитной конфигурации. Разделяют 2- и 3-мерное магнитное перезамыкание. В 2-мерном случае силовые линии магнитного поля расходятся и соединяются в нулевой точке, поскольку магнитный поток перемещается из одной топологической области в другую по сепаратрисам. Нулевые точки в этом случае могут быть двух типов: X (как показано на рис. 1а) или O, около которых силовые линии поля являются гиперболическими или эллиптическими. В 3-мерном случае геометрия магнитных линий становится еще более сложной и поэтому вводится понятие квазисепаратрис, где перезамыкание связано с резкими градиентами силовых линий. Исходя из вышеизложенного, очевидно, что моделирование магнитного перезамыкания является очень сложным и трудоемким, поэтому во многих лабораторных экспериментах исследуются лишь отдельные механизмы данного явления. Например, можно выделить недавние эксперименты по исследованию МП, инициированного электронной динамикой [46], где авторы моделируют (рис. 1б) топологию полей с Х-точкой, обнаруженную при солнечных вспышках [47].

На рис. 2 приведены общие схемы экспериментов по МП, используемые в последнее время. Можно заметить, что могут быть реализованы схемы либо с перезамыканием собственных магнитных полей [39] лазерной плазмы (рис. 2в), либо схемы с перезамыканием внутри внешних магнитных полей (рис. 2а, б) со значительной величиной магнитной индукции, вплоть до ~10 Тл [48], силовые линии которых искривляются при взаимодействии с индуцированными плазменными потоками. Для экспериментов может использоваться одна [40, 49] или несколько [46, 48] мишеней различного состава (от низких Z до высоких), множество лазерных пучков [49], а также использоваться фоновая плазменная среда [46]. Назначение фоновой плазмы здесь состоит в том, чтобы внедрить магнитное поле до того, как оно будет сжато основным лазерно-индуцированным плазменным факелом. Такая сложная геометрия эксперимента требует тщательной диагностики и контроля каждого отдельного элемента.

Наиболее проста в реализации схема, представленная на рис. 2а. Она предполагает распространение лазерной плазмы в постоянном внешнем магнитном поле, создаваемым, например, постоянным магнитом. В процессе распространения плазменного потока магнитные линии искривляются и, таким образом, направление поля с двух разных сторон плазменного факела становится противоположным. В этом случае происходит разрыв плазменного объема и формирование плазмоида [47, 50, 51, 52], схематично показанного на рис. 1б. Такая постановка эксперимента была успешно реализована в работе [46], где было показано, что динамика электронов в лазерной плазме играет ключевую роль в формировании

области перезамыкания. Для этого в эксперименте использовались сразу три лазерных пучка, смещенных по пространству друг относительно друга для создания коллимированного плазменного потока с задней стороны поверхности пластиковой (CH, 10 мкм) мишени. Формирование плазмоидов и их движение со скоростью близкой к альфвеновской наблюдалось только при наличии внешнего перпендикулярного магнитного поля. В работе [52] с идентичной экспериментальной схемой приведены экспериментальные измерения, демонстрирующие двойную инверсию магнитного поля и эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию электронов, выброс которых происходит в обе стороны от места локализации перезамыкания, в результате чего формируются вистлеры, являющиеся прямым свидетельством МП в электронном масштабе.

Другие схемы эксперимента по изучению МП основаны на взаимодействии двух и более отдельных лазерно-индуцированных плазменных источников (рис. 2б, в). Схема эксперимента, представленная на рис. 2б, с использованием двух плазменных факелов, была реализована в работе [48], экспериментально продемонстрировав перезамыкание между плазменными потоками, распространяющимися навстречу друг другу во внешнем магнитном поле. Такой эксперимент позволяет

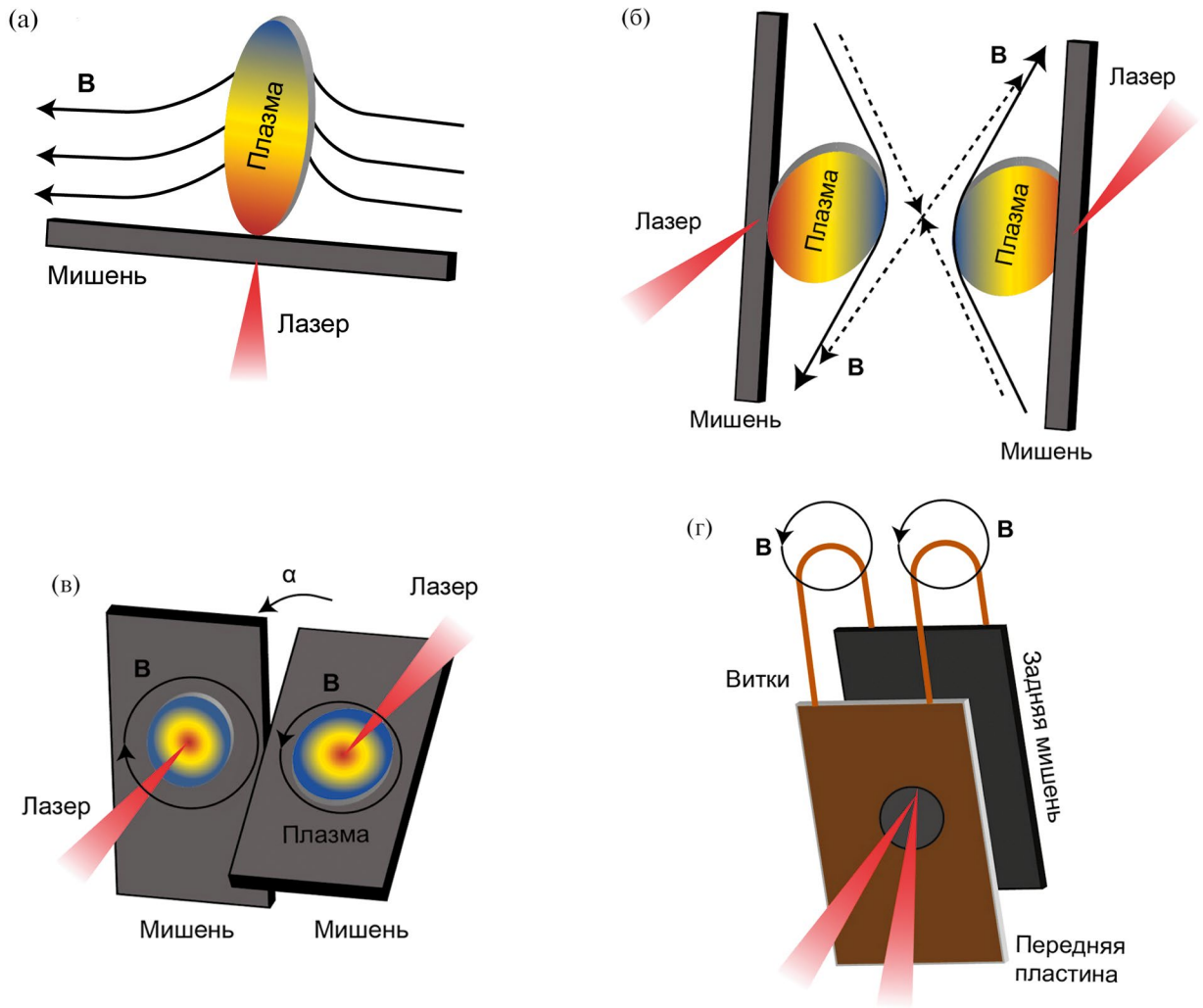


Рис. 2. Схемы экспериментов по изучению магнитного перезамыкания в лазерно-плазменном эксперименте: (а) формирование области МП за счет распространения лазерной плазмы в постоянном внешнем магнитном поле, перпендикулярном оси разлета плазменного факела; (б) формирование области МП X-типа в эксперименте с двумя встречными потоками плазмы во внешнем магнитном поле; (в) формирование области перезамыкания между собственными магнитными полями двух плазменных факелов; (г) конденсаторная мишень, облучаемая лазерными импульсами сквозь отверстие в передней пластине, позволяющая генерировать взаимодействие магнитных полей между витками, соединяющими части мишени.

наблюдать формирование одиночного перезамыкания X-типа, где формируется токовый слой и происходит диссипация магнитной энергии. Заметим, что в данной схеме плазма может создаваться как с тыльной, так и с передней стороны мишени, а расстояния между мишенями варьироваться, что будет напрямую влиять на ее характеристики и свойства разлета. В эксперименте пространство между мишенями (4.25 мм) заполнялось фоновой плазмой с контролируемыми параметрами плотности и температуры, а внешнее магнитное поле составляло ~10 Тл. Результаты экспериментальных измерений и PIC расчета демонстрируют хорошее согласие в описании процесса эволюции магнитного поля, состоящего из четырех этапов: образование магнитных «лент» и вытеснение фоновой плазмы, стадия столкновения, перезамыкание и последующая аннигиляция магнитного поля.

Похожий принцип проведения эксперимента, сочетающий в себе схемы, показанные на рис. 2а, б, был реализован в работе [53]. Для облучения первой мишени были использованы 4–5 лазерных пучков. Она была достаточно тонкой, чтобы пропустить часть излучения и создать на второй мишени, расположенной на расстоянии 4.5 мм от первой, менее энергосодержащий плазменный факел, нагреваемый расфокусированными и частично поглощенными лазерными пучками. Применение рентгеновской камеры-обскуры позволило наблюдать образование плазменных струй и горячих точек. Внешнее магнитное поле отсутствовало. Было показано, что в этих условиях наличие буферной плазмы является ключевым фактором для образования плазменных джетов из зоны столкновения и, возможно, перезамыкания собственных магнитных полей плазменных факелов.

В некоторых экспериментах по МП также может использоваться и радиальное расширение лазерно-индуцированной плазмы, как, например, показано на рис. 2в. Может использоваться одна сторона лазерно-облучаемой мишени [40, 49, 54] или использоваться две мишени, ориентированных под углом или со смещением друг к другу [39, 55]. В этом случае говорят о МП за счет взаимодействия азимутальных магнитных полей, формирующихся вокруг точек фокусировки лазерного излучения на поверхности мишени. В качестве мишеней в этих экспериментах использовались алюминиевые, медные или золотые мишени. В работе [56] пространственная и временная структура МП мегагауссных полей были изучены при взаимодействии сразу четырех лазерно-индуцированных факелов. В работе [55] для экспериментального моделирования эффекта МП успешно использовались две расположенные рядом со смещением 150–240 мкм алюминиевые мишени, что обеспечивало электрическую изоляцию двух плазменных/магнитных источников. Для диагностики здесь использовалась как рентгеновская камера-обскура, так и рентгеновский спектрометр, регистрирующий спектры титана с дополнительной мишени, позволяющий измерять размер и параметры токового слоя. Наиболее интересный результат был получен в работе [49] с использованием рентгеновской камеры-обскуры, где заметно образование рентгеновского излучения ниже зоны перезамыкания на вторичной необлучаемой мишени, выполняющую роль дополнительного витка. Данный результат является свидетельством наличия явления высокоскоростного выброса из зоны перезамыкания, аналогичного существующему в рентгеновских источниках, наблюдаемым в солнечных вспышках.

В последнее время возрос интерес и к исследованию эффекта МП, возникающего при столкновении плазменных факелов, не имеющих строго антипараллельных компонентов магнитного поля. На практике это реализуется за счет постановки двух мишеней под углом α друг к другу (рис. 2в), как например в работе [39], где обнаружено сжатие антипараллельного компонента, а также уменьшение эффективности перезамыкания при увеличении угла раствора между мишенями. В данной работе рентгеноспектральная диагностика с пространственным разрешением вдоль оси, соединяющей плазменные факелы, позволила измерить параметры плазменных факелов и точнее смоделировать генерируемые собственные магнитные поля.

Стоит выделить экспериментальную схему с использованием мишеней типа конденсатор-виток [57, 58], где несколько лазерных пучков облучают заднюю поверхность конденсаторной мишени через специальное отверстие на передней стороне (рис. 2г). Дисковые пластины располагают на расстоянии порядка нескольких сотен микрон и соединяют двумя проводниками. Лазерный луч проходит через отверстие первого диска, взаимодействуя со вторым. Тем самым между дисками создается разность потенциалов, а в проводниках на-

чинает течь сонаправленный ток. Магнитные силовые линии, формируемые в такой системе проводников, искривляются, что приводит к эффекту МП.

3. РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭФФЕКТА МП

Все вышеописанные схемы эксперимента имеют свои особенности, однако в каждой из них важно не только реализовать условия для возникновения перезамыкания, но и осуществить контроль за параметрами эксперимента, диагностику процесса формирования плазменных факелов и их последующего расширения, приводящего к эффекту МП. Рентгеновская спектрометрия, реализованная при помощи фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением (далее ФСПР) [59, 60], представляет отдельный интерес. Данная диагностика широко используется в экспериментах по физике высокой плотности энергии и позволяет с высокой точностью определить параметры плазмы, формируемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью [61, 62, 63]. Главным преимуществом ФСПР является высокое спектральное (вплоть до $\lambda/\Delta\lambda \sim 10000$) и пространственное разрешения, а также возможность регистрации спектров с двумерным разрешением [41, 64, 65]. Это позволяет использовать данную диагностику одновременно для локализации области перезамыкания и измерения параметров плазмы в различных точках, что необходимо для определения начальных условий в численных расчетах конфигурации магнитных полей.

Однако на практике измерение рентгеновских спектров с пространственным разрешением является не слишком простой задачей как минимум по двум причинам. Во-первых, размер плазмы и области перезамыкания напрямую зависит от схемы эксперимента. В большинстве лазерно-плазменных экспериментов, как было показано выше, пространственные масштабы, на которых исследуется МП, варьируются от нескольких десятков мкм (то есть сравнимы с диаметром пятна фокусировки) до нескольких мм. Таким образом, необходимо подобрать оптическую схему с оптимальным увеличением и спектральным диапазоном. Во-вторых, возможность пространственного измерения ограничена разрешением рентгеновского детектора. Основными рентгеновскими детекторами являются IP пластины с типичным разрешением сканирования Δx~25 мкм или рентгеновские ПЗС-камеры с размером пикселя вплоть до Δx~4 мкм. Они хорошо подходят для схем, например, на рис. 2в, когда размер области плазмы достаточно большой. В экспериментах, где размер области взаимодействия и локализации МП не превышает 50–100 мкм можно использовать и рентгеновские пленки в оптических схемах с достаточно большим увеличением [66]. Они имеют разрешение Δx~4–6 мкм, но более сложны в применении.

Как видно из анализа последних экспериментов, в качестве мишеней часто используются совершенно разные материалы: от пластика (CH, CF_2 и др.) до золота. Как правило, экспериментаторы руководствуются здесь проводимостью материала, достижимой электронной плотностью или гидродинамического давления, эмиссионными характеристиками, как, впрочем, и доступностью. Поскольку кристаллические дисперсионные элементы хорошо работают в диапазоне 0.5–19.9 Å, то не представляется возможным регистрировать эмиссионные спектры от легких мишеней с $Z < 8$ и оказывается затрудненным выбор оптимальных спектральных компонентов при высоких $Z > 60$. При работе с проводящими фольгами часто используются такие материалы, как алюминий ($Z = 13$), медь ($Z = 29$), железо ($Z = 26$) или золото ($Z = 79$).

Для низких Z в основном применяется эмиссионная спектроскопия K-переходов [31, 65], использующая относительные интенсивности линий ионов, обусловленных переходами оптического электрона в K-оболочку. Например, типичные рентгеновские эмиссионные спектры алюминиевой плазмы, формируемой при характерных потоках для изучения эффекта МП ~10^{14}–10^{19} Вт/см^2, представлены в работах [31, 67, 68, 69]. Однако для средних значений Z этот подход может быть затруднен ввиду недостаточной кратности ионизации, достигаемой в плазме. В этом случае оптимальным решением является использование спектральных линий, обусловленных переходами оптического электрона в L-оболочку [70]. В частности, могут использоваться $n = 3 - n = 2$ или $n = 4 - n = 2$, как в случае с ионами меди или железа [71, 72].

В следующем разделе мы остановимся на моделировании эмиссионных L-спектров многозарядных ионов железа, которые могут быть использованы в таких экспериментах с проводящими мишенями. Отметим, что моделирование медной плазмы может быть выполнено схожим образом.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО L-СПЕКТРАМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА

Типичная средняя по плазменному факелу электронная плотность N_e лазерно-индуцированной плазмы в упомянутых выше экспериментах по МП при облучении наносекундными импульсами с интенсивностью на мишени порядка $10^{14}-10^{19}$ Вт/см^2 составляет 10^{19} см$^{-3}$ и выше [39, 54] с околокритическими параметрами в случае использования экспериментальных схем с собственными магнитными полями (например, рис. 2в). При этом, как правило, достигаются умеренно высокие электронные температуры — более 100 эВ, но менее 1 кэВ, что является весьма неудобным диапазоном для использования традиционной K-оболочечной спектрометрии ввиду малой чувствительности к изменениям интегральной светимости и ширине линий [73]. В отличие от K-спектров, L-спектры характеризуются бóльшим количеством интенсивных спектральных линий, что позволяет делать более надежные измерения.

На рис. 3 представлен расчет L-спектров многозарядных ионов железа, лежащих в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 12.7-17.4$ Å, выполненный в радиационно-кинетическом коде PrismSpect [74] при фиксированных значениях ионной плотности плазмы $N_i = 10^{20}$ см$^{-3}$ (рис. 3а) и $N_i = 10^{20}$ см$^{-3}$ (рис. 3б) и различных значениях электронных температур T_e. При температурах $T_e = 125-400$ эВ в спектре доминируют линии излучения, отвечающие переходам в Ne-подобных ионах Fe, наиболее интенсивные из которых: линия $2p^53d-2p^6$ ($^1P_1-^1S_0$) с длиной волны $\lambda_1 = 15.02$ Å, линия $2p^53d-2p^6$ ($^3D_1-^1S_0$) с $\lambda_2 = 15.26$ Å и две линии, соответствующие переходам $2p^53s-2p^6(^1P_1-^1S_0)$ и $2p^53s-2p^6(^3P_1-^1S_0)$, с длинами волн $\lambda_3 = 16.77$ Å и $\lambda_4 = 17.05$ Å, соответственно. При этом можно заметить, что при увеличении электронной температуры (ср. рис. 3а и б) в спектре появляются линии, отвечающие переходам в ионах все большей кратности — например, при $T_e \geq 200$ эВ в F-подобных (Fe XVIII), а при $T_e \geq 400$ эВ в O-подобных ионах железа (Fe XIX).

На рис. 4а представлен расчет доли F- и Ne-подобных ионов железа в общем объеме в зависимости от электронной температуры T_e при фиксированных значениях ионной плотности плазмы N_i. Видно, что в интервале температур 120–300 эВ доля Ne-подобного железа не ниже 20–30% даже для значений концентрации плазмы, близких к твердотельной $N_i \sim 10^{22}$ см$^{-3}$, а для критического значения плотности плазмы $N_i \sim 10^{20}$ см$^{-3}$ (соответующего электронной плотности плазмы $N_e \approx 1.8\times10^{21}$ см$^{-3}$ с небольшой зависимостью от температуры) доля таких ионов превышает 50%. В плазме с докритической ионной плотностью $N_i \sim 10^{18}-10^{19}$ см$^{-3}$ вклад в эмиссионный спектр от Ne-подобное железа остается значительным на более широком интервале температур $\Delta T_e = 120-400$ эВ. Дальнейшее повышение температуры плазмы ($T_e > 400$ эВ) приводит к резкому снижению концентрации Ne-подобных ионов железа в плазме и повышению концентрации ионов последующей кратности ионизации, например, F-подобных ионов Fe XVIII (рис. 4б). Таким образом, именно этот спектральный диапазон с Ne и

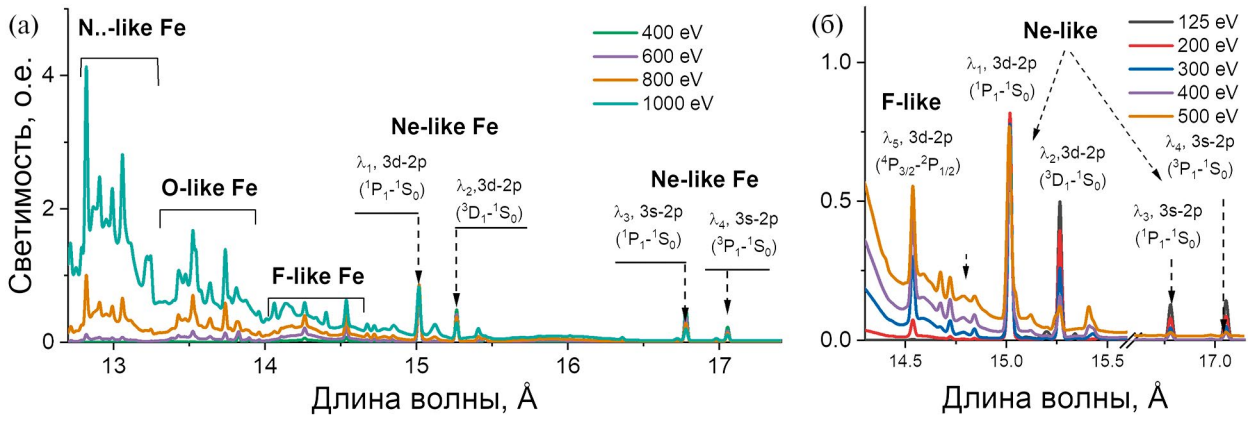


Рис. 3. Расчет для рентгеновских эмиссионных спектров с L-оболочек для ионов Fe, выполненный в программном коде PrismSPECT; (а) L-спектр Fe, рассчитанный для электронных температур $T_e = 400-1000$ эВ и плотности $N_i = 10^{18}$ см$^{-3}$; (б) L-спектр Fe, рассчитанный для электронных температур T_e=125–400 эВ и плотности $N_i = 10^{20}$ см$^{-3}$. На обеих панелях все интенсивности нормированы на Ne-подобную линию λ_1, указанную на рисунке.

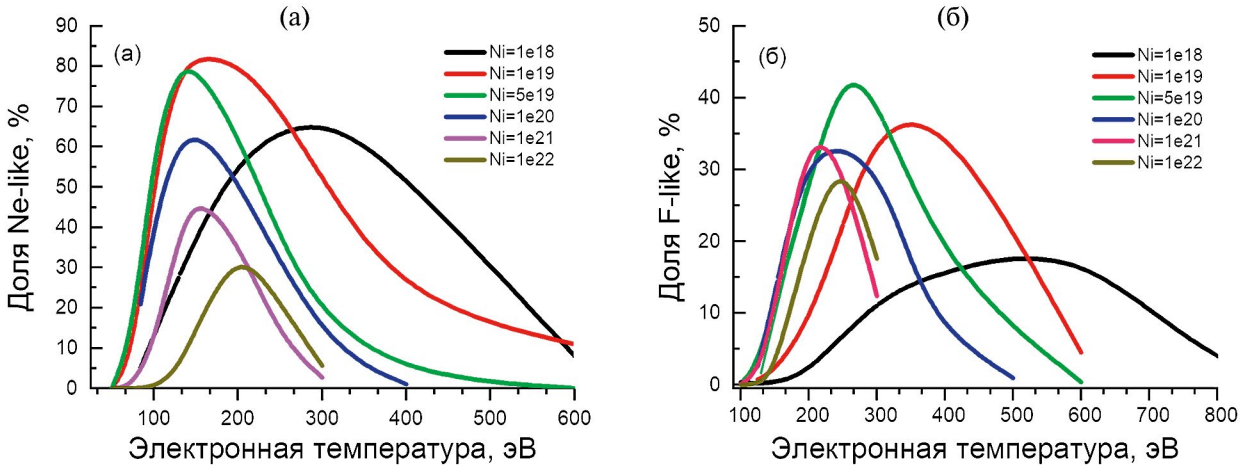


Рис. 4. Моделирование зависимости доли (а) Ne- и (б) F-подобных ионов железа в зависимости от электронной температуры плазмы T_e для различных значений ионной плотности плазмы в предположении оптически тонкой плазмы.

F-подобными ионами является достаточно интенсивным при регистрации экспериментальных спектров и может использоваться для определения параметров плазмы.

Зависимость относительных интенсивностей спектральных линий Ne — подобного железа Fe XVII λ_1 и λ_2 (см. рис. 3) можно использовать для определения электронной плотности плазмы, как продемонстрировано на рис. 5а для случая оптически тонкой плазмы. Видно, что такой метод в основном подходит в случае ионных плотностей в диапазоне 10^{19}–10^{22} см$^{-3}$, являясь слабо чувствительным при меньших плотностях. Ввиду особенности в районе плотности $N_i = 10^{21}$ см$^{-3}$ для верхнего предела необходимо использовать анализ уширения профиля спектральных линий, которые связаны с эффектами Штарка и Доплера, см. рис. 5б. При плотностях плазмы $N_i \ll N_{cr} \sim 10^{20}$ см$^{-3}$ профиль спектральной линии λ1 остается узким, однако стоит отметить появление дополнительных сателлитов на коротковолновых и длинноволновых крыльях линии (см. фиолетовый профиль на рис. 5б). Кроме того, в оптически толстом случае также можно ожидать

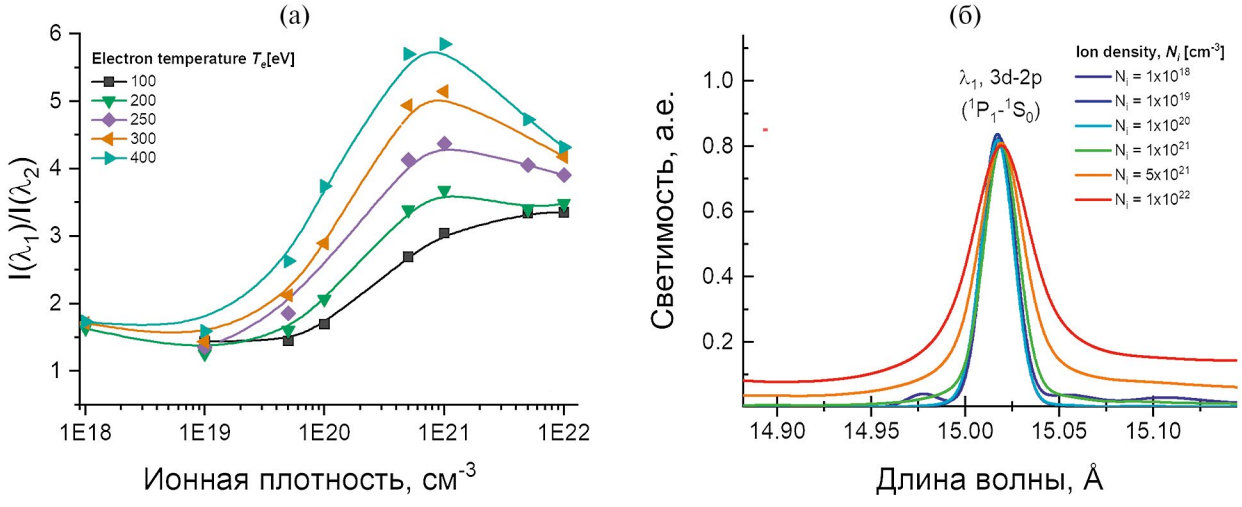


Рис. 5. (а) Зависимость соотношения интенсивности спектральных компонентов λ_1 и λ_2, отвечающих переходам $2p^53d$–$2p^6$ ($^1P_1$–$^1S_0$) и $2p^53d$–$2p^6$ ($^3D_1$–$^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII от плотности плазмы при фиксированных значениях электронных температур $T_e = 100 - 400$ эВ; (б) Расчет уширения профиля линии $\lambda_1 = 15.02$ Å, отвечающей переходу $2p^53d$–$2p^6$ ($^1P_1$–$^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII в зависимости от значения ионной плотности плазмы. Расчет выполнен при фиксированном значении электронной температуры $T_e = 200$ эВ в предположении оптически тонкой плазмы.

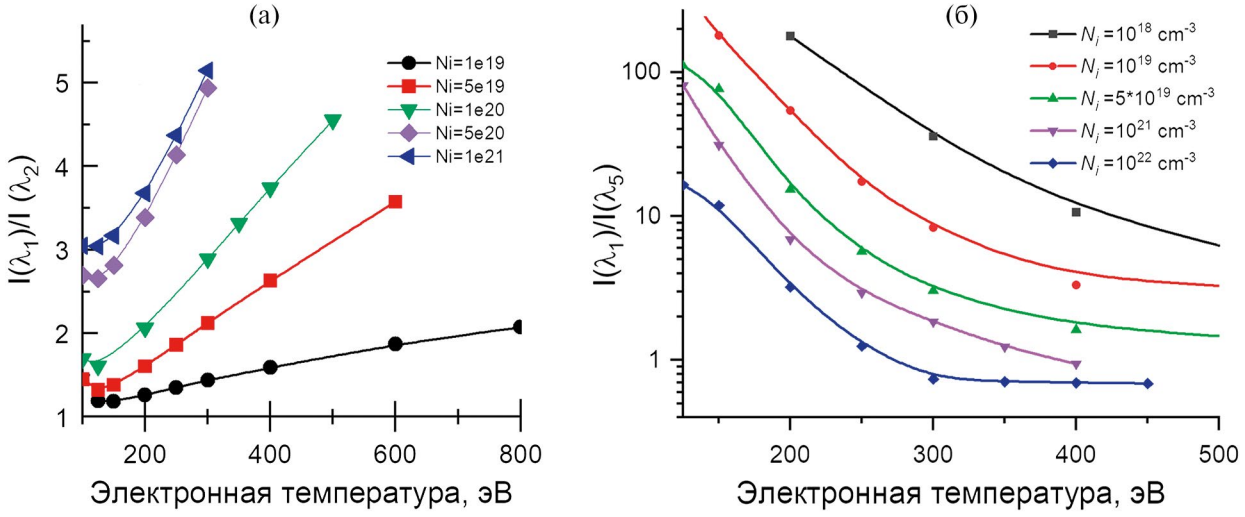


Рис. 6. Определение температуры плазмы по L-спектрам многозарядных ионов железа: (а) Зависимость соотношения интенсивностей спектральных компонентов λ_1 и λ_2, отвечающих переходам $2p^53d–2p^6$ ($^1P_1–^1S_0$) и $2p^53d–2p^6$ ($^3D_1–^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII от электронной температуры плазмы при фиксированных значениях ионной плотности; (б) Зависимость соотношения интенсивностей спектральных компонентов λ_1 — $2p^53d–2p^6$ ($^1P_1–^1S_0$) в Ne-подобном ионе Fe XVII и λ_5 — $(2p^43d)^4P_{3/2}–(2p^5)^2P_{1/2}$ — в F-подобном ионе Fe XVIII от температуры плазмы для фиксированных значений ионной плотности плазмы $N_i = 10^{18} — 10^{22}$см$^{-3}$. Расчет выполнен в предположении оптически тонкой плазмы.

большего различия в профилях даже при меньших плотностях [70]. Одновременное сопоставление расчетных и экспериментальных значений интенсивностей для нескольких спектральных линий помогает существенно повысить достоверность такой диагностики и улучшить ее точность, как, например, показано в работе [75].

Для оценки электронной температуры плазмы, как и ранее, можно использовать соотношение интенсивностей линий в Ne-подобном ионе (рис. 6а). В случае определенной ионной плотности метод является достаточно чувствительным вплоть до достаточно высоких значений $N_i \sim 10^{21}$ см$^{-3}$. Кроме того, для уточнения температуры также часто используется методика определения относительных интенсивностей, отвечающих переходам в ионах разной кратности ионизации [76]. В частности, на рис. 3в видно, что в группе линий излучения F-подобного иона удобно выделить для диагностики отдельно расположенный яркий спектральный компонент с длиной волны λ_5=14.53 Å, отвечающий переходу $(2p^43d)^4P_{3/2}–(2p^5)^2P_{1/2}$. Зависимость относительных интенсивностей линий λ_1 и λ_5 от электронной температуры представлена на рис. 6б. Видно, что данное соотношение изменяется в десятки раз при изменении температуры на 100–200 эВ даже для плотности плазмы $N_i \geq N_{cr} \sim 10^{20}$ см$^{-3}$. Кроме того, при необходимости можно рассматривать и другие степени ионизации материала, например, Na-подобные сателлиты, как это было сделано для анализа спектров меди в работе [39]. Если в спектре отдельные компоненты разрешены слабо, для определения температуры плазмы можно использовать и соотношения интегральных интенсивностей целых групп спектральных компонентов. Стоит отметить, однако, что в случае диагностики без временного разрешения такой подход хоть и позволяет уточнить параметры плазмы, но все-таки не является весьма точным ввиду различного времени образования и существования различных ионов в плазме.

Стоит заметить, что моделирование, выполненное для оптически тонкого слоя плазмы, заметно отличается от расчетов оптически толстого случая, однако, выбор размеров плазмы, используемых в расчетах, зависит от особенностей конкретного эксперимента — диаметра фокального пятна, параметров разлета и пр. На рис. 7 представлены результаты расчета эмиссионных спектров медной плазмы в диапазоне длин волн 9.0–9.6 Å, где расположены Ne-подобные линии 4d–2p и 4s–2p и сопутствующие Na-сателлиты. Хорошо видно, что относительная интенсивность линий 4d–2p заметно изменяется при увеличении оптической толщины до d =100 мкм (рис. 7б).

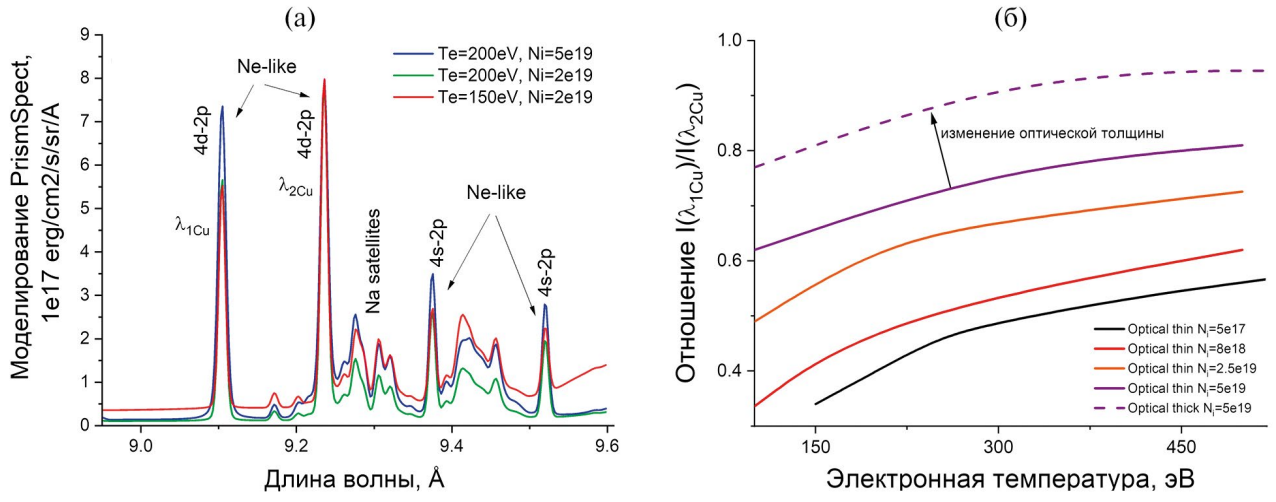


Рис. 7. (а) Моделирование Ne- и Na-подобных переходов в L-спектрах меди (Cu) в диапазоне 9.0–9.6 Å с помощью радиационно-кинетического кода PrismSPECT для нескольких наборов температур и плотностей. (б) Зависимость относительной интенсивности спектральных линий λ_{1Cu} и λ_{2Cu}, указанных на панели (а), в зависимости от электронной температуры и при учете оптической толщины $d = 100$ мкм.

Такая зависимость может быть очень полезной при наличии большого количества спектральных компонентов, т. к. она позволит определить не только параметры плазменной зоны в конкретной точке пространства, но еще и ее ожидаемые пространственные масштабы. Также стоит подчеркнуть хорошую чувствительность отношения интенсивностей линий λ_{1Cu} и λ_{2Cu} к плотности плазмы (рис. 7а).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассмотрели различные схемы постановки лазерно-плазменного эксперимента с астрофизическим подобием для исследования эффекта МП. На основе атомно-кинетических расчетов, выполненных для эмиссионных спектров некоторых L-ионов (Ne- и F-подобные ионы железа), продемонстрировано, что рентгеновская высокоразрешающая спектроскопия на основе фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением может использоваться для диагностики параметров плазмы в области МП в такого типа экспериментах. Показано, что для получения наиболее точной оценки параметров плазмы по рентгеновским эмиссионным L-спектрам железа можно использовать линии излучения Ne-подобных ионов Fe XVII в совокупности с массивами линий F-подобного иона Fe XVIII или ионов еще более высоких кратностей ионизации. Условия формирования F- и Ne-подобных состояний в лазерной плазме Fe мишеней (т. е. электронные температуры порядка 200–600 эВ, и электронные плотности $N_e \sim 10^{19} - 10^{21}$ см$^{-3}$) таковы, что довольно легко могут быть реализованы в схемах лазерно-плазменных экспериментов по изучению магнитного перезамыкания. Отметим, что в настоящей статье мы привели расчет только для оптически тонкой плазмы, оставив за рамками статьи случай оптически толстой плазмы и соответствующие особенности, возникающие в контурах спектральных линий. Случай малой оптической толщины практически всегда может быть реализован экспериментально за счет использования диагностических ионов в качестве малых примесей.

Следует заметить, что на сегодняшний день существуют задачи по экспериментальному исследованию не только одиночного эффекта перезамыкания, но и эффекта множественного МП, развивающегося из вытянутого токового слоя в множественные участки, разделенные плазмоидами [55]. Такой тип перезамыкания характерен для астрофизической плазмы и для плазмы с высокой плотностью энергии, но все еще мало изучен с точки зрения временной эволюции и пространственной структуры. Результаты проведенных расчетов позволяют быть уверенными в полезности и информативности методов рентгеновской спектроскопии на основе ФСПР для изучения, в том числе эффекта множественного перезамыкания магнитных линий в будущих экспериментах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках работы Программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ». Расчеты были выполнены с использованием ресурсов МСЦ РАН. Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (грант № 075-00270-24-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. H. Miller,* Opt. Eng. 43, 2841 (2004).
2. *N. Fleurot, C. Cavailler, J. L. Bourgade,* Fusion Eng. Des. 74, 147–154 (2005).
3. *S. G. Garanin, F. A. Starikov, R. A. Shnyagin,* Opt. Spectrosc. 114, 851–858 (2013).
4. *M. Yamada, R. Kulsrud, H. Ji,* Rev. Mod. Phys. 82, 603–664 (2010).
5. *P. Helander, L.-G. Eriksson, F. Andersson,* Plasma Phys. Control. Fusion. 44, B247–B262 (2002).
6. *J. T. Gosling,* Space Sci. Rev. 172, 187–200 (2012).
7. *Somov B. V.,* Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares (Springer, 2006).
8. *M. Bárta, M. Karlický, R. Žemlička,* Sol. Phys. 253, 173–189 (2008).
9. *X. Cheng, J. Zhang, Y. Liu, M. D. Ding,* Astrophys. J. 732, L25 (2011).
10. *X. Cheng, Y. Li, L. F. Wan, M. D. Ding, P. F. Chen, J. Zhang, J. J. Liu,* Astrophys. J. 866, 64 (2018).
11. *P. Pagano, D. H. Mackay, S. Poedts,* Astron. and Astrophys. 554, A77 (2013).
12. *J. Lin, Y. -K. Ko, L. Sui, J. C. Raymond, G. A. Stenborg, Y. Jiang, S. Zhao, S. Mancuso,* Astrophys. J. 622, 1251–1264 (2005).
13. *L. K. S. Daldorff, J. E. Leake, J. A. Klimchuk,* Astrophys. J. 927, 196 (2022).
14. *A. Retinò, D. Sundkvist, A. Vaivads, F. Mozer, M. André, C. J. Owen,* Nat. Phys. 3, 235–238 (2007).
15. *P. Louarn, N. Andre, C. M. Jackman, S. Kasahara, E. A. Kronberg, M. F. Vogt,* Space Sci. Rev. 187, 181–227 (2015).
16. *J. Varela, V. Réville, A. S. Brun, P. Zarka, F. Pantellini,* Astron. and Astrophys. 616, A182 (2018).
17. *V. Semenov, S. Dyadechkin, B. Punsly,* Science 80, 305, 978–980 (2004).
18. *Y. Lyubarsky,* Astrophys. J. 897, 1 (2020).
19. *M. Lyutikov,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 346, 540–554 (2003).
20. *M. Hesse, P. A. Cassak,* J. Geophys. Res. Sp. Phys., in press, doi:10.1029/2018JA025935.
21. *C. T. Russell, M. A. Saunders, J. L. Phillips, J. A. Fedder,* J. Geophys. Res. 91, 1417 (1986).
22. *O. Price, G. H. Jones, J. Morrill, M. Owens, K. Battams, H. Morgan, M. Drückmuller, S. Deiries,* Icarus 319, 540–557 (2019).
23. *Л. В. Франк, А.Г., Артемьев, А.В., Зеленый,* ЖЭТФ 150, 807–825 (2016).
24. *S. Y. Bogdanov, G. V. Dreĭden, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, A. G. Frank,* Plasma Phys. Reports 32, 1034–1046 (2006).
25. *N. Katz, J. Egedal, W. Fox, A. Le, J. Bonde, A. Vrublevskis,* Phys. Rev. Lett. 104, 255004 (2010).
26. *W. Fox, F. Sciortino, A. v. Stechow, J. Jara-Almonte, J. Yoo, H. Ji, M. Yamada,* Phys. Rev. Lett. 118, 125002 (2017).
27. *J. D. Hare, L. Suttle, S. V. Lebedev, N. F. Loureiro, et L.,* Phys. Rev. Lett. 118, 085001 (2017).
28. *A. Ishizawa, R. Horiuchi,* Phys. Rev. Lett. 95, 045003 (2005).
29. *M. Hesse, T. Neukirch, K. Schindler, M. Kuznetsova, S. Zenitani,* Space Sci. Rev. 160, 3–23 (2011).
30. *S. V Bulanov,* Plasma Phys. Control. Fusion. 59, 014029 (2017).
31. *K. Burdonov, A. Fazzini, V. Lelasseux, J. Albrecht, et al.,* Matter Radiat. Extrem. 6, doi:10.1063/5.0065138 (2021).
32. *А. Г. Франк,* Успехи физических наук. 53, 941–947 (2010).
33. *Y. H. Liu, P. Cassak, X. Li, M. Hesse, S. C. Lin, K. Genestreti,* Commun. Phys. 2022 51, 5, 1–9 (2022).
34. *J. Qiu, W. Liu, N. Hill, M. Kazachenko,* Astrophys. J. 725, 319–330 (2010).
35. *K. J. Trattner, J. S. Mulcock, S. M. Petrinec, S. A. Fuselier,* Geophys. Res. Lett. 34, L03108 (2007).
36. *M. Yamada, J. Yoo, J. Jara-Almonte, H. Ji, R. M. Kulsrud, C. E. Myers,* Nat. Commun. 5, doi:10.1038/ncomms5774 (2014).
37. *É. Falize, C. Michaut, S. Bouquet,* Astrophys. J. 730, 96 (2011).
38. *L. Willingale, P. M. Nilson, M. C. Kaluza, A. E. Dangor, et al.,* Phys. Plasmas. 17, doi:10.1063/1.3377787 (2010).
39. *S. Bolaños, A. Sladkov, R. Smets, S. N. Chen, et al., J. Fuchs,* Nat. Commun. 13, 6426 (2022).
40. *P. M. Nilson, L. Willingale, M. C. Kaluza, C. Kamperidis, et al.,* Phys. Rev. Lett. 97, 255001 (2006).
41. *B. K. F. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price, R. Shepherd, et al.,* Rev. Sci. Instrum. 69, 4049–4053 (1998).
42. *W. Fox, A. Bhattacharjee, K. Germaschewski,* Phys. Rev. Lett. 106, 215003 (2011).
43. *W. Fox, A. Bhattacharjee, K. Germaschewski,* Phys. Plasmas. 19, doi:10.1063/1.3694119 (2012).
44. *M. Øieroset, T. D. Phan, R. Ergun, N. Ahmadi, et al.,* Phys. Plasmas. 28, doi:10.1063/5.0072182 (2021).
45. *D. I. Pontin, E. R. Priest* Magnetic reconnection: MHD theory and modelling (Springer International Publishing; vol. 19, 2022).
46. *Y. Kuramitsu, T. Moritaka, Y. Sakawa, T. Morita, et al.,* Nat. Commun. 9, 5109 (2018).

47. *W. Liu, Q. Chen, V. Petrosian,* Astrophys. J. 767, 168 (2013).

48. *G. Fiksel, W. Fox, A. Bhattacharjee, D. H. Barnak, P.- Y. Chang, K. Germaschewski, S. X. Hu, P. M. Nilson,* Phys. Rev. Lett. 113, 105003 (2014).

49. *J. Zhong, Y. Li, X. Wang, J. Wang, Q. Dong, et al.,* Nat. Phys. 6, 984–987 (2010).

50. *W. Daughton, J. Scudder, H. Karimabadi,* Phys. Plasmas. 13, doi:10.1063/1.2218817 (2006).

51. *F. Ebrahimi, R. Raman,* Phys. Rev. Lett. 114, 205003 (2015).

52. *K. Sakai, T. Moritaka, T. Morita, K. Tomita, et al.,* Sci. Rep. 12, 10921 (2022).

53. *Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, J. N. Waugh, C. D. Gregory, T. Morita, S. Dono, H. Aoki, H. Tanji, B. Loupias, M. Koenig, N. Woolsey, H. Takabe,* Astrophys. J. 707, L137–L141 (2009).

54. *P. M. Nilson, L. Willingale, M. C. Kaluza, C. Kamperidis, et al.,* Phys. Plasmas 15, doi:10.1063/1.2966115 (2008).

55. *Q.-L. Dong, S.-J. Wang, Q.-M. Lu, C. Huang, et al.,* Phys. Rev. Lett. 108, 215001 (2012).

56. *C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje, J. R. Rygg, R. D. Petrasso, R. P. J. Town, O. L. Landen, J. P. Knauer, V. A. Smalyuk,* Phys. Rev. Lett. 99, 055001 (2007).

57. *X. X. Pei, J. Y. Zhong, Y. Sakawa, Z. Zhang, et al.,* Phys. Plasmas 23, doi:10.1063/1.4944928 (2016).

58. *A. Chien, L. Gao, S. Zhang, H. Ji, E. G. Blackman, et al.,* Nat. Phys. 192, 19, 254–262 (2023).

59. *J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse, J. C. Gauthier, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko,* Phys. Scr. 53, 645–647 (1996).

60. *A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, et al.,* Phys. Scr. 50, 333–338 (1994).

61. *S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, M. A. Alkhimova, G. V. Pokrovskii, et al.,* JETP Lett. 105, 13–17 (2017).

62. *S. N. Ryazantsev, A. S. Martynenko, M. V Sedov, I. Y. Skobelev, et al.,* Plasma Phys. Control. Fusion. 64, 105016 (2022).

63. *M. A. Alkhimova, A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, T. A. Pikuz, et al.,* Opt. Express. 25, 29501 (2017).

64. *E. D. Filippov, K. F. Burdonov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev,* Symmetry (Basel) 14, 1–21 (2022).

65. *E. D. Filippov, S. S. Makarov, K. F. Burdonov, W. Yao, et al.,* Sci. Rep. 11, 8180 (2021).

66. *E. D. Filippov, M. Khan, A. Tentori, P. Gajdos, et al.,* Matter Radiat. Extrem. 8, 065602 (2023).

67. *V. M. Dyakin, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov, J. Wolowski, E. Woryna, P. Parys, T. Pisarczyk,* Quantum Electron. 25, 690–694 (1995).

68. *C. Y. Chien, J. C. Kieffer, O. Peyrusse, D. Gilles, M. Chaker, J. S. Coe, G. Mourou, Y. Beaudoin,* Opt. Lett. 18, 1535 (1993).

69. *Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe, G. Mourou,* Phys. Plasmas 2, 1702–1711 (1995).

70. *V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, A. Y. Faenov,* J. Sov. Laser Res. 6, 85–290 (1985).

71. *C. Kaur, S. Chaurasia, N. Singh, J. Pasley, S. Aggarwal, M. Mohan,* Phys. Plasmas 26, doi:10.1063/1.5051758 (2019).

72. *G. V. Brown, P. Beiersdorfer, D. A. Liedahl, K. Widmann, S. M. Kahn, E. J. Clothiaux,* Astrophys. J. Suppl. Ser. 140, doi:10.1086/339374 (2002).

73. *E. V. Marley, D. A. Liedahl, M. B. Schneider, R. F. Heeter, et al.,* Rev. Sci. Instrum. 89, 1–5 (2018).

74. *J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. R. Woodruff, D. R. Welch, B. V. Oliver, T. A. Melhorn, R. B. Campbell, T. A. Mehlhorn, R. B. Campbell* Proc. Inert. Fusion Sci. Appl. (American Nucl. Soc. La Grange Park, IL, 1–4, 2003).

75. *E. D. Filippov, I. Y. Skobelev, G. Revet, S. N. Chen, B. Khiar, A. Ciardi, D. Khaghani, D. P. Higginson, S. A. Pikuz, J. Fuchs,* Matter Radiat. Extrem. 4, doi:10.1063/1.5124350 (2019).

76. *B. Khiar, G. Revet, A. Ciardi, K. Burdonov, et al.,* Phys. Rev. Lett. 123, 205001 (2019).

ON THE POSSIBILITY OF STUDYING THE EFFECT OF MAGNETIC RECONNECTION IN A LABORATORY ASTROPHYSICAL EXPERIMENT USING X-RAY EMISSION L-SPECTRA OF MULTIPLY CHARGED IONS

M. A. Alkhimova*, S. S. Makarov, I. Yu. Skobelev, S. N. Ryazantsev, E. D. Filippov

Joint Institute for High Temperature of RAS, Moscow, Russia

**E-mail: maryalkhimova@ihed.ras.ru*

The paper considers the application of X-ray spectroscopy with high spatial resolution for investigation of magnetic reconnection in laboratory astrophysical experiments carried out on laser facilities of nano- and pico-second duration at moderate laser intensity on the target $<10^{18}$ W/cm^2. A brief overview of commonly used experimental schemes is given. We present atomic kinetic calculations for the spectra from the L-shells of Ne- and F-like iron ions (Fe, $Z = 26$), which demonstrate the high sensitivity of the spectra to changes in plasma parameters. An analysis of the range of applicability of various diagnostic approaches to assessing the electron temperature and laser plasma density is carried out. It is shown that transition lines in Ne-like ions are a universal tool for measuring plasma parameters, both in the region of laser interaction with the target and in the reconnection zone.

Keywords: X-ray spectroscopy, high power laser matter interaction, magnetic reconnection, laboratory astrophysics

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 311–320

МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ЛАЗЕРНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. В. С. Беляев[1], В. П. Крайнов[2,*], А. П. Матафонов[1]

[1]АО «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения», Королев, Россия

[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

**E-mail: vpkrainov@asc.rssi.ru*

Поступила в редакцию 27.12.2023 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

Дан краткий обзор результатов экспериментального моделирования космических джетов в сверхсильных магнитных полях лазерной релятивистской плазмы. Отмечается, что развитие циклотронной неустойчивости с генерацией циклотронного излучения играет ключевую роль в ряде процессов в плазме с магнитным полем: самолокализации плазмы в виде солитонов, преобразовании вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронном ускорении заряженных частиц, разделении (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

Ключевые слова: лабораторная астрофизика, астрофизические джеты, лабораторное моделирование, лазерная установка

DOI: 10.31857/S0004629924040022 **EDN:** KGBUSG

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторная астрофизика является одним из актуальных и быстро развивающихся направлений научных исследований. Созданная в АО «ЦНИИмаш» лазерная установка стала экспериментальной основой работ в институте по лабораторной астрофизике. Эксперименты проводились с 10-и тераваттным уровнем мощности при следующих параметрах лазерного импульса: энергия до 15 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.0 пикосекунды, контраст лазерного излучения порядка 10^8. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивала концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и пиковую интенсивность излучения порядка 5×10^{18} Вт/см^2. При воздействии такого мультитераваттного лазерного излучения на вещество возникает плазма с уникальными параметрами — температурой ионов порядка миллиарда кельвинов, энергией протонов уровня мегаэлектронвольт (10^6 эВ), магнитным полем более ста мегагаусс (10^8 Гс) и соответствующим давлением порядка сотен миллионов атмосфер.

Общий вид пикосекундной лазерной установки представлен на рис. 1.

Схема проведения экспериментов представлена на рис. 2.

Одним из направлений работ, проведенных на установке, является динамика мощных потоков плазмы в магнитных полях. Интерес к проблемам динамики мощных потоков плазмы в магнитных полях обусловлен рядом актуальных связанных с ней проблем фундаментальной и прикладной физики. Среди таких проблем: природа образования, процесс трансформации энергии, механизм устойчивости астрофизических джетов; генерация мощных потоков плазмы как основы принципиально новых высокоэффективных технологий, в том числе

Рис. 1. Общий вид лазерной установки.

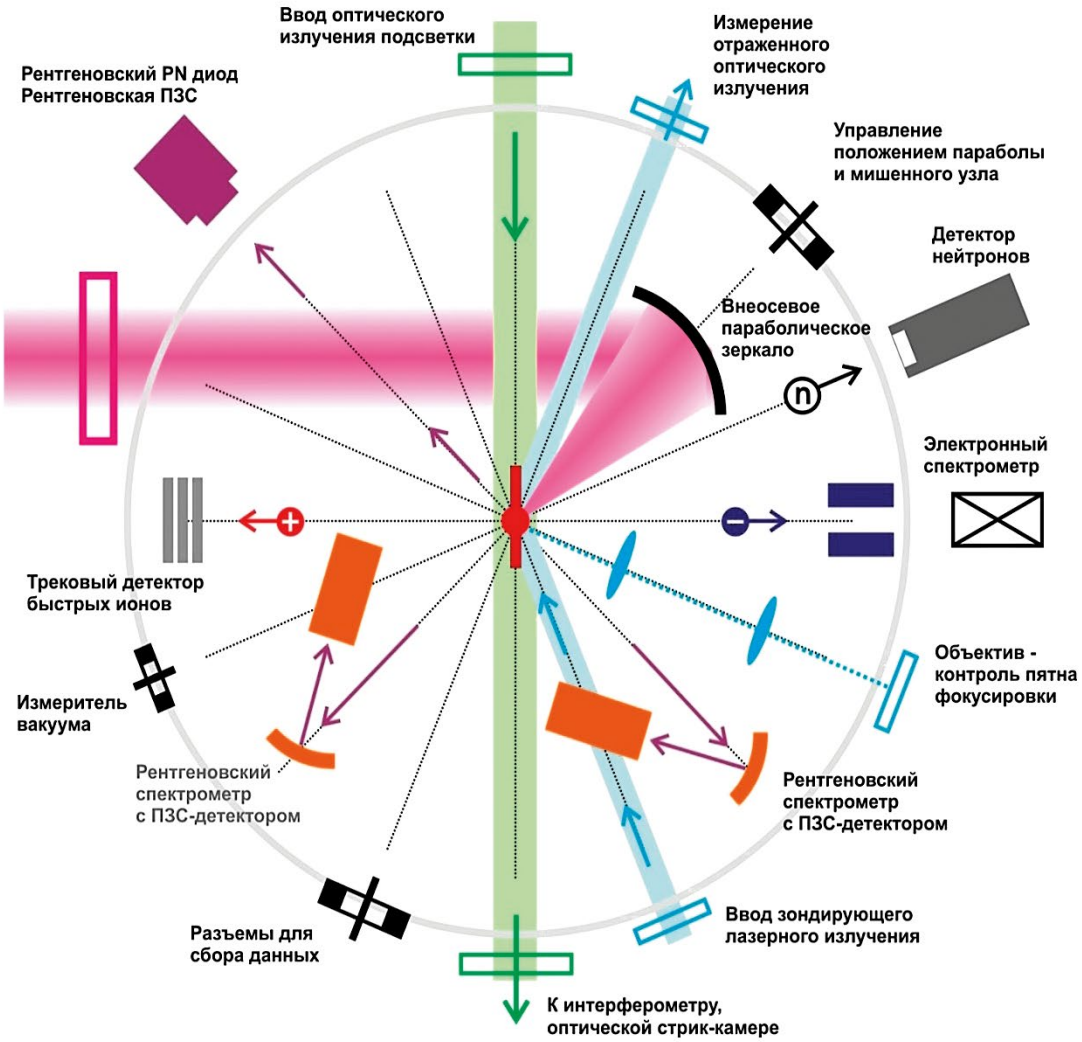


Рис. 2. Схема проведения экспериментов, вакуумной камеры, измерительной аппаратуры и лазерного пучка [1].

ракетных двигательных; перспективность применения замагниченных плазменных структур в качестве драйвера ядерных реакций синтеза. Все эти проблемы объединены большой, часто определяющей, ключевой ролью магнитного поля в плазменных процессах, сильно различающихся по пространственным и временным масштабам.

Физическое моделирование динамических процессов генерации и трансформации мощных потоков плазмы в магнитных полях успешно осуществляется в лабораторных условиях на физических установках, среди которых выделяются высокоинтенсивные лазеры и установки типа «плазменный фокус». Моделирование астрофизических джетов является одним из основных направлений работ, проводимых на этих установках [2]. Моделирование такого сложного многогранного явления, как астрофизический джет, возможно путем поэтапного рассмотрения процессов их образования, структурирования, ускорения, трансформации энергии, устойчивого распространения на большие расстояния. Проблема «центральной машины», т. е. источника энергии джетов, при этом не затрагивается.

Работа является продолжением недавно опубликованных работ [1, 3], в которых представлены экспериментальные и теоретические результаты моделирования астрофизических джетов на лазерной установке. В работе [1] исследовалась структура поперечного сечения, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка 5.7×10^{18} Вт/см^2. При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная 0.05°. Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных

использована модель пересоединения магнитных силовых линий Свита-Паркера. Отмечается ключевая роль в магнитном пересоединении процесса аномальной диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий. Малая величина времени пересоединения ($\tau = 2 \times 10^{-10}$ с) обусловлена большим значением коэффициента диффузии Бома. С учетом этого процесс пересоединения Свита-Паркера уже нельзя считать медленным. Тем не менее время пересоединения силовых линий велико по сравнению с длительностью лазерного импульса, так что все эффекты протекают уже после его завершения. Полученное значение скорости истечения, равное альфвеновской скорости втекания плазмы в узкий токовый (диффузионный) слой, в котором происходит процесс перезамыкания магнитных линий, хорошо согласуется с экспериментальным значением скорости протонов с энергией 2.9 МэВ.

Использование методов магнитного пересоединения позволяет с хорошей точностью оценить энергию ускоренных в процессе пересоединения заряженных частиц, однако эта теория не дает информации о трехмерной пространственной структуре плазменных образований и магнитных полей, генерируемых в области пересоединения.

Пространственная структура плазменных потоков в магнитных полях лазерной плазмы исследовалась в работе [3]. Рассмотрено образование равновесных плазменных образований в тонкой токовой струе, возникающей в результате магнитного пересоединения в условиях эксперимента работы [1]. Равновесным плазменным образованиям отвечает бессиловое магнитное поле и решение задачи сводится к решению уравнения Грэда-Шафранова [4, 5], которое описывает тороидальные плазменные структуры с винтовым магнитным полем. Экспериментально наблюдаемая [1] в сечении плазменного потока кольцевая структура соответствует тороидальной равновесной плазменной конфигурации, которая возникает в сильных магнитных полях лазерной плазмы. Численные расчеты в условиях эксперимента на установке показали, что при определенных значениях полоидального магнитного поля возможно возникновение кольцевых структур [2].

Полученные в работе [3] трехмерные изображения этих конфигураций при разных значениях параметра A, характеризующего магнитный поток через площадь, перпендикулярную к оси тороидальной конфигурации, показаны на рис. 3.

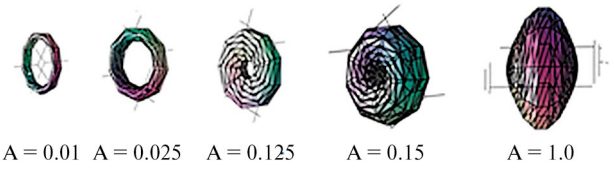


Рис. 3. Тороидальные равновесные плазменные конфигурации при разных значениях магнитного потока, проходящего через сечение тора [3].

Взаимодействие таких плазменных структур космических джетов с межзвездным газом может приводить к образованию объектов Хербига-Аро. Современное состояние исследований этих астрофизических объектов представлено в обзорной работе [6].

Лазерная плазма, инициируемая одиночным лазерным импульсом, генерирует одиночную тороидальную равновесную плазменную структуру (в работе [8] она была классифицирована как альфвеновский солитон). Термин альфвеновский солитон был впервые введен в работе [9]; он был использован при описании плазменных структур в виде тороидальных солитонов, бегущих вдоль магнитного поля со скоростью Альфвена [10].

В работе [8] предположено, что в случае наличия мощного постоянного источника энергии, в условиях сильного магнитного поля может реализоваться автоколебательный режим, приводящий к последовательности таких солитонов, следующих друг за другом. Это предположение требует обоснования на основе физического механизма возникновения такого режима космического джета. Возможный механизм такой стратификации предложен ниже в настоящей статье.

В работе [3] предложена модель астрофизических токовых струй (джетов), состоящих из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур. Устойчивостью таких равновесных плазменных структур, их солитонным характером, может быть объяснена устойчивость космических джетов и распространение их с малой расходимостью на большие астрономические расстояния.

Автоколебаниями являются вынужденные незатухающие колебания в реальных системах, период и амплитуда которых не зависят от характера внешнего воздействия, а определяются свойствами самой автоколебательной системы. Подтверждением генерации релятивистских токовых струй в режиме автоколебаний может быть снятая с высоким разрешением дискретная структура токовой струи космического джета [11].

Частным случаем режима автоколебаний в гидродинамике является течение Куэтта — устойчивое

состояние с последовательностью осесимметричных тороидальных вихрей, известных как вихри Тейлора [12]. Далее в настоящей статье на основе течения Куэтта будет рассмотрено образование дискретной структуры (стратификация) токовой струи космического джета.

2. АЛЬФВЕНОВСКАЯ ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ КОСМИЧЕСКОГО ДЖЕТА

Вращение космических джетов является их неотъемлемой физической характеристикой, играющей важную роль в процессах образования, трансформации, устойчивости джетов. Развитие наблюдательной астрофизики с высоким пространственным разрешением с использованием наземных средств радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), а также космических телескопов позволило достоверно обнаружить вращение как релятивистских, так и нерелятивистских космических джетов. Вращение струи галактики M 87 экспериментально наблюдалось в работе [13] на базе результатов, полученных с помощью комплекса телескопов ALMA (Atacama Large Millimeter Array), самого большого на Земле. Результаты прямого наблюдения вращения струйных выбросов молодых звезд с использованием телескопа «Хаббл» представлено в работе [14].

Анизотропность распределений частиц по скоростям, как следствие вращения, может приводить к самопроизвольному возбуждению различных колебаний плазмы — кинетическим неустойчивостям. К кинетическим неустойчивостям в замагниченной плазме с анизотропным распределением частиц по скоростям относится неустойчивость с развитием на циклотронной частоте ионов (электронов) — так называемая циклотронная неустойчивость, приводящая к генерации электромагнитных волн, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля [15].

При этом особую важность в случае непрерывного течения, например, джета, приобретает рассмотрение процесса передачи вдоль поля крутящего момента. В результате этого процесса образуется вихревое циклотронное вращение ионов в образованном полоидальном поле. Этот процесс образования аксиального компонента магнитного поля и циклотронного вращения в нем ионов носит характер развития кинетической неустойчивости, известной как альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН) [16].

Физический смысл альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости состоит в том, что начальная анизотропия частиц по скоростям приводит к возникновению токов, усиливающих аксиальную составляющую магнитного поля. Таким образом, начальная анизотропия является причиной возникновения положительной обратной связи в плазме и ведет к развитию неустойчивости. Такой начальной анизотропией в случае космических струй — джетов может служить вращательная составляющая скорости струи в основании джета.

Альфвеновская циклотронная неустойчивость, возникающая при анизотропном распределении частиц по скоростям в плазме, имеет много общего в процессах генерации и усиления магнитного поля с неустойчивостью Вайбеля. Развитием неустойчивости Вайбеля, в частности, объясняется генерация сильного магнитного поля в скин-слое при лазерном воздействии на поверхность твердой мишени [17, 18]. Неустойчивость Вайбеля возникает в отсутствие магнитного поля в плазме с анизотропным распределением частиц. Такая анизотропия возникает в процессе ионизации атомов и атомарных ионов сверхсильным лазерным полем. Большинство электронов вылетает вдоль направления вектора напряженности электрического поля линейно поляризованной лазерной волны.

Обоснование тождественности механизмов плазменных неустойчивостей Вайбеля и альфвеновской циклотронной проведено в работе [19]. Показано, что анизотропное распределение частиц по скоростям в плазме, находящейся в магнитном поле, в системе отсчета, вращающейся вместе с частицами, например, ионами, приводит к неустойчивости Вайбеля. Рассмотрение этой неустойчивости Вайбеля в неподвижной системе отсчёта приводит к альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость — это вайбелевская, филаментационная неустойчивость, происходящая во вращающейся системе отсчета [19]. Неустойчивость Вайбеля является частным случаем альфвеновской ионной циклотронной неустойчивости в пределе нулевого внешнего магнитного поля.

Развитие циклотронной неустойчивости с генерацией циклотронного излучения играет ключевую роль в ряде процессов в плазме с магнитным полем.

Способность циклотронных волн к самолокализации в виде солитонов с достижением большой плотности волновой энергии отмечалась в работе [20]. Значительная плотность энергии коле-

баний электрического поля в солитоне может приводить к нагреву и аномальному сопротивлению. При этом энергия колебаний солитонного электрического поля посредством циклотронного резонанса переходит в поперечную кинетическую энергию захваченных электронов или ионов. Физическая сущность таких солитонов имеет много общего с конфигурациями обращенного магнитного поля (FRC — field reversed configuration) [21]. Конфигурация с FRC представляет собой тип плазменного устройства, активно изучаемого как средство реализации ядерного синтеза и как средство ускорения плазмы. В FRC плазма имеет форму стабильного тора.

Кроме способности циклотронных волн к самолокализации в виде солитонов, интерес к циклотронной неустойчивости применительно к космическим джетам, как будет показано ниже в настоящей статье, обусловлен ее ключевой ролью в процессах преобразования вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронного ускорения заряженных частиц, разделения (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

3. ЦИКЛОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ СТРУИ ДЖЕТА В ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ

Описание релятивистских джетов требует учета релятивистских факторов. В связи с этим при построении модели джетов представляет интерес рассмотрение релятивистского движения отдельной заряженной частицы в поле гармонической плоской волны при наличии однородного магнитного поля, параллельного направлению плоской волны. Наличие такого аксиального компонента магнитного поля с циклотронным вращением в нем ионов представляет интерес в связи с резонансом, возникающим при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты.

Рассмотрим общий случай циклотронного вращения релятивистской заряженной частицы в поле электромагнитной волны и случай резонанса при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты вращения частицы.

Движение заряда с учетом релятивизма в поле плоской монохроматической волны при разных поляризациях рассмотрено в работе [22]. Показано, что в поле поляризованной по кругу волны заряд движется в плоскости поляризации волны по окружности с постоянным по величине импульсом. Покажем, что составляющая скорости частицы, перпендикулярная этой плоскости, т. е. по направлению распространения волны, возникает при рассмотрении релятивистского движения частицы в поле электромагнитной волны.

Релятивистское уравнение механики для частицы массой m имеет вид [22, 23]

$$mc^2 \frac{dU^\upsilon}{d\sigma} = F^\upsilon, \tag{1}$$

где $U^\upsilon = \dfrac{dx^\upsilon}{d\sigma}$ — четырехвектор скорости, $d\sigma$ — интервал в покоящейся системе отсчета:

$$(d\sigma)^2 = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right),$$

t — время по часам, покоящимся в этой системе отсчета, F^υ — четырехвектор силы.

Отделяя пространственную и временную части уравнения (1) и выражая четырехвектор силы через обычную силу Ньютона в электромагнитном поле, получим уравнения релятивистской механики

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}\right\} = e\left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right), \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}\right\} = e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}. \tag{3}$$

Уравнение (2) с учетом соотношения между векторами электрического и магнитного полей плоской волны, распространяющейся в направлении единичного вектора n

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c}\mathbf{n} \times \mathbf{E}, \tag{4}$$

преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}\right) = \frac{e}{m_0}\left(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c\right)\mathbf{E} + \frac{e}{m_0 c}\left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}\right) \cdot \mathbf{n}. \tag{5}$$

Умножая обе части этого уравнения на $\mathbf{n}$, получим уравнение

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\boldsymbol{n}\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}\right) = \frac{e}{m_0 c}\left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}\right), \tag{6}$$

которое, совместно с уравнением (3) приводит к соотношению (интегралу (инварианту) движения)

$$\lambda \equiv \frac{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \text{const}. \qquad (7)$$

Полученный интеграл движения показывает появление составляющей скорости частицы, перпендикулярной плоскости поляризации электромагнитной волны, т. е. по направлению распространения волны. С ростом абсолютного значения скорости в знаменателе (7) растет величина $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c$ в числителе, т. е. составляющая скорости частицы по направлению распространения волны. Такое преобразование вращательного движения частицы в поступательное возникает при рассмотрении движения частицы в поле электромагнитной волны и является релятивистским эффектом, проявляющимся при любых скоростях. В работе [24] отмечалось, что преобразование энергии вращения в энергию поступательного движения играет важную роль в процессах выброса потоков плазмы, которые происходят на Солнце.

Задача о плоской произвольно поляризованной электромагнитной волне, распространяющейся в направлении $\mathbf{n}$ при наложении магнитного поля $\boldsymbol{B}_0 = B_0 \boldsymbol{n}$, рассмотрена в работе [26]. Теперь в правую часть уравнения (3) необходимо ввести дополнительный член $\left(e/m_0\right)\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$. Уравнение (6) при этом остается в силе, в нем остается постоянной величина λ. Решение задачи для волны с круговой поляризацией приводит к выводу о росте в условиях резонанса, возникающем при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты, абсолютного значения скорости частицы и стремлении при этом скорости частицы в направлении $\boldsymbol{n}$ к скорости света. Это стремление скорости частицы в направлении $\boldsymbol{n}$ к скорости света при росте скорости $\mathbf{v}$ непосредственно следует из уравнения (7), как показано на приводимом на рис. 4 графике $f(\beta)$, где $f = \cos(\boldsymbol{n}, \mathbf{v})$, $\beta = v/c$. Полагая в соотношении (7) $\lambda = 1$ (при $v = 0$, $\lambda = 1$), получим

$$f(\beta) = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}; 0 < \beta < 1. \qquad (8)$$

Скалярное произведение $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c$ равно произведению $\beta \times \cos\alpha$, где α — питч-угол, угол между

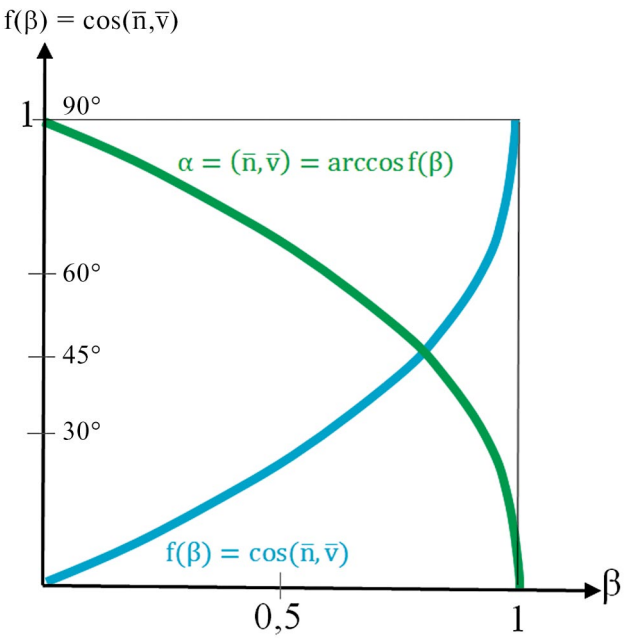


Рис. 4. Зависимость питч-угла и его косинуса от абсолютной скорости частицы.

векторами скорости частицы и магнитного поля, параллельного в данном случае направлению плоской электромагнитной волны. С ростом скорости частицы $\cos\alpha$ как функция скорости $\cos\alpha = f(\beta)$ растет, как показано на рис. 4, а питч-угол уменьшается. Питч-угол в данном случае характеризует близость магнитной конфигурации к бессиловой, при возрастании скорости этот угол стремится к нулю, что соответствует стремлению к бессиловой магнитной конфигурации — совпадению направлений магнитного поля и электрического тока.

Интеграл движения (7) не зависит от массы и заряда частицы, имеет одинаковый вид для ионов и электронов. Движение электронов и ионов в альфвеновской волне происходит одинаково, плазма ведет себя как единая жидкость. Качественно задача о циклотронном вращении в поле электромагнитной волны одинакова для любой заряженной частицы, например, протона и электрона. В частности, результаты исследования циклотронного механизма ускорения электронов в поле лазерной волны в присутствии продольного магнитного поля [26] могут быть использованы для выявления характеристик процесса ускорения протонов в поле электромагнитной волны при их циклотронном вращении в аксиальном магнитном поле. В работе [26] показано, что в циркулярно-поляризованном лазерном поле в присутствии продольного магнитного поля воз-

можен непрерывный эффективный набор энергии резонансными электронами, когда циклотронная частота электрона в квазистационарном магнитном поле становится равной частоте лазерного излучения. Анализ проводился на основе исследования уравнений движения электрона в поле лазерной волны и постоянном магнитном поле, поскольку столкновениями электронов при релятивистских энергиях можно пренебречь. Показано, что релятивистское уравнение движения электрона (1) приводит к интегралу движения, который связывает энергию электрона и его продольный импульс, что позволяет решить уравнение (1) аналитически и получить выражение для скорости вдоль магнитного поля, аналогичное выражению (7). Наличие инвариантов движения частиц в релятивистской и нерелятивистской бесстолкновительной плазме, как отмечалось в работе [27], позволяет аналитически исследовать нелинейные нейтральные токовые локализованные структуры. Можно сказать, что развитие процесса циклотронного ускорения электронов в поле лазерной волны и в присутствии магнитного поля носит характер развития электронно-циклотронной неустойчивости. Аналогичное рассмотрение для ионно-циклотронной неустойчивости предсказывает эффективный непрерывный набор энергии ионов вдоль магнитного поля при их циклотронном вращении.

4. СТРАТИФИКАЦИЯ ТОКОВОЙ СТРУИ КОСМИЧЕСКОГО ДЖЕТА

Наблюдение космических джетов с высоким пространственным разрешением, проводимое космическими и наземными телескопами, показывает, что определенная протяженная область джета представляет собой не сплошной поток вещества, а последовательность отдельных изолированных друг от друга пространственных структур. Так, на фото космического телескопа «Хаббл» молодого объекта HH 24, находящегося в комплексе молекулярных облаков Орион В, запечатлены два узких противоположно направленных джета, создающие на своем пути серию светящихся изолированных структур [28]. Другой объект (протозвезда) HH 212 из созвездия Ориона наблюдался в инфракрасном диапазоне Европейской южной обсерваторией, телескопы которой расположены в северной части Чили. На полученных изображениях джета этого объекта четко различима дискретная структура части его струй [28]. В настоящий момент HH 212 активно поглощает материал из молодого диска аккреции, радиус которого составляет примерно 60 астрономических единиц.

Стратификация струйного течения (джета) с образованием тороидальных тейлоровских вихрей допускает теоретическое представление на базе использования результатов исследований течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами [12]. Критерий устойчивости такого движения, определяемый частотами вращения цилиндров и их размерами, получен Г. И. Тейлором (G. I. Taylor) в 1923 г. Потеря течением устойчивости (если критерий устойчивости не выполняется) приводит к возникновению другого, тоже стационарного течения. Оно представляет собой тороидальные вихри (их называют тейлоровскими), регулярно расположенные вдоль длины цилиндров [12]. Они заполняют все пространство между цилиндрами, направления их вращения чередуются. Отмечается, что потеря устойчивости периодическим движением, сопровождающаяся образованием двумерного тора, типична для гидродинамики [12]. При анализе устойчивости потока в рассматриваемой системе между цилиндрами Тейлор получил число, которое позже было названо его именем и которое обусловливает диапазоны критериального параметра устойчивости ламинарного течения и стационарного течения, образованного тейлоровскими вихрями. Число (критерий) Тейлора определяет, как и число Рейнольдса Re, отношение центробежной силы к силам вязкого трения и выражается следующим образом:

$$T = \frac{\Omega^2 r^2 l^2}{\upsilon^2}, \qquad (9)$$

где Ω, r — частота вращения и радиус внутреннего цилиндра, l — зазор между цилиндрами, υ — кинематическая вязкость [29]. Роль кинетической вязкости в задачах магнитной гидродинамики играет коэффициент магнитной диффузии [30] и связанный с ним коэффициент диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий [1].

При превышении критического значения T_1 течение из ламинарного становится неустойчивым, происходит смена устойчивости, возникает устойчивый поток соосных тейлоровских вихрей. При превышении другого критического значения T_2 вихри становятся неустойчивы, при $T > T_3$ возникает турбулентность [31].

Число Тейлора (9) может быть представлено в виде $Re^2 \frac{l^2}{r^2}$, где Re — число Рейнольдса, много большее единицы для космической плазмы. Можно предположить, что при формировании космической струи (джета), значение параметра l

(расстояния между внешним и внутренним диаметрами струи) меняется от нуля до значения порядка характерного поперечного размера джета. При изменении значения числа Тейлора существует диапазон этих значений, в котором реализуется устойчивый поток тейлоровских вихрей [31]. На рис. 5 показан космический джет с последовательностью тейлоровских вихрей.

Возникновение последовательности тейлоровских вихрей (течения Куэтта) в работе [31] классифицируется как развитие стохастических автоколебаний. В книге [32] отмечается, что некоторые особенности образования вихрей Тейлора характерны для самоорганизующихся систем.

Модель течения Куэтта применятся в разного типа задачах исследования устойчивости течений. Модель Куэтта служит основой в работе [33] для изучения крупномасштабных термодинамических природных процессов, формирующихся во вращающихся сферических слоях атмосферы планет при различных динамических и тепловых воздействиях. В этой же работе отмечается, что в случае цилиндрического течения Куэтта, после потери устойчивости основного течения в результате центробежного механизма неустойчивости и с соблюдением принципа смены устойчивости, формируется стационарное осесимметричное вторичное течение в виде бесконечной стопки кольцевых тороидальных вихрей.

Модель Куэтта работает и служит основой исследования устойчивости течений в верхних слоях атмосферы в отсутствие явно выраженных вещественных границ вращающихся сферических слоев атмосферы.

Корректность применения модели цилиндрического течения Куэтта для исследования устойчивости течения космического джета обусловлена существованием поверхностей тангенциального разрыва, т. е. токовых слоев в равновесном магнитном поле.

По определению [34], токовый слой — область плазмы, занятая полем, характерный размер которого значительно меньше типичного размера задачи. В токовом слое градиент поля значительно превышает значение на масштабе задачи и поэтому велика плотность тока. Равновесное магнитное поле в токовом слое приводит к бессиловой конфигурации, которая представляет пример поля с продольным током.

Формирование поверхностей тангенциального разрыва (токового слоя) хорошо изучено [30]. Токовый слой может быть классифицирован как диффузионный слой в моделях магнитного пересоединения, в частности в модели Свита-Паркера. Существенная роль самопроизвольного формирования

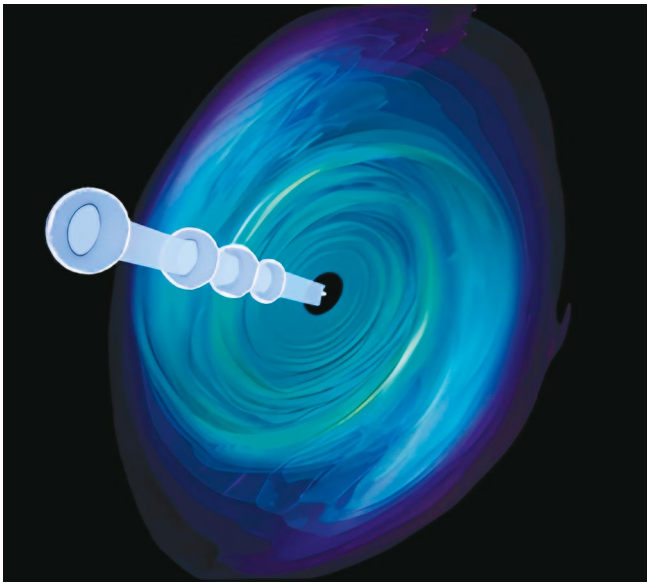


Рис. 5. Космический джет с последовательностью тейлоровских вихрей.

токовых слоев состоит в реализации в них процессов магнитного пересоединения. Максвелловские напряжения, описываемые выражением (1), устремляют поле к состоянию минимально возможной энергии, итогом которого становятся тангенциальные разрывы (токовые слои) [35].

Вихревой характер бессилового магнитного поля следует из его определения [5, 36]

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{B} = K\boldsymbol{B}, \tag{10}$$

где величина K, названная Ю. Пакером «коэффициентом скручивания», является мерой крутящего момента, передаваемого вдоль поля [35].

Уравнение (10) приводит к уравнению Грэда-Шафранова, которое имеет решение в виде вихревых тороидальных бессиловых плазменных структур [3, 4].

Интерес к альфвеновской циклотронной неустойчивости в нашем случае обусловлен возможностью образования вращающихся поверхностей, необходимых для реализации течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами [12]. В случае джета это поверхности тангенциального разрыва или токовые слои. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость развивается на фоне процесса образования токового слоя, их совмещение обеспечивает пространственную конфигурацию, необходимую для реализации течения Куэтта. В области выполнения критерия устойчивости течения Куэтта формируется стационарное осесимметричное течение в виде стопки изолированных

друг от друга кольцевых тороидальных вихрей. Противоположное направление токов в соседних вихрях приводит к их расталкиванию и размытию всей стопки вихрей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены экспериментальные и теоретические результаты моделирования космических джетов потоками протонов на лазерной установке. Исследовалась пространственная структура, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка 5×10^{18} Вт/см^2. При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная 0.05 градуса. Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных использована модель пересоединения магнитных силовых линий Свита-Паркера.

Показано, что экспериментально наблюдаемая в сечении плазменного потока кольцевая структура соответствует тороидальной равновесной плазменной конфигурации, которая возникает в сильных магнитных полях лазерной плазмы.

Показано, что при формировании космических джетов большую роль в ряде процессов может играть альфвеновская циклотронная неустойчивость. Физический смысл альфвеновской циклотронной неустойчивости состоит в том, что начальная анизотропия частиц по скоростям приводит к возникновению токов, усиливающих аксиальную составляющую магнитного поля. Таким образом, начальная анизотропия является причиной возникновения положительной обратной связи в плазме и ведет к развитию неустойчивости. Такой начальной анизотропией в случае космических струй — джетов может служить вращательная составляющая скорости струи в основании джета.

Циклотронная неустойчивость относится к кинетическим неустойчивостям в замагниченной плазме, ее развитие происходит на циклотронной частоте ионов (электронов), что приводит к генерации электромагнитных волн, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля. Показана ключевая роль циклотронной неустойчивости в процессах преобразования вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронного ускорения заряженных частиц, разделения (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

В этой связи рассмотрен с учетом релятивистских факторов общий случай циклотронного вращения релятивистской заряженной частицы в поле электромагнитной волны при наличии однородного магнитного поля, параллельного направлению плоской волны. Рассмотрен также случай резонанса при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты вращения частицы. Полученный интеграл движения показывает появление составляющей скорости частицы, перпендикулярной плоскости поляризации электромагнитной волны, т. е. по направлению распространения волны. Такое преобразование вращательного движения частицы в поступательное возникает при рассмотрении движения частицы в поле электромагнитной волны и является релятивистским эффектом, проявляющимся при любых скоростях. Развитие процесса циклотронного ускорения заряженных частиц в поле электромагнитной волны и в присутствии магнитного поля носит характер развития циклотронной неустойчивости.

Предложена модель образования дискретной структуры (стратификации) струйного течения (джета) с образованием тороидальных тейлоровских вихрей на базе использования результатов исследований течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами. Роль вращающегося цилиндра при этом может играть циклотронное совместно с поступательным движение заряженных частиц, реализуемое при развитии циклотронной неустойчивости. Возникновение последовательности тейлоровских вихрей (течения Куэтта) классифицируется как развитие стохастических автоколебаний. Отмечается, что некоторые особенности образования вихрей Тейлора характерны для самоорганизующихся систем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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-2023-0013).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Г.С. Бисноватому-Когану за ценные дискуссии и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *В. С. Беляев, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров и др.,* ЖЭТФ 160, 474 (2021).
2. *В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов и др.,* Астрон. журн. 95, 171 (2018).

3. *В. С. Беляев, В. С. Загреев, В. П. Крайнов, А. П. Матафонов,* ЖЭТФ 163, 3, 309–320 (2023).
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Электродинамика сплошных сред (М.: Наука, 1982).
5. *В. Д. Шафранов, в сб.* Вопросы теории плазмы (М.: Госатомиздат, вып. 2, 92–131, 1963).
6. *T. P. Ray, J. Ferreira,* New Astronomy Reviews 93, 101615 (2021).
7. *В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин,* УФН 194, № 4, 345–381 (2023).
8. *V. S. Belyaev, A. P. Matafonov and B. V. Zagreev,* Int. J. Mod. Phys. D 27, 10, 1844002 (2018).
9. *А. Б. Михайловский, В. И. Петviашвили, А. М. Фридман,* Письма в ЖЭТФ 24, 53 (1976).
10. *В. И. Петviашвили, О. А. Похотелов* Уединенные волны в плазме и атмосфере (М.: Энергоатомиздат, 200, 1989).
11. *E. C. Hansen, A. Frank, P. Hartigan, and S. V. Lebedev,* Astrophys. J. 837, 143 (2017).
12. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц* Гидродинамика (М.: Наука, 736, 1986).
13. *F. Mertens, et al.,* Astron. and Astrophys. 595, 54 (2016).
14. *D. Coffey, F. Bacciotti, T. P. Ray, et al.,* Astrophys. J. 663, 350 (2007).
15. *В. И. Пистунович,* Атомная энергия 14, 1, 72–81 (1963).
16. *Ю. А. Цидулко, И. С. Черноштанов,* Физика плазмы 40, № 12, 1074–1083 (2014).
17. *V. I. Arefyev, V. S. Belyaev, G. Ferrante, M. Zarcone, V. P. Silin, S. A. Uryupin,* Laser Physics 10(2), 594 (2000).
18. *V. P. Krainov,* J. Phys. B 36, 3187 (2003).
19. *А. С. Дзарахохова, Н. П. Зарецкий, А. В. Максимычев, Л. И. Меньшиков, П.Л. Меньшиков,* УФН 190, № 6, 658–664 (2020).
20. *В. И. Петviашвили, О. А. Похотелов* Уединенные волны в плазме и атмосфере (М.: Энергоатомиздат, 200, 1989).
21. *С. В. Рыжков,* Прикладная физика 1, 47–54 (2016).
22. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц,* Теория поля (М.: Наука, 1988).
23. *А. А. Логунов,* Лекции по теории относительности (М.: Наука, 175, 2002).
24. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммер* Космическая электродинамика (М: Мир, пер. с англ., 1967).
25. *Ф. Клеммоу, Дж. Доуэрти* Электродинамика частиц и плазмы (М.: Мир, пер. с англ., 528, 1906).
26. *В. С. Беляев, О. Ф. Костенко, В. С. Лисица,* Письма в ЖЭТФ 77, 12, 784–787 (2003).
27. *В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, С. В. Тарасов,* УФН 186, №12, 1267–1318 (2016).
28. http://www.spacephys.ru/o-dzhetakh.
29. *М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков* Введение в теорию колебаний и волн (НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 560, 2000).
30. *Э. Прист, Т. Форбс* Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения (М.: Физматлит, 592, 2005).
31. *М. И. Рабинович,* УФН 125, №1, 123–168 (1978).
32. *Г. Хакен* Синергетика (М.: Мир, пер. с англ., 423, 1985).
33. *Н. М. Астафьева,* Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса 3, 1, 245–256 (2006).
34. *С. И. Вайнштейн,* Магнитная гидродинамика космической плазмы и токовые слои (Наука, М. 1985).
35. *Ю. Паркер* Беседы об электрических и магнитных полях в космосе (Изд-во: Регулярная и хаотическая динамика, 208, 2011).
36. *Г. Моффат* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде (М.: Мир, под ред. Я. Б. Зельдовича; пер. с англ., 1980).

MODEL OF ASTROPHYSICAL JETS IN MAGNETIC FIELDS OF LASER RELATIVISTIC PLASMAS

V. S. Belyaev[a], V. P. Krainov[b,*], A. P. Matafonov[a]

[a]*Joint Stock Company «Central Research Institute for Machine Building», Korolev, Moscow Region, Russia*

[b]*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

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

A brief review of the results of experimental modeling of cosmic jets in superstrong magnetic fields of laser relativistic plasma is given. It is noted that the development of cyclotron instability with the generation of cyclotron radiation plays a key role in a number of processes in a plasma with a magnetic field — self-localization of plasma in the form of solitons, conversion of rotational motion of plasma into translational motion, cyclotron acceleration of charged particles, separation (stratification) of a plasma jet into separate plasma formations.

Keywords: laboratory astrophysics, astrophysical jets, laboratory modeling, laser installation

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 321–334

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

© 2024 г. И. Ю. Калашников[1,2,3,*], В. С. Бескин[2,4,5], В. И. Крауз[2]

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

[2]*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*

[3]*Институт автоматизации проектирования Российской академии наук, Москва, Россия*

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

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

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

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

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

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

DOI: 10.31857/S0004629924040039 **EDN:** KFVAKC

1. ВВЕДЕНИЕ

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

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

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

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

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

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

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

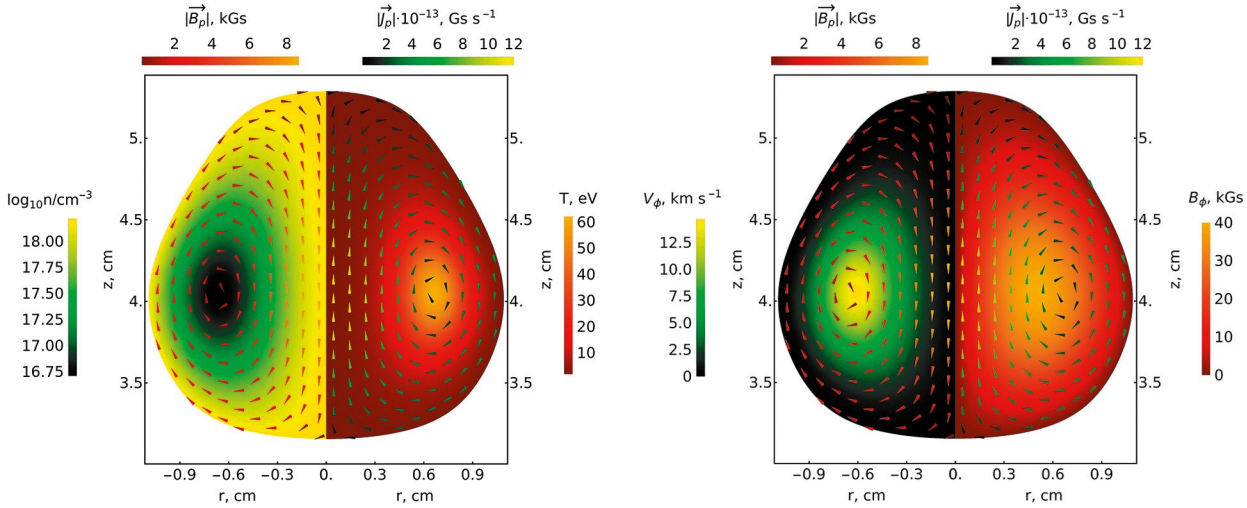


Рис. 1. Распределение концентрации и температуры (слева), тороидальных скорости и магнитного поля (справа) внутри выброса в начальный момент времени. Цветными стрелками показано направление полоидального магнитного поля $\mathbf{B}_p$ на левых половинах, а на правых — плотность электрического тока $\mathbf{J}_p$.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

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

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

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

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Как можно видеть на рис. 1, зоны повышенных температуры и плотности не совпадают между собой: в области с высокой температурой плотность низкая и наоборот. Своим существованием плотные области обязаны протекающему по ним электрическому току, способствующему их сжатию. К настоящему времени нет экспериментальных сведений о конфигурации плазменного выброса сразу после пинчевания, а существование описанной выше структуры выглядит контринтуитивным, т. к. кажется, что повышенной плотности должна сопутствовать повышенная температура. Как уже отмечалось в разделе 1, без подвода энергии извне плазма достаточно быстро охлаждается благодаря радиационным процессам, поэтому при сверхзву-

Таблица 2. Физические параметры начальной конфигурации

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

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

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

Оказалось, что в полученном нами решении уравнения Грэда-Шафранова абсолютная величина полоидальнго магнитного поля порядка тороидального, что противоречит экспериментальным данным, согласно которым оно должно быть значительно меньше. Устранить это расхождение в рамках нашего подхода не представляется возможным, т. к. величина $\eta_0 A$, связанная с полным током I, также ответственна и за геометрию выброса благодаря условию (2). Таким образом, достичь требуемых значений $|\mathbf{B}_p|$, сохраняя при этом характерные размеры выброса около сантиметра, представляется невозможным. Поэтому, в начальных условиях значения $\mathbf{B}_p$, и, соответственно, $\mathbf{v}_p$, были искусственно занижены в семь раз, что отображено в табл. 2. Как показало моделирование, это незначительно изменило динамику джета, сделав его менее широким вследствие уменьшения отталкивания противоположно направленных токов. Для нахождения конфигурации, более точно соответствующей экспериментальным данным, необходимо, по-видимому, находить решение уравнения Грэда-Шафранова с нелинейной зависимостью $I(\Psi)$, что выходит за рамки данной работы.

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

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Динамика распространения выброса

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

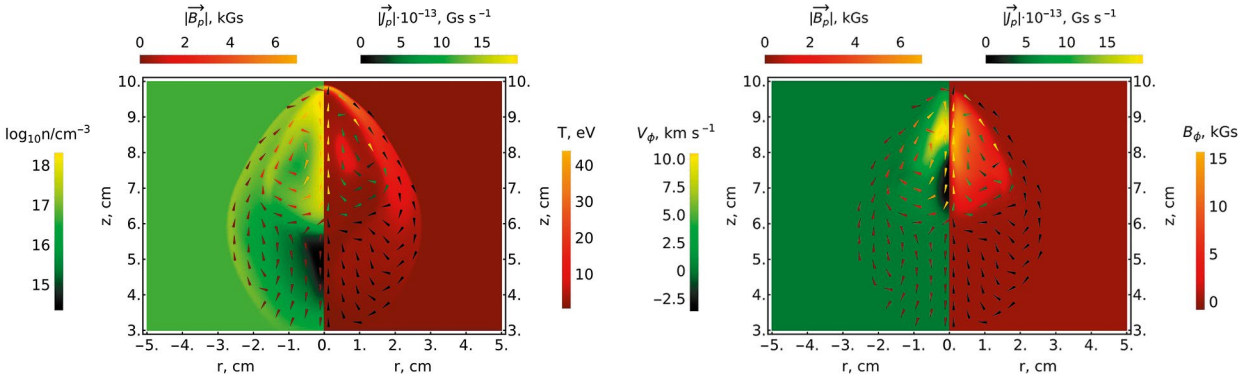


Рис. 2. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 0.4$ мкс.

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

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

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

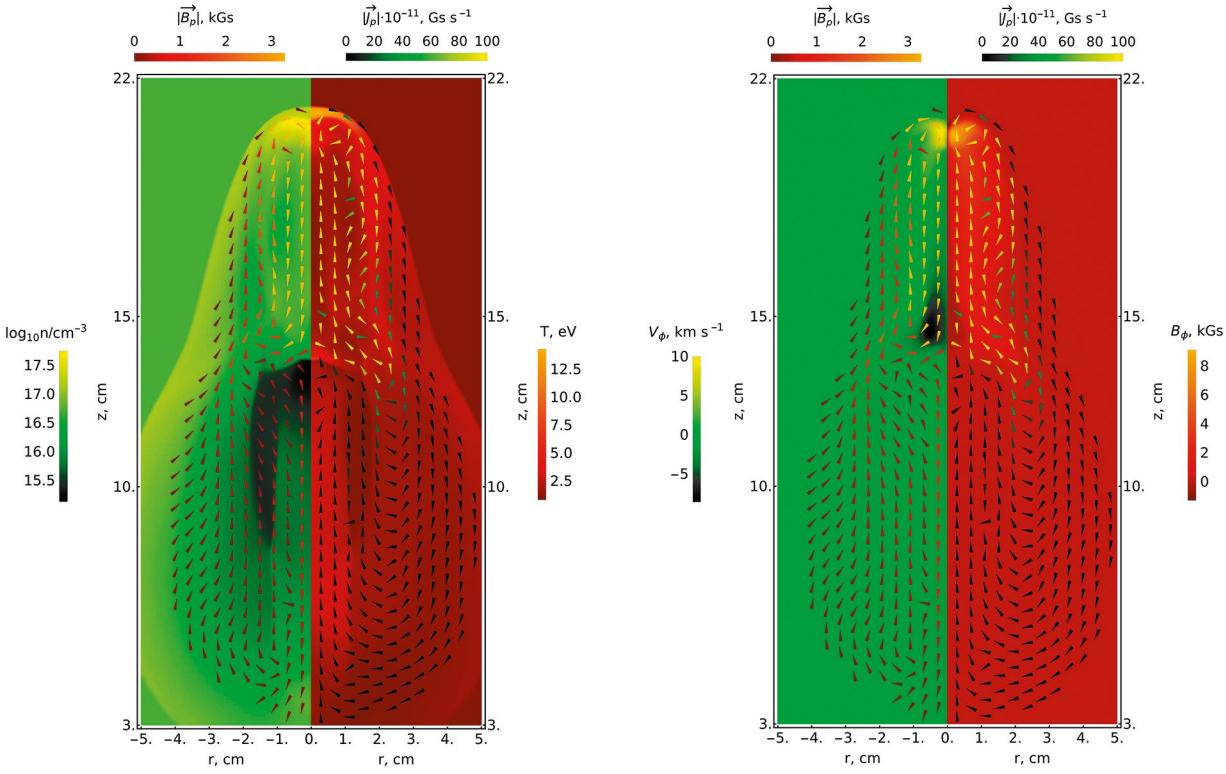


Рис. 3. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 1.9$ мкс.

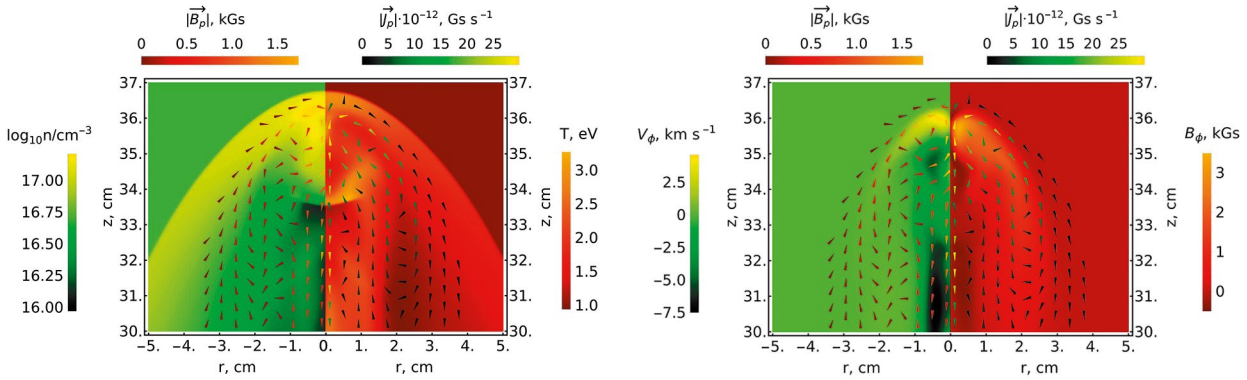


Рис. 4. То же что на рис. 1, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 6.4$ мкс.

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

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

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

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

3.2. Синтетические сигналы магнитных зондов

Представляет интерес сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. На установке ПФ-3 были выполнены достаточно подробные измерения распределения магнитного поля в плазменном выбросе [25, 26, 28, 34]. Так, в работе [28] с помощью многоканальных магнитных зондов исследована динамика как радиального, так и продольного распределений магнитного поля. Для более детального сравнения полученных численных результатов с экспериментальными данными нами были построены графики зависимости тороидального магнитного поля от времени в разных точках вычислительной области, а также радиальные распределения тороидального магнитного поля в разные моменты времени на высоте 35 см (рис. 5–7). Их можно интерпретировать как сигналы, которые получают магнитные зонды, установленные в определенных точках расчетной области, а также как радиальные распределения, построенные согласно этим измерениям.

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

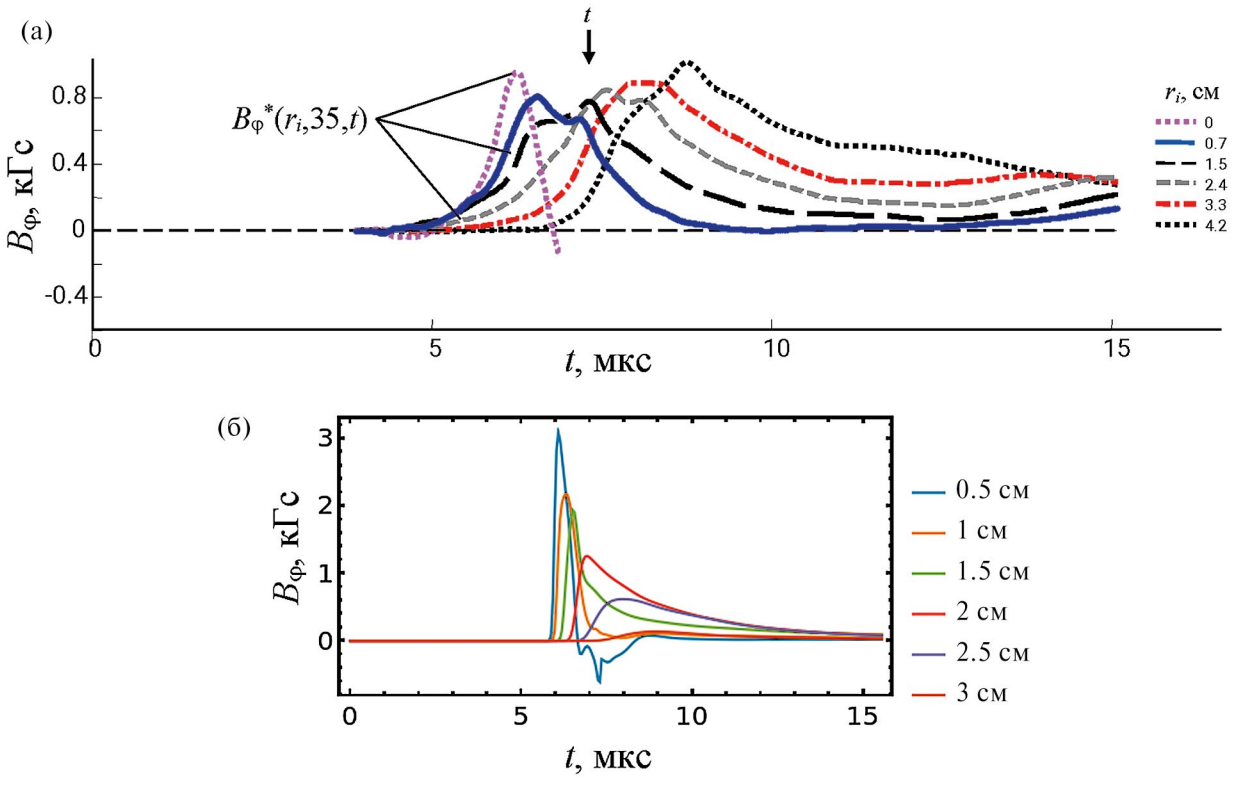


Рис. 5. Верхняя панель: результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на высоте $z = 35$ см от поверхности анода установки [28], стрелкой указан момент времени t, в который было построено радиальное распределение, приведенное на рис. 6. Нижняя панель: синтетический сигнал с зондов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

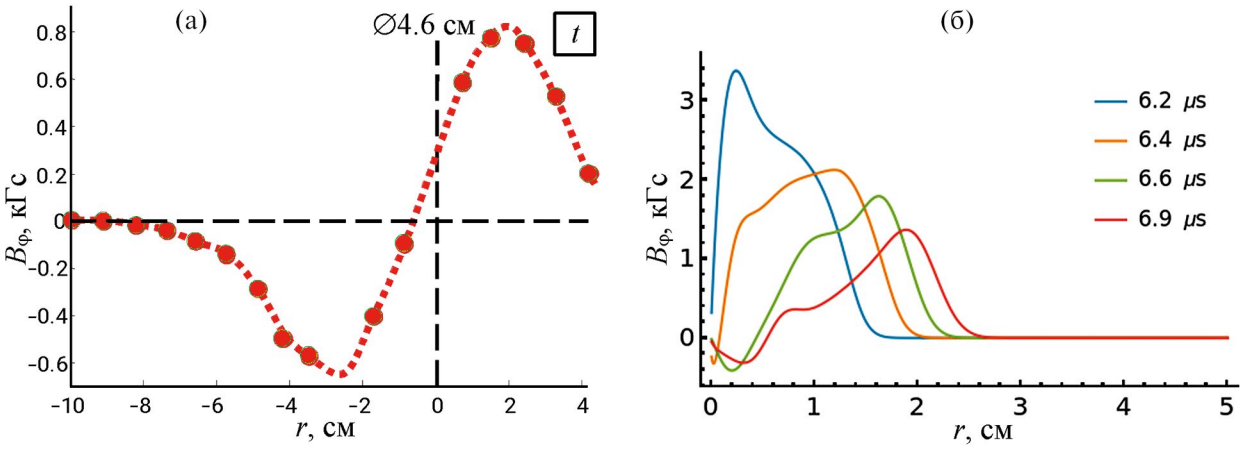


Рис. 6. Слева: радиальное распределение тороидального магнитного поля в момент времени t (см. рис. 5) на высоте $z = 35$ см по данным экспериментов [28]. Справа: радиальное распределение тороидального магнитного поля в различные моменты времени на такой же высоте по результатам численного моделирования.

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

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

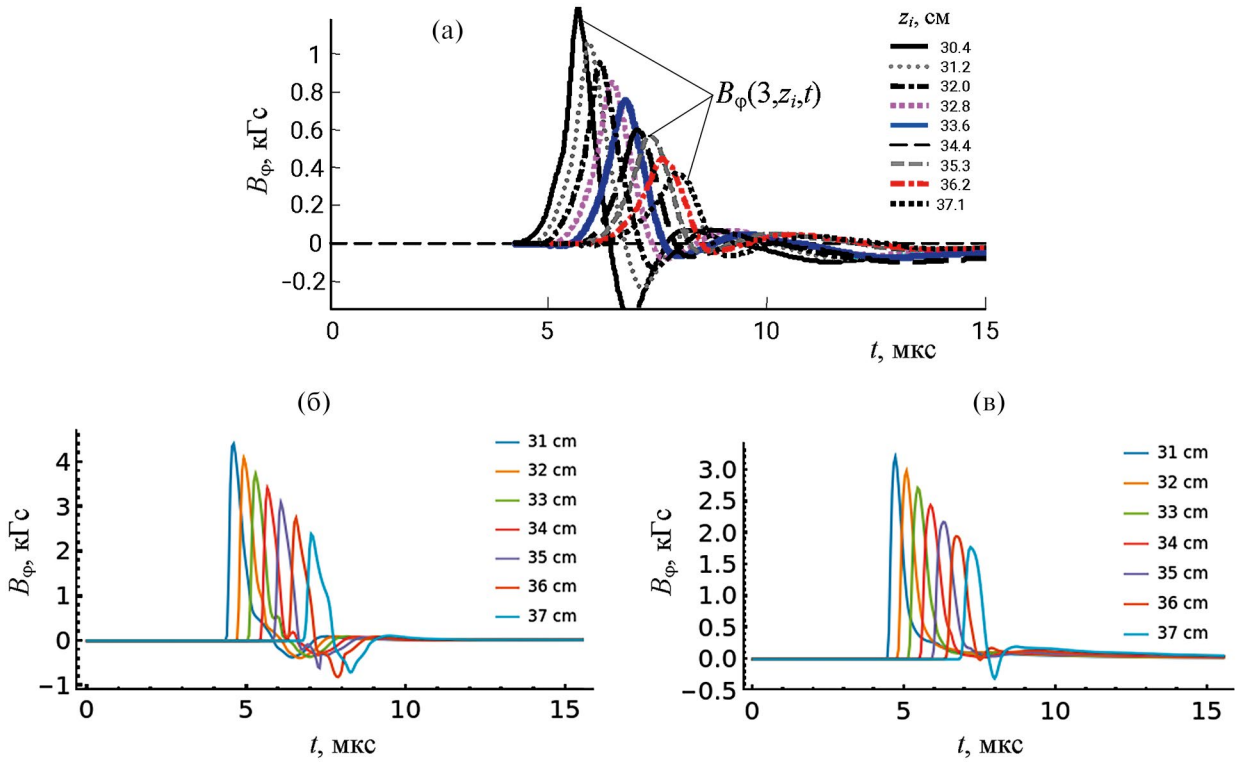


Рис. 7. Верхняя панель: распределение тороидального магнитного поля на расстояниях от 30 до 37 см в эксперименте на установке ПФ-3 [28]. Нижние панели: синтетический сигнал с зондов, измеряющих тороидальное поле B_ϕ, на разных высотах на радиусах 0.5 см (средняя панель) и 1 см (нижняя панель).

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

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

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

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

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

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

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

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

БЛАГОДАРНОСТИ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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

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

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

I. Yu. Kalashnikov[a,b,c,*], V. S. Beskin[b,d,e], V. I. Krauz[b]

[a] *Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia*

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

[c] *Institute of Computer Aided Design RAS, Moscow, Russia*

[d] *Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

[e] *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

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

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

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

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 335–347

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА АКТИВАЦИЮ ИМИТАТОРОВ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ РЕГОЛИТА БЕЗАТМОСФЕРНЫХ ТЕЛ

© 2024 г. И. А. Кузнецов[1,*], И. А. Шашкова[1], А. Н. Ляш[1], А. Ю. Поройков[2], С. А. Бедняков[1,3], Е. В. Кронрод[4,5], Г. Г. Дольников[1], А. Е. Дубов[1], О. Н. Вощан[1], М. Э. Абделаал[1,6], С. И. Попель[1], Т. И. Морозова[1], А. А. Карташева[1], П. В. Столяренко[7], Я. Тянь[2], А. В. Захаров[1], Л. М. Зеленый[1]

[1]Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

[3]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

[4]Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского Российской академии наук, Москва, Россия

[5]Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

[6]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

[7]Факультет космических исследований, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

**E-mail: kia@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 26.02.2024 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

Начиная с первых автоматических миссий к Луне, была зарегистрирована активность пылевых частиц безатмосферных тел. С тех пор проведено множество теоретических и экспериментальных исследований этого эффекта, однако в настоящее время нет четкого понимания роли внешних воздействий на динамику этого явления. В данной работе представлены результаты экспериментов по определению влияния жесткого УФ-излучения на активность пылевых частиц. Показано, что оно вносит значительный вклад в динамику частиц. Результаты определения условий отрыва частиц от поверхности находятся в соответствии с теоретическими расчетами.

Ключевые слова: космическая пыль, пылевая плазма, пылевые частицы, экспериментальное моделирование, космические исследования

DOI: 10.31857/S0004629924040044 **EDN:** KFTKXO

1. ВВЕДЕНИЕ

С начала изучения космического пространства в целом и окололунного пространства в частности возник большой интерес к проявлениям плазменно-пылевой динамики безатмосферных тел [1]. Так, например, автоматические лунные аппараты и астронавты миссий «Аполлон» засвидетельствовали эффекты, связанные с лунной пылью вблизи лунной поверхности — так называемые «Lunar horizon glow» и «Lunar dusty fountains» [2, 3, 4]. В ходе пилотируемых миссий обнаружилось весьма негативное влияние пыли и лунного реголита на технику и аппаратуру в процессе исследования Луны астронавтами [5].

Существует ряд теоретических исследований, предполагающих степень «населенности» окололунного пространства частицами пыли в зависимости от различных внешних и локальных условий. Такие исследования показывают возможные механизмы отрыва частиц и перемещения их над лунной поверхностью, а также дают оценки возможной концентрации пылевых частиц порядка n_d 10^{-3} см$^{-3}$, где n_d составляет несколько единиц [6].

Наиболее эффективный метод исследований физических процессов в космосе — это прямые исследования тел и связанных с ними физических процессов *in situ*. Именно исследования автоматическими космическими аппаратами позволило полу-

чить современные представления о телах Солнечной системы и физических процессах в различных областях и средах при различных условиях космического пространства. Однако по очевидным причинам возможности космических исследований ограничены, и большое значение имеют методы исследований, основанные на лабораторных экспериментах, численном, аналитическом моделировании физических процессов.

В последние десятилетия проводится активная работа, направленная на изучение плазменно-пылевых структур и динамики пылевых частиц под различными внешними условиями при помощи лабораторных методов и методов численного моделирования [7–20]. Активизацию исследований в этом направлении можно связать с тремя основными факторами: вновь возникший интерес к изучению Луны, в том числе при помощи планируемых пилотируемых миссий, качественное улучшение характеристик технических средств (вычислительной мощности, разрешения цифровых оптических сенсоров, доступность), а также возрастающий интерес к исследованиям свойств пылевой плазмы. Таким образом, для проверки наблюдаемых явлений и гипотез были созданы экспериментальные установки, стенды и лаборатории, направленные на изучение различных свойств пыли и пылевой плазмы при различных условиях — в том числе в космическом пространстве.

Надо отметить, что отличие силы гравитации безатмосферных космических тел и Земли может быть значительным, что необходимо учитывать при проведении экспериментов. Процесс обезвешивания пылевых частиц размерами до 100 мкм сложно смоделировать в лабораторных условиях, однако при решении обратной экспериментальной задачи с увеличением разности потенциалов электродов, между которыми располагаются пылевые частицы, в условиях лабораторного вакуума модельные эксперименты можно масштабировать с учетом различия гравитации.

Исследования, посвященные динамике пылевых частиц безатмсосферных тел, импактным процессам и плазменно-пылевой динамике, проводятся в лаборатории Dust Accelerator Laboratory (DAL, Колорадо, США), являющейся частью виртуального института IMPACT (The Institute for Modeling Plasma, Atmospheres, and Cosmic Dust (IMPACT) [15].

В институте IMPACT созданы экспериментальные установки, на которых активно ведутся работы по лабораторному моделированию разреженной плазмы, схожей с экзосферной плазмой безатмосферных тел по параметрам и по развитию методов ее детектирования [14, 21]. Значимая часть работ группы также посвящена лабораторным исследованиям, имитирующим воздействие внешних факторов космического пространства на реголит безатмосферных тел [22].

Исследованием механизмов отрыва пылевых частиц от поверхности при помощи экспериментальных методов занимаются также группы из Kyushu Institute of Technology (Япония) и ONERA (Франция). Исследования предполагают определение факторов и их пороговых значений, при которых возможна активация пыли при различных ее характеристиках. Например, в недавних работах японской группы [18, 23] было показано, что плотность упаковки частиц реголита и количество полостей в реголите значительно влияют на интенсивность отрыва частиц от поверхности при воздействии пучком электронов. Группа из ONERA проводила эксперименты по активации пылевых частиц при помощи жесткого УФ излучения и электрического поля [24]. Главными результатами таких экспериментов является приближение к пониманию роли внешних воздействий в активации и поддержании плазменно-пылевой динамики.

В недавней работе авторов из КНР приводятся результаты экспериментов по электростатической левитации частиц лунного реголита, доставленного миссией ЧаньЭ-5 [17]. В работе определены параметры электростатического поля, достаточные для активации (левитации) частиц настоящего лунного реголита.

В данной работе представлено описание экспериментальной установки и методика проведения экспериментов. В разделе 4 приведены результаты экспериментального исследования отрыва частиц от поверхности и дальнейшего их перемещения под воздействием электрических полей и ультрафиолета UV-C диапазона в зависимости от гранулометрических и морфологических свойств частиц.

В обсуждениях результатов эксперимента приведено сравнение полученных результатов с теоретическими ожиданиями для левитирующих частиц безатмосферных тел.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Исследования активации частиц-имитаторов пылевого компонента безатмосферных тел были выполнены на экспериментальной установке ИКИ РАН, схема установки представлена на рис. 1.

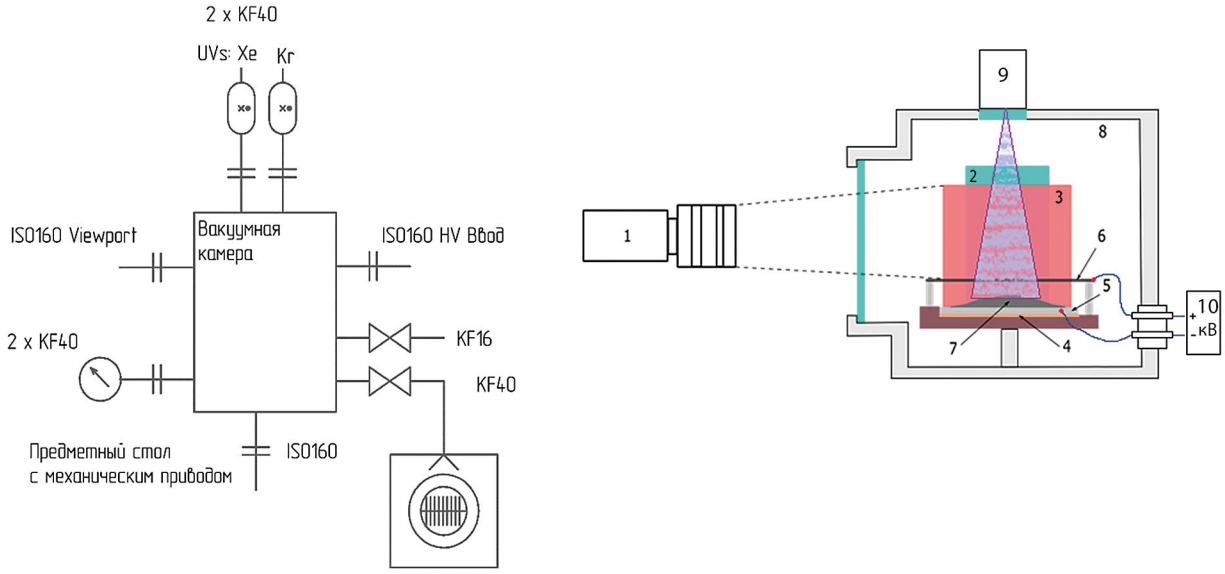


Рис. 1. Схема вакуумной установки (слева), схема эксперимента по исследованию левитации частиц пыли (справа). Обозначения: 1 — КМОП-камеры, 2 — зеркало, 3 — расширенный лазерный луч, 4 — непроводящая подложка, 5 — проводящая подложка, 6 — стальная сетка, 7 — частицы пыли, 8 — вакуумная камера; 9 — источник УФ-излучения; 10 — источник напряжения.

С боковой стороны камеры располагается фланец, предназначенный для системы регистрации процессов левитации пылевых частиц, с оптическим окном и типоразмером ISO160. Напротив оптического фланца располагается фланец с высоковольтным вакуумным вводом, способным вводить напряжение до 30 кВ. Сверху над образцами располагался источник УФ-излучения. Характеристики экспериментальной установки приведены в табл. 1. Данная установка создавалась в ИКИ РАН для экспериментальной работы по наблюдению динамики пылевых частиц безатмосферных тел. Подробное описание работы систем регистрации пылевых частиц приведено в работе [25].

В качестве пылевых частиц применялся образец, имитирующий поверхностный слой реголита в виде набора микрочастиц с известными физическими характеристиками. Исследуемый образец помещается на предметный стол на уровне оптического фланца. Высота расположения образцов может быть адаптирована при необходимости при помощи подъемного механизма с механическим приводом.

Для исследования процессов активации пылевых частиц и их динамики в зависимости от электрических свойств и морфологии этих частиц применялся метод визуализации треков частиц с помощью стереопары видеокамер машинного зрения с последующим расчетом трехмерных траекторий движения частиц, оценки их скоростей и зарядов.

На рис. 2 представлены выполненные под микроскопом фотографии частиц, применявшихся в

Таблица 1. Характеристики экспериментальной установки

Размеры	280×540 мм, фланец ø 150 мм
Полезный (полный) объем, $м^3$	0.0018 (0.0132)
Давление, торр	От $5 \cdot 10^{-5}$
Стереопара из двух видеокамер для регистрации динамики частиц	Baumer VCXG-24M, моно, 1/1.2" CMOS, 1920×1200, 39 к/с, IMX249, GigE Vision
Лазерная подсветка	532 нм, 300 мВт
Потенциал подложки, кВ	2.5–12
Источник УФ излучения	Ar: 126 нм; Kr: 146 нм; Xe: 172 нм, мощность порядка 10 $мВт/см^2$
Источник электронов	ток Ia $\leqslant$ 4.4 мкА, $n \leqslant 1.6 \cdot 10^7$ $м^{-3}$, $T_e \leqslant 4.4 \cdot 10^5$ K

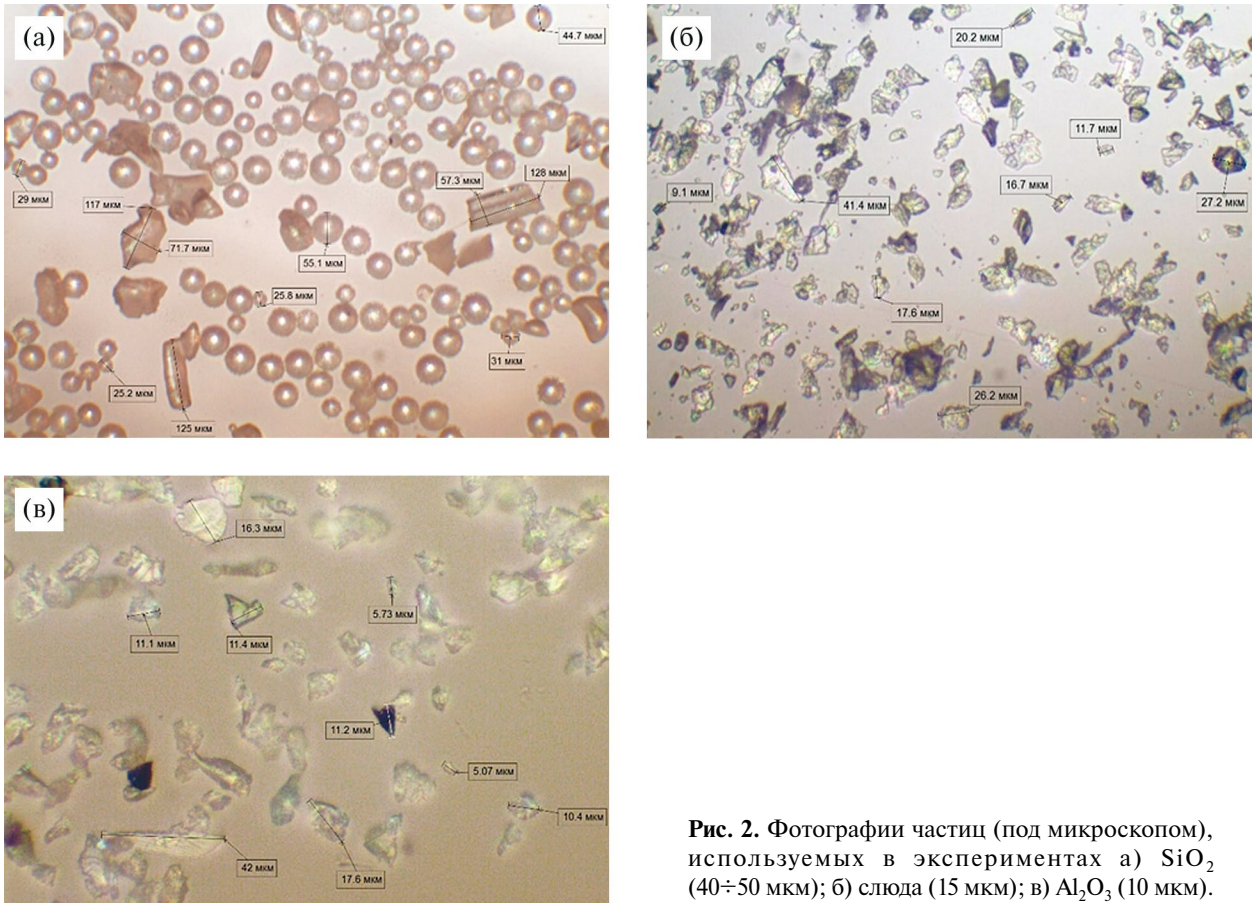


Рис. 2. Фотографии частиц (под микроскопом), используемых в экспериментах а) SiO_2 (40÷50 мкм); б) слюда (15 мкм); в) Al_2O_3 (10 мкм).

Таблица 2. Материалы, используемые в эксперименте

Состав	Размеры, мкм	Плотность, г/см^3
SiO_2	40÷50	2.65
Слюда: SiO_2 54.78%, Al_2O_3 28.23%, Fe_2O_3 5.72%, K_2O 10.59%	15	3.20
Al_2O_3	10	3.95

экспериментах. В табл. 2 приведены характеристики материалов, применявшихся для исследований.

2.1. Оптическая схема и методы регистрации

Оптическая схема регистрации динамики частиц при проведении лабораторного эксперимента представлена на рис. 3. Две видеокамеры Baumer VCXG-24M, моно, 1/1.2" CMOS, 1920×1200, 39 к/с, IMX249, GigE Vision с площадью пикселя 5.86×5.86 мкм^2 (позиция 1 на рис. 3) направлены на исследуемый объем (позиция 8) размером 5×5×3 мм^3. Видеокамеры расположены под углом и синхронизированы импульсом с частотой 3 Гц. Одновременно исследуемый объем подсвечивается лазерным излучением. Подсветка формируется с помощью оптической системы, состоящей из лазера (2) с длиной волны 532 нм и мощностью 300 мВт, цилиндрической линзы (3) и зеркала (4). Проходя через цилиндрическую линзу и направляясь зеркалом, расширенный лазерный пучок освещает весь исследуемый объем.

2.2. Электрическая схема эксперимента

Электрическая схема эксперимента представлена на рис. 4. На электрод PV1, расположенный внутри вакуумной камеры, помещается слой калиброванных микрочастиц либо аналога реголита. При проведении эксперимента на этот электрод может подаваться положительный или отрицательный потенциал в диапазоне от 0 до 30 кВ (в рамках данного эксперимента потенциал электрода не

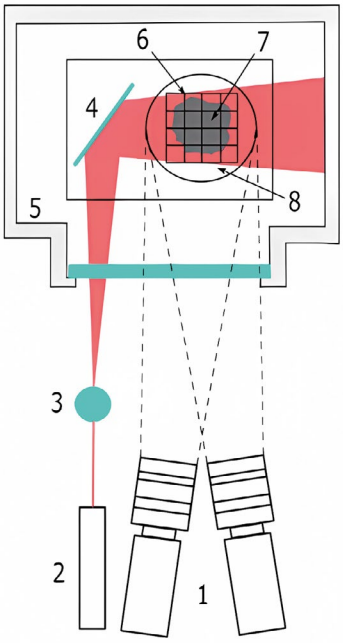


Рис. 3. Схема визуализации динамики пылевых частиц [25].

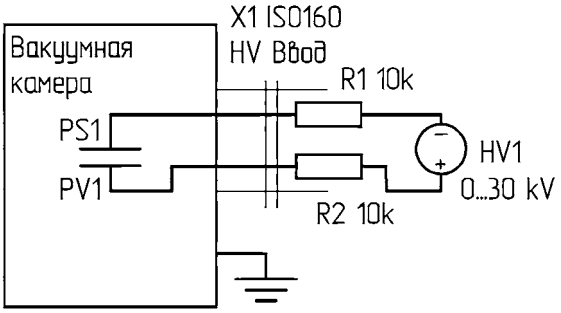


Рис. 4. Электрическая схема проведения эксперимента. Полярность подаваемого на электроды потенциала может быть изменена в зависимости от задач эксперимента.

превышал 10 кВ). Над электродом на расстоянии 11 мм располагается проводящая сетка (PS1), на которую также может подаваться положительный или отрицательный потенциал. Корпус вакуумной камеры заземлен.

Представленная конфигурация электродов в вакуумной камере представляет собой электрический конденсатор, между обкладками которого размещаются имитаторы лунного реголита. При этом создается электрическое поле с заданной напряженностью.

Параметры конденсатора, распределение потенциала и напряженности электрического поля определяются геометрией электродов и величиной подаваемого на обкладки конденсатора потенциала.

2.3. Материалы и геометрия электродов

Как известно, материл лунного реголита обладает относительно слабой проводимостью — порядка 10^{-8} См даже при солнечном освещении [26]. Таким образом, при проведении эксперимента необходимо не только подобрать имитатор реголита со схожей проводимостью, но и разместить его таким образом, чтобы не возникало контакта с электродом, к которому подведен положительный потенциал. Также известно, что поверхность безатмосферных тел может приобретать средний электрический потенциал в десятки, сотни, а по некоторым измерениям и в тысячи вольт [27, 28]. Электрод PV1 в первой версии представляет собой медный слой на стеклотекстолите, ориентированный к низу вакуумной камеры. Таким образом, верхняя часть текстолита имитирует непроводящий слой, на котором и расположены исследуемые образцы, нижняя же позволяет задавать электрический потенциал поверхности Луны или безатмосферного тела. Электрод (расположенный

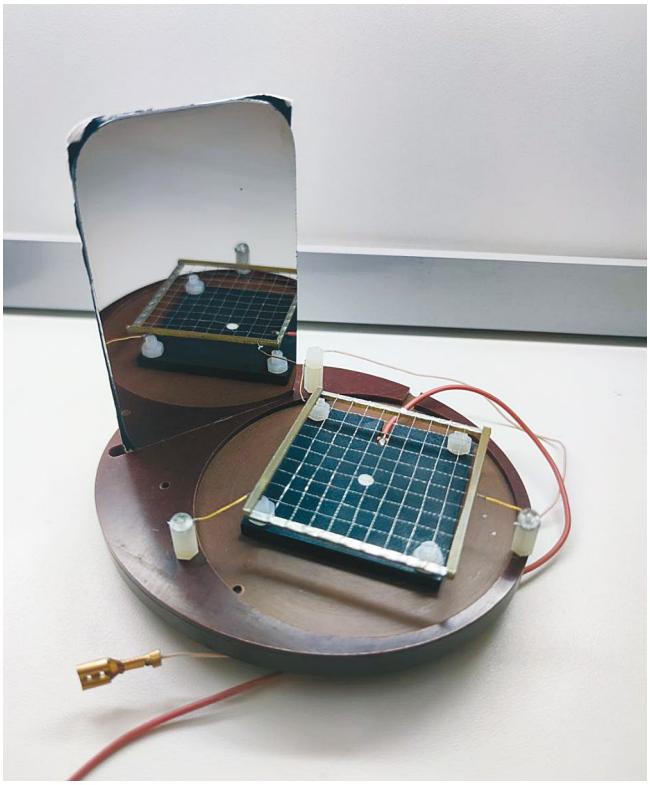


Рис. 5. Фотография полиамидной формы, электрода и сетки в собранном виде. Исследуемый образец помещен на диэлектрическую подложку. Над ним сетка PS1. С нижней стороны диэлектрической подложки — стеклотекстолита — располагается электрод PV1. Зеркало необходимо для перенаправления лазерной плоскости в измерительный объем.

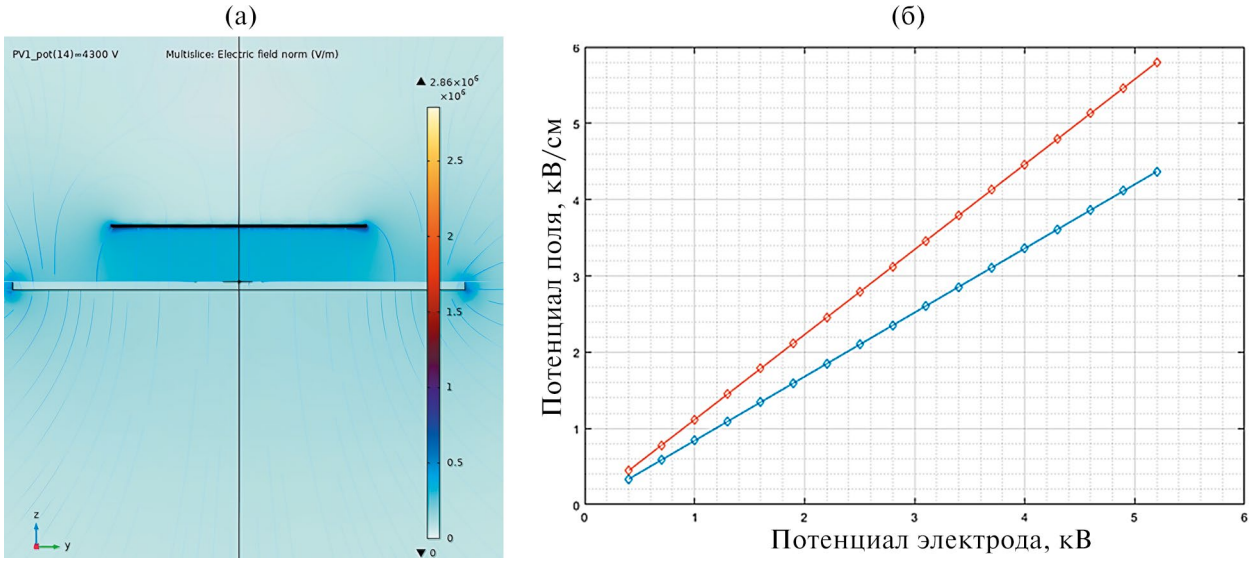


Рис. 6. а) Распределение напряженности электростатического поля при подаче потенциала 4300 В на электрод PV1 и подключении сетки (электрод PS1) к 0; б) Зависимость напряженности электростатического поля вблизи электродов PV1 (синий) и PS1 (красный) от подаваемого на электрод PV1 потенциала.

на текстолите) фиксируется в полиамидной форме, которая устанавливается на предметный стол вакуумной камеры. Также при помощи технологий трехмерной печати были изготовлены дополнительные электроды для исследования динамики активации частиц в зависимости от свойств подложки.

На этой же форме при помощи полиамидных стоек фиксируется металлическая сетка PS1 с общей площадью 50×50 мм^2 и прозрачностью 80%. Сетка располагается на высоте от 8 до 11 мм над диэлектрической подложкой (и, соответственно, исследуемым образцом) — в зависимости от используемой в эксперименте подложки. Фотография данной конструкции представлена на рис. 5.

2.4. Электрические поля в экспериментальной установке

Электрическое поле между электродами PV1 и PS1 определяется геометрией электродов, выбранной полярностью, материалом подложки (стеклотекстолит) и поданным потенциалом. Полученное таким образом значение электрического поля в дальнейшем будет считаться определяющим для отрыва частиц.

Учитывая сложную форму электрода PS1 (сетка), величина и структура электрического поля определялась с помощью методов численного моделирования в среде COMSOL. Была создана трехмерная модель электродов и диэлектрика. Полученная картина трехмерного распределения электрического потенциала и напряженности электростатического поля по объему экспериментальной установки представлена на рис. 6а, а зависимость значения напряженности поля от поданного потенциала — на рис. 6б.

При этом из результатов моделирования очевидно, что краевые эффекты от тонкой проволоки сетки PS1 могут влиять на напряженность поля. Так, на удалении 0.1 мм от проволоки сетки напряженность поля возрастает до 27.3 кВ/см. Такие эффекты могут влиять на траекторию частиц, зафиксированных камерой. Однако, проведя исследование в среде COMSOL, можно установить, что эти эффекты распространяются на расстояние 0.05 см от проводника сетки, что суммарно составляет не более 500 мм^2 из общей площади, перекрываемой электродом PS1 2500 мм^2. Таким образом, при анализе треков частиц нужно принимать во внимание, что около 20% зарегистрированных частиц могли дополнительно ускоряться за счет воздействия краевых эффектов сетки.

2.5. Источник ультрафиолетового излучения

Для исследования процессов активации пылевых частиц УФ-излучением в ходе эксперимента используются эксимерные источники с длиной волны 146 нм (с энергией фотона 8.5 эВ) для газового наполнения эксимерной лампы Kr_2 [6]. Источник УФ излучения (позиция 9 на рис. 1) расположен вертикально таким образом, чтобы в конус рассеи-

вания попадал предметный стол с образцами частиц. Оценка для пика мощности излучения лампы у ее торцевого выходного окна из MgF_2 составляет порядка 10 мВт/см^2. Питание эксимерных ламп осуществляется от источника высокочастотного (20...60 кГц) высоковольтного (до 8 кВ) напряжения.

Таким образом, экспериментальная установка способна облучать образцы симуляторов реголита ультрафиолетовым излучением той части солнечного спектра, которая, как предполагается, способна создавать фотоэффект для реголита Луны и других безатмосферных тел, заряжая частицы реголита положительным зарядом.

3. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для исследования влияния УФ-излучения на процесс активации частиц применялась подложка с проводящей поверхностью, а также частицы дополнительно подвергались воздействию электростатического поля, что позволяло преодолеть силы адгезии и силу тяжести, значения которых в лабораторном эксперименте на Земле значительно превышают аналогичные величины в экзосферах безатмосферных тел.

Методика проведения эксперимента состояла в следующем:

1. Частицы размещались на проводящей подложке.
2. В измерительном объеме вакуумной камеры создавалось давление 10^{-4}...10^{-6} Торр.
3. Положительный потенциал на одном из электродов постепенно повышался до появления событий отрыва частиц от подложки. Другой электрод оставался при нулевом потенциале. Значение найденного потенциала $U_{ПА}$ соответствовало порогу активации частиц без воздействия УФ-излучения.
4. Затем в отсутствии электростатического поля частицы подвергались воздействию УФ-излучения в течение времени t = 10...20 мин, мощность лампы устанавливалась с помощью регулирования значений силы тока I = 3 А и напряжения U = 15 В на источнике питания лампы (оценка потока УФ-излучения на поверхности с частицами составила не более 10 мВт).
5. Под воздействием УФ-излучения на один из электродов вновь подавался положительный потенциал, увеличивавшийся через каждую минуту. При появлении движущихся частиц достигнутое значение потенциала на сетке $U_{ПА}^{УФ}$ соответствовало порогу активации под воздействием УФ-излучения и электростатического поля.
6. После достижения порогового значения потенциала $U_{ПА}^{УФ}$ выполнялось дальнейшее увеличение потенциала на сетке до получения устойчивой картины движения частиц.
7. Изображения треков частиц в течение эксперимента регистрировались стереопарой видеокамер в режиме синхронизированной съемки со скоростью 3 кадра/с.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

4.1. Исследование влияния УФ-излучения на процесс активации частиц SiO_2 (40÷50 мкм) электростатическим полем

В ходе эксперимента наблюдалось значительное снижение порога потенциала активации частиц при воздействии УФ-излучения. Потенциал активации частиц SiO_2 без воздействия УФ-излучения составил $U_{ПА}$ = 1.2 кВ. При воздействии УФ-излучения на частицы потенциал активации уменьшился до $U_{ПА}^{УФ}$ = 0.4 кВ. Таким образом, без воздействия УФ-излучения частицы имеют более высокий потенциал активации и количество движущихся частиц увеличивается с ростом напряженности электростатического поля. При воздействии УФ-излучения потенциал активации частиц значительно снижается, но с ростом напряженности электростатического поля увеличения числа движущихся частиц не наблюдается, напротив, возникает снижение количества движущихся частиц на рассматриваемом интервале значений напряженности (от 0.8 кВ/см до 2.5 кВ/см).

Оценка величин зарядов частиц показала, что как под воздействием электростатического поля, так и при совместном воздействии УФ-излучения и электростатического поля заряды частиц SiO_2 (40÷50 мкм) находятся в диапазоне от 10^{-14} Кл до $5\cdot10^{-14}$ Кл. При этом значительного влияния на величины зарядов частиц при различных значениях напряженности электростатического поля УФ-излучение не оказывает.

На рис. 7 приведена диаграмма количества и величин зарядов зарегистрированных частиц SiO_2 (40÷50 мкм), подвергавшихся воздействию электростатического поля и УФ-излучения.

В табл. 3 приведено количество частиц, зафиксированных в эксперименте в зависимости от условий (значения потенциала на электроде и/или наличии УФ-излучения).

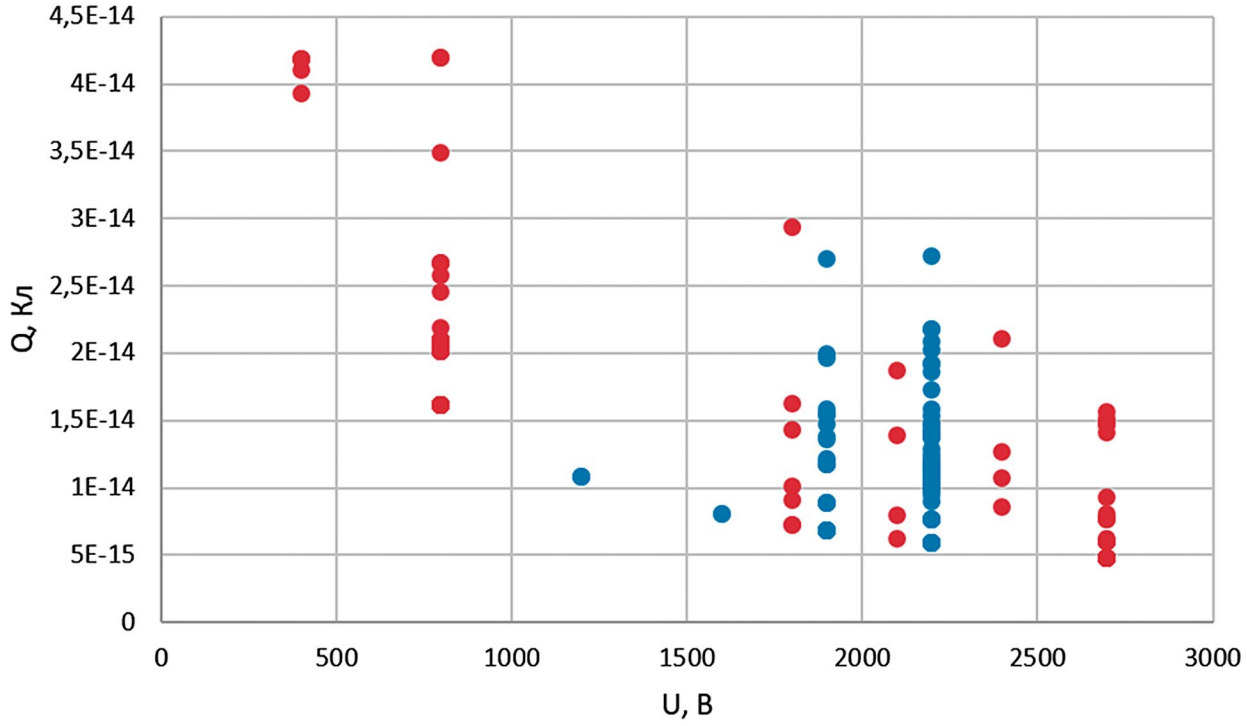


Рис. 7. Диаграмма величин зарядов, зарегистрированных и обработанных движущихся частиц SiO_2 (40÷50 мкм), подвергавшихся воздействию электростатического поля и УФ-излучения без предварительного экспонирования. Синим маркером отмечены частицы, находившиеся только под воздействием электростатического поля, красным — частицы, освещенные УФ-излучением и одновременно находившиеся под воздействием электростатического поля.

Таблица 3. Количество зарегистрированных в эксперименте частиц SiO_2 (40÷50 мкм) в зависимости от воздействия электростатического поля и/или УФ-излучения

Потенциал сетки, кВ	Условия УФ-облучения	Количество зарегистрированных частиц	Длительность наблюдений (общее количество кадров при данном потенциале)
1.2	Без УФ	3	45
1.6		2	45
1.9		25	45
2.2		59	45
0.4	Предварительно в течение 10 мин облучение УФ 10 мВт без электрического поля. Далее в течение эксперимента облучение УФ сохраняется	5	250
0.8		51	201
1.8		7	126
2.1		4	216
2.4		4	231
2.7		33	309

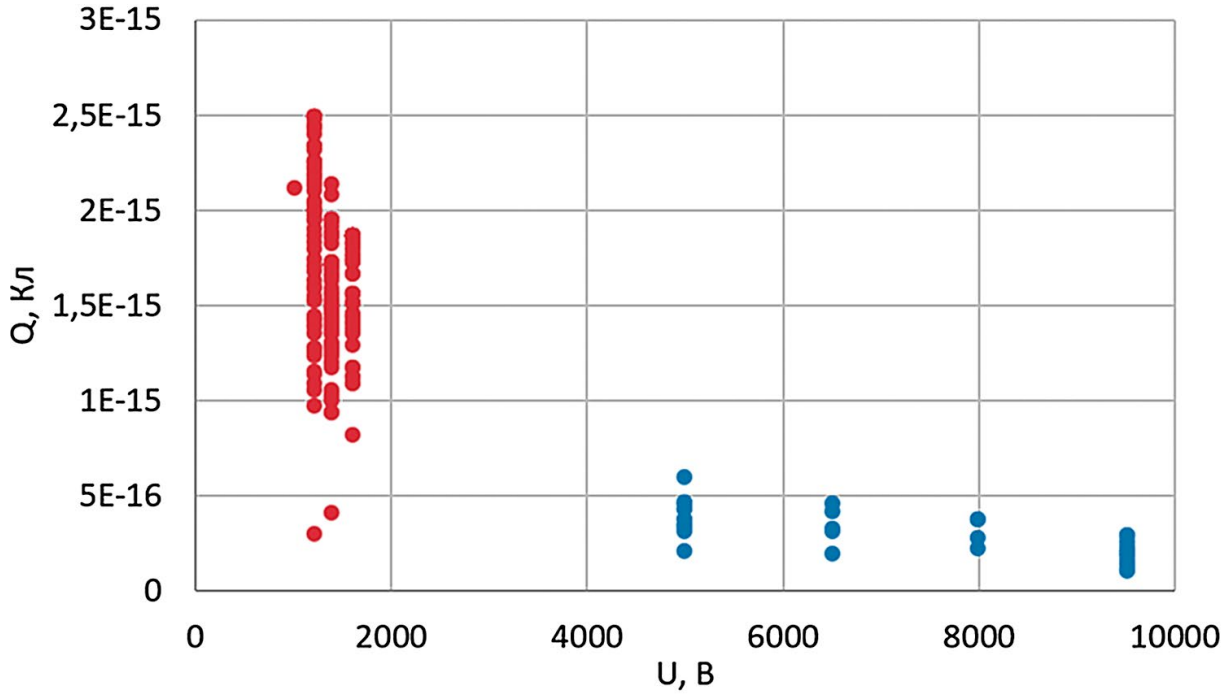


Рис. 8. Диаграмма количества и величин зарядов движущихся частиц слюды (15 мкм), подвергавшихся воздействию электростатического поля и УФ-излучения. Синим маркером отмечены частицы, находившиеся только под воздействием электростатического поля, красным — частицы, освещенные УФ-излучением с интенсивностью до 10 мВт и одновременно находившиеся под воздействием электростатического поля.

4.2. Исследование влияния УФ-излучения на процесс активации частиц слюды (15 мкм) электростатическим полем

Потенциал активации частиц слюды (15 мкм) без воздействия УФ-излучения составил $U_{ПА} = 5.0$ кВ. При воздействии УФ-излучения на частицы потенциал активации уменьшился до $U_{ПА}^{УФ} = 1{,}0$ кВ. Без воздействия УФ-излучения частицы слюды имеют более высокий потенциал активации, но не наблюдалось увеличения количества движущихся частиц с ростом напряженности электростатического поля. При воздействии УФ-излучения потенциал активации частиц значительно снижается, при этом с ростом напряженности (при достижении 1.6 кВ на электроде) резко увеличивается число движущихся частиц, однако при дальнейшем повышении потенциала количество движущихся частиц уменьшается.

Оценка величин зарядов частиц показала, что под воздействием электростатического поля и УФ-излучения заряды частиц значительно выше (10^{-15} Кл), чем при воздействии только электростатического поля (10^{-16} Кл). При этом наблюдается значительное смещение в большую сторону потенциала активации частиц в сравнении с частицами SiO_2. Данный эффект предположительно вызван значительно большими адгезивными силами частиц слюды в сравнении со сферическими частицами SiO_2, однако данное предположение нуждается в проверке.

На рис. 8 приведена диаграмма количества зарегистрированных частиц слюды (в зависимости от напряженности электрического поля) и их электрических зарядов при воздействии УФ-излучения (красные точки) и без него.

В табл. 4 приведено количество частиц слюды, зарегистрированных в эксперименте при конкретных условиях (значении потенциала на электроде и/или наличии УФ-излучения).

4.3. Исследование влияния УФ-излучения на процесс активации электростатическим полем частиц Al_2O_3 (10 мкм)

Без воздействия УФ-излучения частицы имеют более высокий потенциал активации, количество зарегистрированных частиц увеличивается с ростом напряженности электростатического поля. Минимальный потенциал активации частиц Al_2O_3 (10 мкм) без воздействия УФ-излучения составил $U_{ПА} = 6.0$ кВ. При воздействии УФ-излучения на частицы потенциал активации уменьшился до

Таблица 4. Количество зарегистрированных частиц слюды (15 мкм) в зависимости от воздействия электростатического поля и/или УФ-излучения

Потенциал сетки, кВ	Условия УФ-облучения	Количество зарегистрированных частиц	Длительность наблюдений (общее количество кадров при данном потенциале)
5.0	Без УФ	17	90
6.5		4	90
8.0		4	90
9.5		18	90
1.0	Предварительно в течение 10 мин облучение УФ 10 мВт без электрического поля. Далее в течение эксперимента облучение УФ сохраняется	1	108
1.2		77	108
1.4		146	135
1.6		66	123

$U_{\text{ПА}}^{\text{УФ}} = 3.2$ кВ. С ростом напряженности электростатического поля значительно увеличивается количество зарегистрированных частиц.

Оценка величин зарядов частиц показала, что под воздействием электростатического поля и УФ-излучения заряды частиц значительно выше, чем при воздействии только электростатического поля.

На рис. 9 приведена диаграмма количества и величин зарядов частиц Al_2O_3 (10 мкм), подвергавшихся воздействию электростатического поля и УФ-излучения.

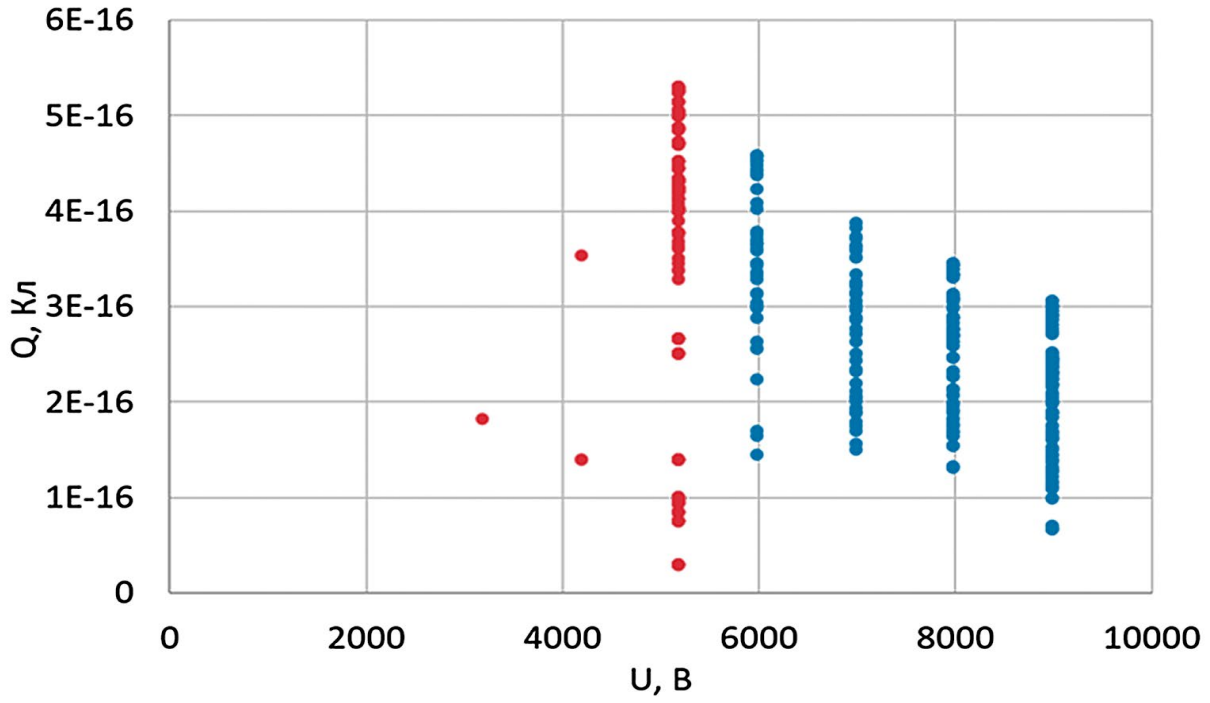


Рис. 9. Диаграмма количества зарегистрированных частиц Al_2O_3 (10 мкм) и значений их зарядов. Синим маркером отмечены частицы, находившиеся только под воздействием электростатического поля, красным — частицы, освещенные УФ-излучением с потоком до 10 мВт и одновременно находившиеся под воздействием электростатического поля.

Таблица 5. Количество зарегистрированных частиц Al_2O_3 (10 мкм) в зависимости от воздействия электростатического поля и/или УФ-излучения

Потенциал сетки, кВ	Условия УФ-облучения	Количество зарегистрированных частиц
6.0	Без УФ	45
7.0		47
8.0		188
9.0		326
3.2	Предварительно в течение 10 мин облучение УФ 10 мВт без электрического поля. Далее в течение эксперимента УФ-облучение отсутствует	1
4.2		3
5.2		987

В табл. 5 приведено количество частиц, активированных в эксперименте при различных условиях.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных лабораторных исследований процессов активации частиц под воздействием электростатического поля и УФ-излучения были выполнены оценки потенциалов активации частиц различных материалов и размеров. Показано, что воздействие УФ-излучения приводит к понижению величины потенциала активации для всех рассматриваемых образцов более чем в 1.5 раза. Также воздействие УФ-излучения приводит к увеличению зарядов частиц, находящихся в электростатическом поле при значениях потенциалов активации. Дальнейшее увеличение напряженности электростатического поля не приводит к росту зарядов движущихся частиц.

На рис. 10 показана зависимость напряженности электростатического поля, требуемой для отрыва частиц, от диаметра частиц для различных величин адгезии частиц и гравитации тела, полученная в

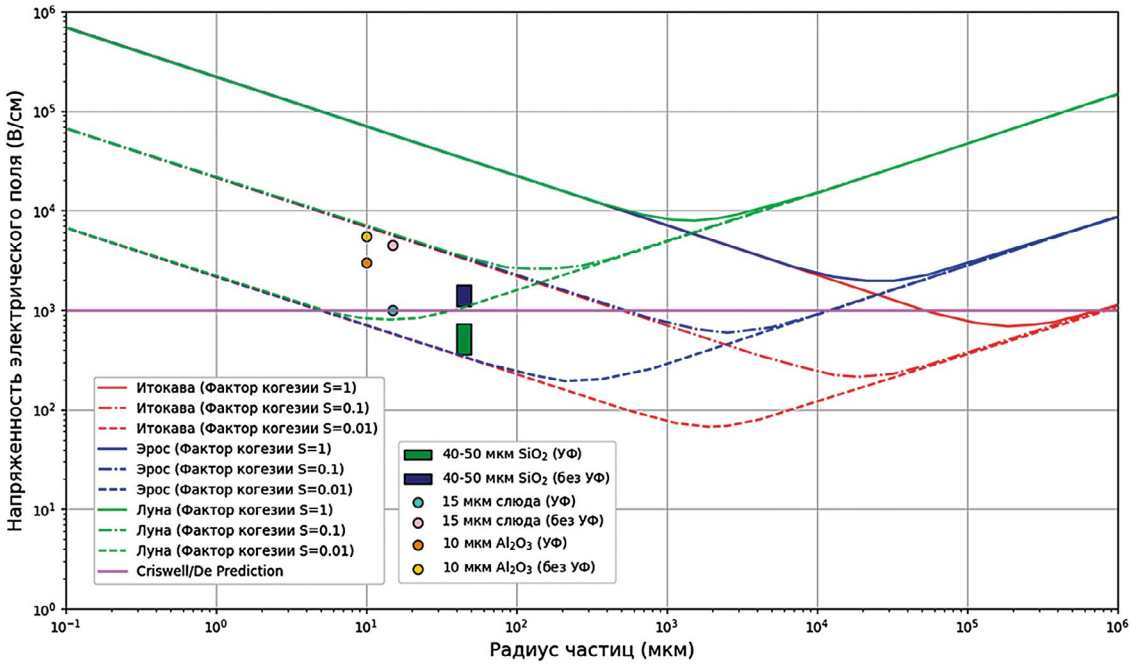


Рис. 10. Сравнение необходимого значения величины напряженности электрического поля для отрыва частиц от поверхности, полученного в результате теоретического моделирования [30, рис. 3.2] и экспериментальных данных для частиц Al_2O_3 с размером 10 мкм (оранжевая при воздействии УФ и желтая без воздействия УФ точки), частиц слюды с размером 15 мкм (голубая при воздействии УФ и розовая без воздействия УФ точки) и частиц SiO_2 размером от 40 до 50 мкм (зеленый прямоугольник при воздействии УФ и черный — без воздействия УФ).

работе [29]. В ходе проведенных экспериментов было выявлено, что в условиях земной гравитации частицы с размером от 40 до 50 мкм в диаметре под воздействием одновременно электростатического поля и ультрафиолета начинают отрываться от поверхности при напряженности поля 0.36 кВ/см, а стабильная динамика начинается при напряженности поля 0.73 кВ/см, что соответствует нижней границе оценки напряженности поля, необходимой для отрыва частиц с поверхностей астероидов Эрос и Итокава. В отсутствии ультрафиолета необходимая для отрыва частиц напряженность поля в условиях эксперимента составила 1.10 кВ/см (стабильно частицы начали отрываться при 1.8 кВ/м), что ближе к оценке [30] для Луны.

Таким образом, результаты эксперимента позволяют предположить, что влияние ультрафиолетовой части спектра солнечного излучения может существенно дополнять картину электростатической левитации частиц реголита безатмосферных тел. Количество частиц, активированных электростатическим полем, растет при увеличении напряженности поля. Наблюдением, требующим дальнейшего изучения, является то, что одновременное воздействие УФ-излучения и возрастание напряженности электростатического поля, напротив, приводят к снижению количества частиц.

При этом, учитывая масштабы по времени экспонирования частиц (например, для Луны это может достигать порядка 14 земных дней) и другие внешние воздействия (сейсмические, термические, электромагнитные, плазменные), динамика — как и граничные условия для ее инициации — перемещения пылевых частиц у поверхности безатмосферных тел может существенно превосходить лабораторные показатели. Также из экспериментов видно, что свойства частиц (морфология, гранулометрия, электрическая проводимость) значительно влияют на потенциал их активации.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия экспериментов по наблюдению динамики пылевых частиц в условиях воздействий электростатическим полем и жестким ультрафиолетом диапазона UV-C.

В ходе экспериментальной работы сделаны следующие наблюдения:

- активация (отрыв от поверхности) частиц начинается при напряженности поля, предсказанной в теоретических исследованиях;
- при дополнительном воздействии ультрафиолетом пороговое значение напряженности электрического поля, необходимого для активации частиц, снижается как минимум в 1.5 раза;
- с некоторого порога одновременное воздействие УФ-излучения и возрастание напряженности электростатического поля приводит к снижению количества зарегистрированных частиц.

Данные эксперименты, в целом, подтверждают наблюдаемую картину динамики частиц безатмосферных тел, позволяя оценить вклад воздействия солнечного УФ-излучения на данный процесс.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена при поддержке Программы 10 Экспериментальной лабораторной астрофизики и геофизики НЦФМ. Анализ имитаторов реголита и сравнение результатов с теоретическими исследованиями было выполнено при поддержке госзадания Института геохимии и аналитический химии им. В. И. Вернадского РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. E. Colwell, S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson, S. Sture,* Rev. Geophys. 45, RG2006 (2007).
2. *D. R. Criswell* Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space (Springer, New York, edited by R. J. L. Grard, pp. 545–556, 1973).
3. *J. J. Rennilson and D. R. Criswell,* Moon 10 (1974).
4. *H. Zook and J. McCoy,* Geophys. Res. Lett. 18, 11 (1991).
5. *J. R. Gaier* The Impact of Lunar Dust on Human Exploration (Cambridge Scholars Publishing, edited by J. S. Levine, pp. 67–87, 2021).
6. *S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. P. Golub', A. Yu. Dubinskii,* Planet. Space Sci. 156 (2018).
7. *X. Wang, M. Horányi, S. Robertson,* J. Geophys. Res. 114, A05103 (2009).
8. *N. Ding, J. Wang, J. Polansky,* IEEE Trans. Plasma Sci. 41, 12 (2013).
9. *T. M. Flanagan and J. Goree,* Phys. Plasmas 13, 12 (2006).
10. *C. M. Hartzell and D. J. Scheeres,* J. Geophys. Res. 118 (2013).
11. *T. E. Sheridan, J. Goree, Y. T. Chiu, R. L. Rairden, J. A. Kiessling,* J. Geophys. Res. 97, A3 (1992).
12. *X. Wang, M. Horányi, S. Robertson,* J. Geophys. Res. 115, A11102 (2010).
13. *X. Wang, M. Horányi, S. Robertson,* Planet. Space Sci. 59, 14 (2011).

14. *X. Wang, J. Schwan, N. Hood, H. W. Hsu, E. Grün, and M. Hor'anyi,* JoVE 134, e57072 (2018).

15. *A. Shu, A. Collette, K. Drake, E. Gün, M. Hor'anyi, S. Kempf, A. Mocker, T. Munsat, P. Northway, R. Srama, Z. Sternovsky, E. Thomas,* Rev. Sci. Instrum. 83, 075108 (2012).

16. *I. A. Kuznetsov, S. L. G. Hess, A. V. Zakharov, F. Cipriani, E. Seran, S. I. Popel, E. A. Lisin, O. F. Petrov, G. G. Dolnikov, A. N. Lyash, S. I. Kopnin,* Planet. Space Sci. 156, 62 (2018).

17. *J. Gu, X. Qian, Y. Liu, Q. Wang, Y. Zhang, X. Ruan, X. Deng, Y. Lu, J. Song, H. Zhang, Y. Dong, M. Wei, S. Li, W. H. Wang, Z. Zou, M. Yang, W. Yao,* Research Square, (preprint), https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-2923910/v1 (2023).

18. *N. C. Orger, K. Toyoda, H. Masui, M. Cho,* Adv. Space Res. 68, 3 (2021).

19. *A. Carroll, N. Hood, R. Mike, X. Wang, H.-W. Hsu, M. Horányi,* Icarus 352 (2020).

20. Dust accelerator laboratory (dal), URL: https://impact.colorado.edu/facilities.html.

21. *J. I. Samaniego, X. Wang, L. Andersson, D. Malaspina, R. E. Ergun, and M. Hor'anyi,* J. Geophys. Res. 123, 6054 (2018).

22. *N. Hood, A. Carroll, R. Mike, X. Wang, J. Schwan, H.-W. Hsu, and M. Hor'anyi,* Geophys. Res. Lett. 45, 13206–13212 (2018).

23. *N. C. Orger, K. Toyoda, H. Masui, and M. Cho,* Adv. Space Res. 63, 3270 (2019).

24. *A. Champlain, J. C. Mat'eo-V'elez, J. F. Roussel, S. Hess, P. Sarrailh, G. Murat, J. P. Chardon, and A. Gajan,* J. Geophys. Res. 121, 103 (2016).

25. *A. V. Zakharov, A. Yu. Poroykov, S. A. Bednyakov, A. N. Lyash, I. A. Shashkova, I. A. Kuznetsov, G. G. Dolnikov,* Measurement 171, 108831 (2021).

26. *I. W. Carrier, G. R. Olhoeft, and W. Mendell* The Lunar Sourcebook (Cambridge University Press, edited by G. H. Heiken, D. T. Vaniman, and B. M. French, pp. 475–594, 1991).

27. *J. W. Freeman and M. Ibrahim,* Moon 8 (1975).

28. *J. S. Halekas, G. T. Delory, R. P. Lin, T. J. Stubbs and W. M. Farrell,* J. Geophys. Res. 113, A09102 (2008).

29. *C. N. Hartzell and D. J. Scheeres,* Planet. Space Sci. 59 (2011).

30. *C. N. Hartzell,* Aerospace Engineering Sciences Graduate Theses & Dissertations 48 (2012).

EXPERIMENTAL STUDY OF THE UV IRRADIATION INFLUENCE ON THE ACTIVATION OF DUST PARTICLES OF ATMOSPHERELESS BODIES REGOLITH SIMULATORS

I. A. Kuznetsov[a,*], I. A. Shashkova[a], A. N. Lyash[a], A. Yu. Poroykov[b], S. A. Bednyakov[a,c], E. V. Kronrod[d,e], G. G. Dolnikov[a], A. E. Dubov[a], O. N. Voshchan[a], M. E. Abdelaal[a,g], S. I. Popel[a], T. I. Morozova[a], A. A. Kartasheva[a], P. V. Stoliarenko[f], Y.Y. Tian[b], A. V. Zakharov[a], L. M. Zelenyi[a]

[a] *Institute of Space Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

[b] *National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, Russia*

[c] *Moscow State University named after M. V. Lomonosov, Scientific Research Institute of Nuclear Physics named after D. V. Skobeltsyn, Moscow, Russia*

[d] *Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry named after V. I. Vernadsky of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

[e] *Kazan Federal University, Kazan, Russia*

[f] *Faculty of Space Research, Moscow State University named after M. V. Lomonosov, Moscow, Russia*

[g] *National Research University "Moscow Institute of Physics and Technology", Dolgoprudny, Russia*

**E-mail: kia@cosmos.ru*

The activity of dust particles on airless bodies has been recorded since the early automated missions to the Moon. Since then, numerous theoretical and experimental studies of this effect have been conducted, yet at present, there is no clear understanding of the influence of external factors on the dynamics of this phenomenon. Experimental work has been carried out to determine the contribution of hard UV radiation to the activity of dust particles. It has been shown that the impact of UV radiation significantly affects the dynamics of the particles. The results on determining the conditions for particle detachment from the surface are in line with theoretical calculations.

Keywords: cosmic dust, dusty plasma, dust particles, experimental modeling, space research

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 348–354

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА ЧАСТИЦ РЕГОЛИТА В ПЫЛЕВОМ ОБЛАКЕ В РАЗРЯДЕ, ИНИЦИИРОВАННОМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА

© 2024 г. А. С. Соколов*, Т. Э. Гаянова, А. К. Козак, Д. В. Малахов, И. Р. Нугаев, Д. Е. Харлачев, В. Д. Степахин

Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

**E-mail: dmc63@yandex.ru*

Поступила в редакцию 07.11.2023 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

В статье предложен новый метод оценки количества частиц в экспериментах по моделированию взаимодействия космической и лунной пыли с поверхностью космических аппаратов. Эксперименты основаны на создании пылевого плазменного облака при воздействии излучения мощного импульсного гиротрона на вещество, имитирующее космическую или лунную пыль. Этот подход был опробован с использованием имитатора лунного реголита. Анализ динамики частиц в пылевых облаках, полученных в результате микроволнового разряда, производится с помощью программы ImageJ.

Ключевые слова: плазма, микроволновый разряд, гиротрон, реголит, ImageJ

DOI: 10.31857/S0004629924040053 **EDN:** KFPXTF

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая, или сложная, плазма состоит из нейтральной/ионно-электронной плазмы, содержащей «пыль» — взвешенные заряженные частицы. Пылевая плазма образуется в космосе, а также при различных наземных разрядах, начиная от промышленных применений [1, 2] и заканчивая получением пылевой плазмы в лабораторных условиях для решения разного спектра задач, например, о взаимодействии материалов космических аппаратов с частицами космической пыли и, в частности, лунным реголитом.

Реголит — рыхлая порода, химически состоящая из набора оксидов (SiO_2, Al_2O_3, CaO, FeO, MgO и TiO_2), покрывающая поверхность Луны слоем 4–15 м [3]. Она состоит из фрагментов горных пород и частиц, средний размер которых составляет 40–100 мкм, сформировавшихся при соударении различных космических объектов с поверхностью Луны. Такое соударение больше всего подходит под определение взрыва, следовательно вызывает разрушение материала упавшего тела. Реакция сопровождается сильным нагревом и сжатием как метеороида, так и породы в месте соударения. В эпицентре взрыва образуется газ высокого давления и появляется кратер, из которого выбрасывается реголит, масса которого может сильно превышать массу упавшего объекта [4, 5]. Эти частицы реголита приобретают заряд в результате столкновений с ионами и электронами в плазме, заставляя их взаимодействовать друг с другом. Такие заряженные частицы левитируют над поверхностью Луны на высоте до 100 км и имеют крайне высокие адгезионные свойства, что при взаимодействии с космическими аппаратами приводит к снижению их характеристик (от уменьшения ресурсов работы деталей трущихся механизмов до загрязнения поверхности солнечных батарей) вплоть до полного выхода их из строя. При проектировании оборудования для будущих космических аппаратов необходимо будет вносить поправки в конструкцию и используемые для создания космических систем материалы, учитывая эффекты воздействия на них лунной пыли, а значит, существует необходимость исследовать влияние лунной пыли на Земле, перед использованием созданных аппаратов в космическом пространстве.

Существует несколько методов анализа динамики частиц (PIV, PTV, LDV, MTV) [6, 7], которые, в зависимости от поставленной задачи, дают положительный результат, но все они являются весьма дорогостоящими и трудозатратными. Предлагаемый в данной статье метод, при меньших временных и экономических затратах, обеспечивает необходимый для наших исследований уровень.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемая технология создания облака заряженных частиц, разработанная отделом физики плазмы ИОФ РАН [8], основана на сходстве между процессами, которые развиваются в лабораторных экспериментах с реголитом, и процессами, которые происходят на Луне во время ее бомбардировки микрометеоритами. Эксперименты проводятся на плазмохимическом стенде с использованием микроволнового излучения мощного импульсного гиротрона. Выходящий гауссов пучок имеет следующие характеристики: частота 75 ГГц, мощность микроволнового излучения до 500 кВт, длительность импульсов до 10 мс. Диаметр СВЧ-пучка в области нахождения смеси порошков составляет 4–5 см. Элементы стенда представлены на рис. 1.

Создание облака заряженных частиц проходит внутри плазмохимического реактора, конструкция которого представляет собой алюминиевый цилиндр с вертикальными и горизонтальными отверстиями [9]. Через нижнее отверстие подается СВЧ-излучение гиротрона. Реактор может работать как при атмосферном давлении (на воздухе), так и в форвакууме, для чего предусмотрено два штуцера — для откачки и впрыска необходимого газа. Внутрь реактора устанавливается кварцевый стакан с нужным по составу порошком, в данном случае имитатором лунного реголита. Также в стакан могут устанавливаться держатели для пластин металлов или пластин солнечных батарей.

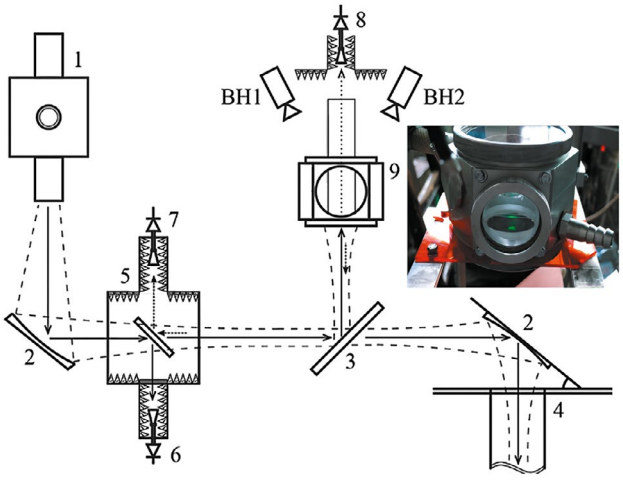


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — гиротрон, 2 — фокусирующие зеркала квазиоптического тракта, 3 — плоское зеркало, 4 — СВЧ-калориметр, 5 — квазиоптический СВЧ-ответвитель, 6/7/8 — СВЧ-детекторы падающего, отраженного и прошедшего излучения, 9 — плазмохимический реактор, ВН1 — промышленная камера, ВН2 — высокоскоростная видеокамера.

Для наших экспериментов использовались 2 системы измерений:

1. Высокоскоростная видеосъемка для определения различных стадий разряда: СВЧ-пробоя, развития экзотермических реакций, появления левитирующего облака заряженных частиц в реакторе [10]. При таких измерениях возможна оценка эволюции числа светящихся частиц во времени и расстояний между ними [11].
2. Система спектрометрических измерений [12]. Для наших экспериментов использовался имитатор лунного реголита Exolith LMS-1D (Lunar Mare Simulant — Dust) на минеральной основе, состоящий из SiO_2, Al_2O_3 CaO, Na_2O, FeO, K_2O, MgO, MnO, P_2O_5, TiO_2, а размеры частиц лежат в диапазоне 0.04–32 мкм.

3. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ДИАГНОСТИКИ

В ходе эксперимента регистрировались эмиссионные оптические спектры. Большая часть измерений проводилась спектрометрами Avantes с волоконным входом. На рис. 2, 3 представлены спектры, зарегистрированные на спектрометр Avantes Avaspec-3648-U80 со спектральным диапазоном 371 нм – 920 нм, разрешением 0.36 нм и спектральным размером пикселей 0.15 нм.

В наших условиях мы имеем дело с дипольным излучением связанных в атомах, молекулах и конденсированных телах электронов, чем обусловлена засветка на камере во время действия СВЧ-излучения.

На спектрах, зарегистрированных во время действия СВЧ, распознаются:

- атомарные линии Fe, Ti, Li, Na и K,
- ионы Fe и Ti,
- молекулы AlO, MgO, CaO и MnO.

После окончания действия СВЧ видны лишь немногочисленные линии Fe, Ti, Na, Li и K. Это обусловлено тем, что титан и железо обладают очень частыми линейчатыми спектрами, в которых очень много ярких (интенсивных) линий. А интенсивные самообращенные резонансные дублеты щелочных металлов — натрия, калия и, реже, лития — сопровождают свечение начиная с первичного пробоя в течение нескольких десятков (но не многих десятков) миллисекунд на уровне, до-

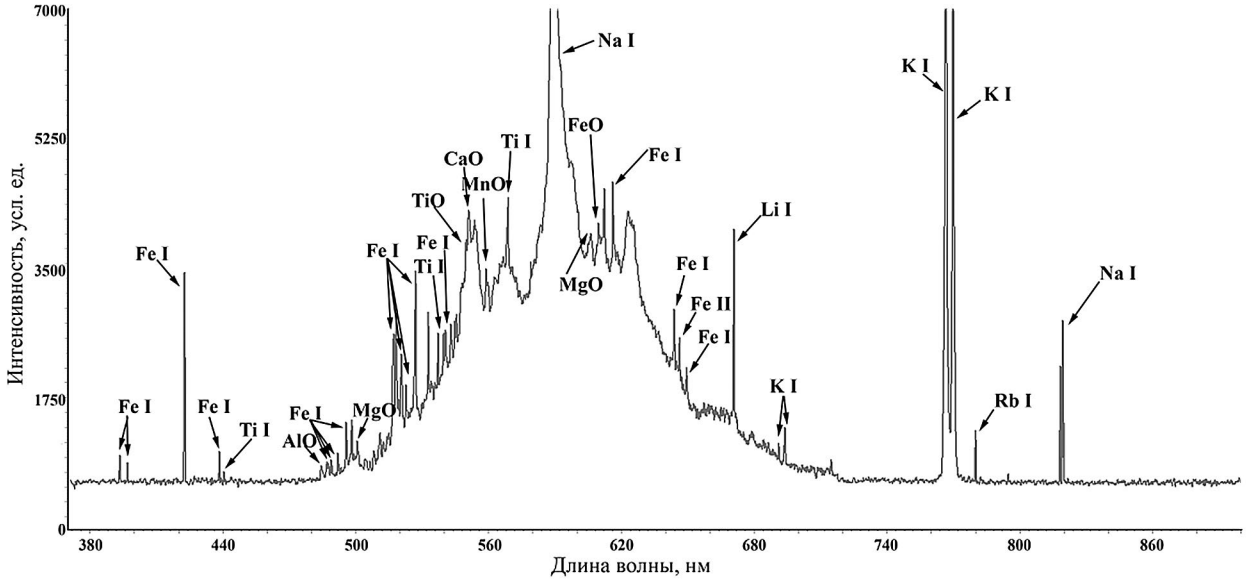


Рис. 2. Полученные спектры для смеси LMS-1D + 10% Fe в атмосфере аргона (мощность импульса — 400 кВт, длительность импульса — 6 мс).

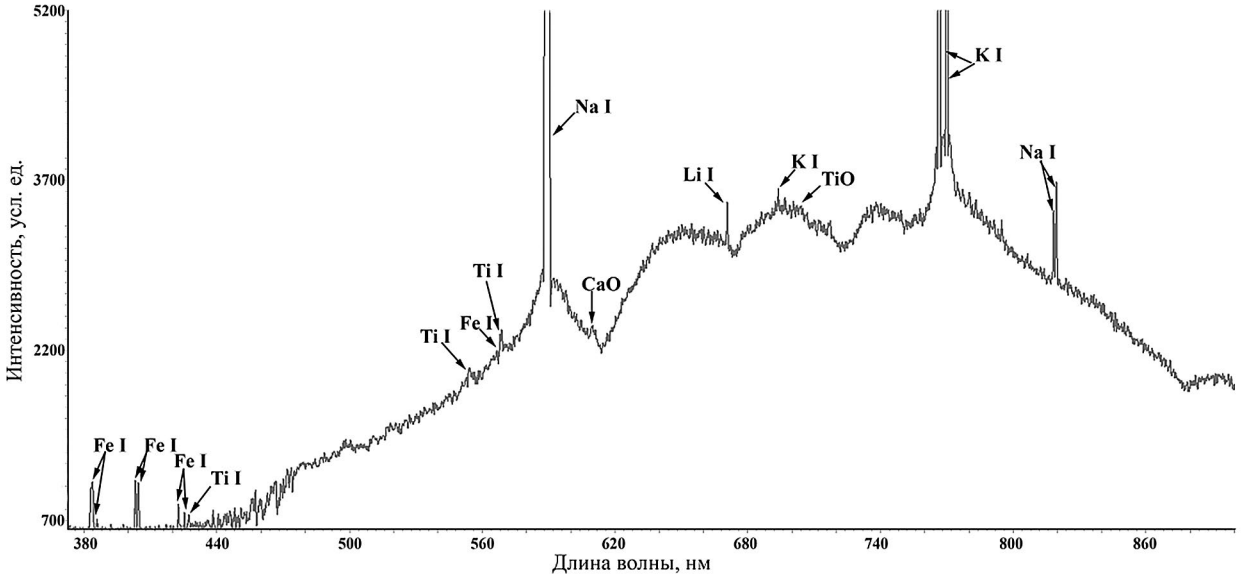


Рис. 3. Полученные спектры для смеси LMS-1D + 10% Mg в атмосфере аргона (мощность импульса — 400 кВт, длительность импульса — 6 мс).

статочном для регистрации нашими спектральными приборами. Соответственно, можно сказать, что практически все время своего «активного» существования наши «объекты» погружены в облако легко возбуждаемых щелочных атомов малой плотности.

Но в то же время именно в эти моменты отчетливо виден континуум, который необходим для определения температуры поверхности реголита. И с помощью методики, описанной выше, возможно определить момент времени, когда свечение пылевого облака заканчивается, и рассчитать температуру поверхности порошка непосредственно сразу после того, как исчезнут «помехи». Это необходимо для корректного выставления задержки работы спектрометра, связанного с тем, что экспозиция и «мертвое время» у наших аппаратов порядка 1–2 мс, которые не позволяют точно попасть в нужный момент времени.

Температуры поверхности порошка, рассчитанные по уже известной методике [13], достигали 2500 K после окончания действия СВЧ-излучения.

Почти во всех импульсах было идентифицировано несколько наборов линий, пригодных для определения электронной температуры, учитывая характеристики наших приборов. Расчеты проведены исходя из соотношения:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right),$$

где I_1, I_2 — интенсивности линий, A_1, A_2 — вероятности переходов, g_1, g_2 — степени вырождения верхних уровней, λ_1, λ_2 — длины волн линий, E_1, E_2 — энергии верхних уровней, k — постоянная Больцмана, T — электронная температура.

В большинстве разрядов с реголитом LMS-1D электронные температуры достигали 5000 K. При этом на стадии распада плазмы температура была порядка 3500 K.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗЛЕТА И КОЛИЧЕСТВА ЧАСТИЦ В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

На рис. 4 приведена раскадровка видео с камеры PHANTOM VEO 710L. На серии кадров хорошо видно облако светящихся частиц, которое наблюдается в реакторе значительно дольше длительности импульса гиротрона. Свечение частиц обусловлено высокой температурой их поверхности из-за протекающих на них экзотермических реакций. При окончании экзотермических процессов происходит остывание газово-плазменной фракции в реакторе, и частицы перестают светиться, а значит, и регистрироваться.

Обработка кадров, полученных с помощью скоростной камеры PHANTOM VEO 710L, осуществляется с помощью программы ImageJ [14].

В момент СВЧ-пробоя смеси порошков происходит засветка кадра, которая не позволяет определить местоположение и количество частиц. Поэтому время начала отсчета динамики движения частиц и их количества начинается после нескольких засвеченных кадров.

Для определения количества частиц и построения их треков необходимо качественно отделить фон от объектов. В данном случае выделение контуров на изображении является традиционным средством для качественной сегментации изображения. Сегментация разделяет изображение на составляющие части и отделяет объект от фона, чтобы можно было легко обрабатывать изображение и идентифицировать его содержимое. Алгоритмы сегментации изображений чаще всего базируются на разрыве и подобии значений на изображении.

Подход разрывов яркости для определения границ отдельных объектов основан на резких изменениях значений интенсивности. Разрывы яркости — это резкие изменения в группе пикселей,

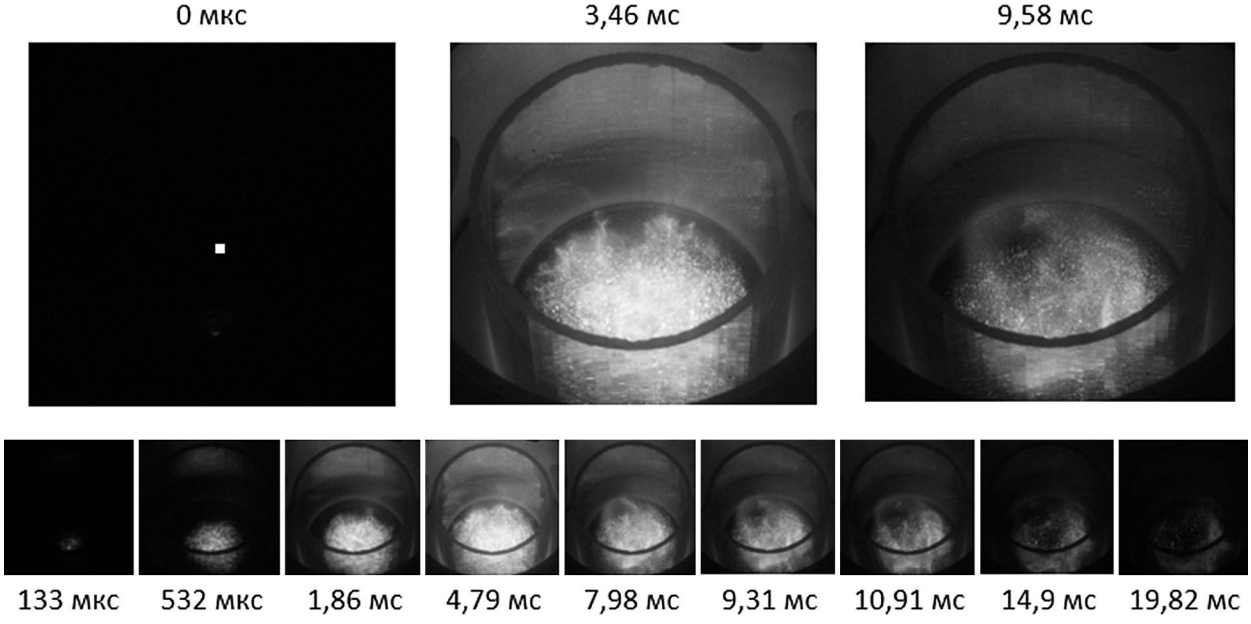


Рис. 4. Облако светящихся частиц для смеси реголит LMS-1D + 10% Mg в атмосфере аргона (мощность импульса — 400 кВт, длительность импульса — 6 мс).

которые являются границами объектов. Классический алгоритм обнаружения границ задействует свертку изображения с помощью оператора, который основывается на чувствительности к большим перепадам яркости на изображении, а при проходе однородных участков возвращает ноль. Главной особенностью техники обнаружения границ является возможность извлечь точную линию.

По результатам работы мы получаем кадры, на которых взвешенные в объеме реактора частицы представлены в виде эллипсов (границ светящихся частиц с исходных кадров), см. рис. 5, 6. Программа предоставляет возможность вручную отфильтровать области, ошибочно принятые за частицы, а также расставить дополнительные метки в местах, где взвешенные частицы были проигнорированы алгоритмом.

На рис. 7 и 8 представлена динамика изменения числа наблюдаемых в реакторе частиц для смесей порошков LMS-1D + Fe 10% и LMS-1D + Mg 10% для импульсов мощностью 300 кВт и длительностью 6 мс (рис. 7) и для импульса мощностью 400 кВт и длительностью 6 мс (рис. 8).

Рис. 5. Аппроксимированные программой частицы, левитирующие в объеме реактора для смеси LMS-1D + 10% Fe в атмосфере аргона (мощность импульса — 400 кВт, длительность импульса — 6 мс).

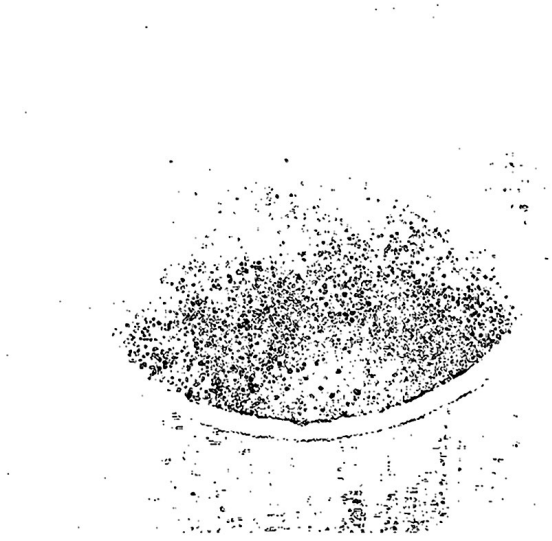


Рис. 6. Аппроксимированные программой частицы, левитирующие в объеме реактора для смеси LMS-1D + 10% Mg в атмосфере аргона (мощность импульса — 400 кВт, длительность импульса — 6 мс).

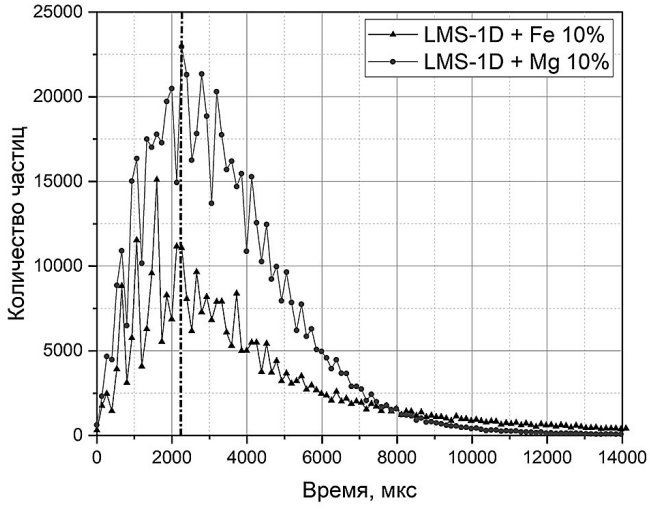


Рис. 7. Динамика изменения количества наблюдаемых частиц в смесях LMS-1D + Fe 10% и LMS-1D + Mg 10% для мощности импульса 300 кВт, длительности — 6 мс.

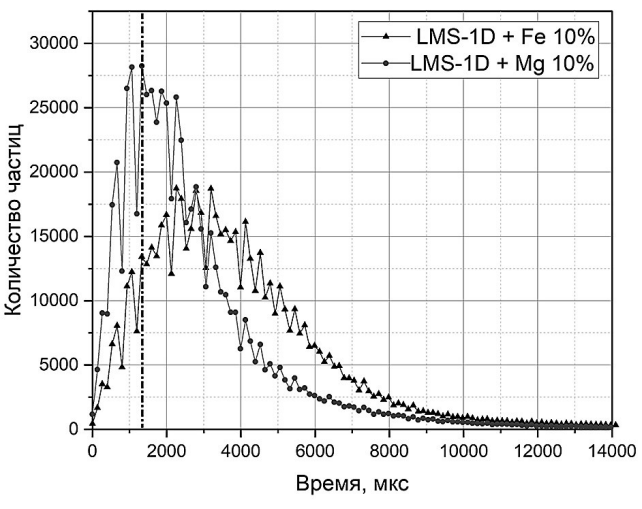


Рис. 8. Динамика изменения количества наблюдаемых частиц для смесей LMS-1D + Fe 10% и LMS-1D + Mg 10% для мощности импульса 400 кВт, длительности — 6 мс.

Исходя из того, что средний размер частицы реголита 20 мкм, верхний слой порошка имеет порядка 10^6 частиц. По нашим оценкам, светящиеся частицы составляют до 1.5% от общего количества частиц, но в то же время существуют частицы, которые взлетают, но не светятся, и их наш алгоритм не учитывает.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье предложена автоматизированная методика подсчета частиц реголита в пылевом облаке, позволяющая оценить количество светящихся частиц, взвешенных в объеме плазмохимического реактора, в следствии микроволнового пробоя, инициированного излучением мощного импульсного гиротрона.

Описанный метод не лишен недостатков, например, методика не обеспечивает приемлемого подсчета частиц в объеме реактора при интенсивной засветке камеры в момент микроволнового пробоя. Частично это может быть решено установкой фильтров на объектив камеры, но в этом случае исчезает возможность наблюдения стадий послесвечения по окончании пробоя, так как яркости свечения частиц после пробоя недостаточно для наблюдения их через фильтр.

Кроме того, установка может быть улучшена путем добавления системы лазерной подсветки частиц в реакторе для наблюдения и подсчета частиц, которые по тем или иным причинам не обладают достаточным уровнем светимости или она отсутствует вовсе.

Полученные результаты планируется использовать в имитационных экспериментах по осаждению заряженных частиц реголита на солнечные панели космических аппаратов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эксперименты по созданию левитирующих облаков заряженных частиц реголита проведены за счет средств проекта РНФ № 23-79-01078.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторский состав выражает благодарность д.ф.-м.н. Н.Н. Скворцовой, к.ф.-м.н. В.Д. Борзосекову и всему научному коллективу, принимающему участие в экспериментах по плазмохимическому синтезу, за помощь в проведении исследований. Кроме того, авторский состав выражает благодарность Программе 10 Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ за экспертную оценку научной проблемы представляемой работы и организацию совместной исследовательской деятельности в области астро- и геофизики широкого круга специалистов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. E. Gayanova, E. V. Voronova, S. V. Kuznetsov, E. A. Obraztsova, N.N. Skvortsova, A. S. Sokolov, I. R. Nugaev and V.D. Stepakhin,* High Energy Chem. 57, 1, 53 (2023).
2. *N. S. Akhmadullina, N. N. Skvortsova, E. A. Obraztsova, V. D. Stepakhin et al.,* Chem. Phys. 516, 63 (2019).
3. *S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. P. Golub and A. Yu. Dubinskii,* Planet. Space Sci. 156, 71 (2018).
4. *И. А. Кузнецов, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, С. И. Попель и др.,* Астрон. журн. 100, 1, 41 (2023).
5. *S. I. Popel, A. P. Golub', A. V. Zakharov, and L. M. Zelenyi,* Plasma Phys. Rep. 46 (3), 265 (2020).
6. *J. Williams,* Journal of Plasma Physics 82(03) (2016).
7. *Y. Zeng, Zh. Ma, Y. Feng,* Review of Scientific Instruments, 93 (3) (2022).
8. *Н. Н. Скворцова, В. Д. Степахин, Д. В. Малахов, Л. В. Колик, Е. М. Кончеков, Е. А. Образцова, А. С. Соколов, А. А. Сорокин, Н. К. Харчев и О. Н. Шишилов,* Патент №2727958 Российская Федерация, рег. 28 июля 2020 г.
9. *Г. М. Батанов, Н. К. Бережецкая, В. Д. Борзосеков, Л. В. Колики др.,* Успехи прикладной физики 1, 5, 564 (2013).
10. *А. С. Соколов, Д. В. Малахов и Н.Н. Скворцова,* Инженерная физика 11, 3 (2018).
11. *М. В. Тригуб, Д. В. Малахов, В. Д. Степахин, Г. С. Евтушенко, Д. А. Балабанов и Н. Н. Скворцова,* Оптика атмосферы и океана 33, 3, 199 (2020).
12. *А. А. Летунов, Н. Н. Скворцова, И. Г. Рябикина, Г. М. Батанов, и др.,* Инженерная физика 10, 36 (2013).
13. *E.V. Voronova, A. V. Knyazev, A. A. Letunov, V. P. Logvinenko, N. N. Skvortsova, and V. D. Stepakhin,* Physics of Atomic Nuclei. 84, 1761 (2021).
14. ImageJ Independent Platform, https://imagej.nih.gov/ij/

A METHOD FOR ESTIMATING THE NUMBER OF REGOLITH PARTICLES IN A DUST CLOUD IN A DISCHARGE INITIATED BY GYROTRON RADIATION

A. S. Sokolov*, T. E. Gayanova, A. K. Kozak, D. V. Malakhov, I. R. Nugaev, D. E. Kharlachev, V. D. Stepakhin

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

**E-mail: dmc63@yandex.ru*

The article proposes a new method for estimating the number of particles in experiments on modeling the interaction of cosmic and lunar dust with the surface of spacecraft. The experiments are based on the creation of a dusty plasma cloud, when exposed to radiation from a powerful pulsed gyrotron on a substance simulating cosmic or lunar dust. This approach was tested using a lunar regolith simulator. The dynamics of particles in dust clouds obtained as a result of microwave discharge is analyzed using the ImageJ program.

Keywords: plasma, microwave discharge, gyrotron, regolith, ImageJ

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 355–365

МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ И ЛАБОРАТОРНЫХ ДЖЕТОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© 2024 г. О. Д. Торопина*, Г. С. Бисноватый-Коган*, С. Г. Моисеенко*

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

**E-mail: toropina@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

В настоящей работе представлены результаты МГД моделирования астрофизических и лабораторных сверхзвуковых джетов при суперпозиции полоидального (B_r, B_z) и тороидального (B_ϕ) магнитных полей. Показано, что вылетающее вещество быстро коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры, оставляя за собой устойчивое течение. Внутри основной конической расширяющейся ударной волны наблюдается периодическая ударно-волновая структура. Показано, что тороидальный компонент магнитного поля остается в области на протяжении всего расчета и играет роль в коллимации потока. Полоидальное магнитное поле уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и также участвует в коллимации потока. Таким образом, в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ. Ширина джета и угол раствора конуса Θ зависят от величины индукции магнитного поля. По мере увеличения поля джет становится более узким, а угол раствора конуса уменьшается. Изначально мы не задаем вращение джета Ω. Однако благодаря наличию поля B_ϕ вещество приобретает угловую скорость и закручивается вдоль оси z. Результаты моделирования качественно согласуются с лабораторными джетами, возникающими в эксперименте на лазерной установке «Неодим», и с ранее полученными результатами МГД моделирования образования джетов раздельно, в полоидальном или тороидальном магнитном поле.

Ключевые слова: астрофизические джеты, МГД, численное моделирование, лабораторная астрофизика

DOI: 10.31857/S0004629924040066 **EDN:** KFHWQO

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические джеты наблюдаются в самых различных астрономических объектах. В радиодиапазоне многие квазары и активные ядра галактик (AGN) часто представляют собой яркие компактные источники, из которых вылетают одиночные или двойные узконаправленные плазменные струи (джеты). В некоторых случаях они бывают видны в оптическом и в рентгеновском диапазонах. Наиболее известные объекты: ядро гигантской эллиптической галактики M87 в созвездии Дева [1, 2] и первый из открытых квазаров 3C 273 [3]. Джеты наблюдаются в компактных объектах в двойных системах и в молодых звездах, а также могут возникать при взрыве коллапсирующих сверхновых [4]. Анизотропный взрыв, который считается возможной причиной происхождения космических гамма-всплесков, также сопровождается формированием узконаправленного джета.

Форма струйного выброса зависит от многих параметров, существенным образом влияющих на коллимация плазмы. Например, хорошо известный джет от молодой звезды IRAS 17527–2439 имеет извилистую структуру, которая обусловлена изменением направления струи с течением времени из-за притяжения звезд-компаньонов. Магнитные поля могут придавать джетам узконаправленную форму. Процессы формирования и эволюции релятивистских джетов представляют собой одну из самых интересных задач современной астрофизики [5, 6].

Основные направления изучения астрофизических джетов — это наблюдения в оптическом, рентгеновском и радиодиапазонах, а также многомерное численное моделирование. Для успешного и корректного моделирования необходимо учесть ряд физических процессов, происходящих в релятивистских струйных выбросах, в том числе магнитное поле и гравитационное поле центрального объекта, а воз-

можно, и звезд-компаньонов. Некоторое время назад для исследования астрофизических джетов начали применяться методы лабораторной астрофизики, которые позволяют создавать релятивистские струи плазмы в лабораторных условиях при помощи лазеров и дают возможность исследовать структуру, эволюцию и особенности строения джетов. Сопоставить результаты лабораторных экспериментов с результатами астрофизических наблюдений и численного моделирования можно с помощью методов подобия [7, 8].

Ранее мы численно исследовали формирование струйных выбросов плазмы в полоидальном [9] и тороидальном магнитных полях [10], где получили значительное сходство расчетных параметров с параметрами джетов от молодых звезд. Результаты расчетов показали качественное соответствие с результатами лазерного эксперимента по образованию джетов на установке «Неодим» (ЦНИИМАШ) [11].

Для теоретического описания происходящих в джетах процессов можно применять методы многомерного численного моделирования. Численные расчеты позволяют получить детальную картину течения вещества в джете и ударно-волновую структуру течения. Численное моделирование позволяет проводить расчеты как для начальных данных, соответствующих астрофизическим джетам, так и для набора параметров из лабораторного эксперимента.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основная цель данного исследования — численное моделирование процессов формирования и эволюции джетов, анализ результатов и сравнение их с наблюдаемыми в радио, рентгеновском и оптическом диапазонах астрофизическими джетами, а также с результатами плазменных лабораторных экспериментов, имитирующих образование астрофизических джетов. Здесь представлены результаты моделирования джетов при наличии магнитного поля, содержащего все три компонента (B_r, B_z, B_ϕ).

Мы не рассматриваем, также как и в [9, 10], процессы лазерного нагрева и испарения вещества мишени, предшествующие образованию и формированию джета. Процессы лазерной абляции исследованы в большом количестве работ, например, в работах Мажукина и др. [12, 13, 14]. В процессе моделирования мы считаем, что процесс абляции уже завершился, и протоны и электроны испарились с поверхности мишени, и учитываем это при определении начальных и граничных условий. Для численного моделирования эксперимента используется стандартная система уравнений магнитной гидродинамики с учетом конечной проводимости [15].

2.1. Лабораторный эксперимент

Мы сравниваем полученные результаты с лабораторными экспериментами по исследованию пространственного распределения пучков ускоренных протонов, которые проводились в ЦНИИМАШ группой В. С. Беляева и А. П. Матафонова на созданной ими 10 ТВт пикосекундной лазерной установке «Неодим» [11].

Установка «Неодим» имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и пиковую интенсивность $(2-5)\times10^{18}$ Вт/см^2. Схема эксперимента показана на рис. 1.

В цилиндрической камере в качестве мишени (M) использовалась фольга из меди (Cu), толщиной 30 мкм либо 50 мкм или фольга из тантала (Ta) толщиной 50 мкм. На расстоянии 20 мм от мишени по нормали перед мишенью (A), по нормали за мишенью (B) располагались трековые детекторы CR-39. Перед трековыми детекторами CR-39 устанавливались фильтры из Al толщиной от 11 до 80 мкм. К центральной области мишени с диаметром 10 мкм однородно и мгновенно прикладывалась

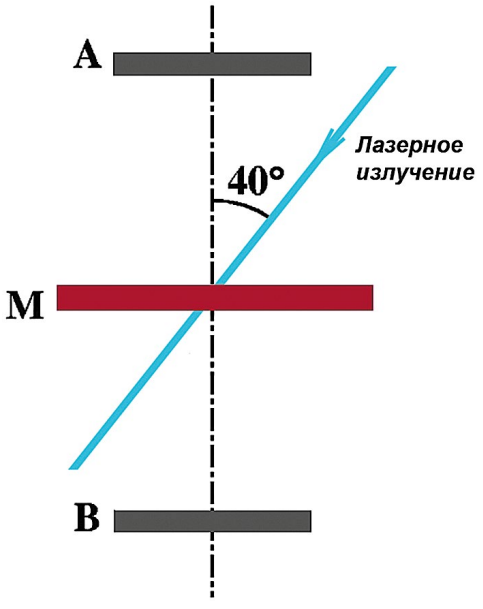


Рис. 1. Схема лазерного эксперимента. На мишень M (Cu 30 мкм, 50 мкм, либо Ta 50 мкм) приходит лазерное излучение. В результате нагрева мишени возникают два направленных протонных пучка, которые фиксируют трековые детекторы CR-39 A и B.

энергия лазерного излучения 10 Дж = 6.24×10^{19} эВ. В результате нагрева мишени возникали два направленных симметричных протонных пучка, которые регистрируются только в направлении нормали перед мишенью (A) и за мишенью (B). В численном моделировании для простоты рассматривается только один из этих пучков.

На трековых детекторах были получены изображения протонных пучков с различной энергией. Было обнаружено, что изображения часто представляют собой кольцевые структуры. Причем, для одной и той же мишени из Cu толщиной 50 мкм при увеличении энергии протонного пучка с 0.8 до 1.7 МэВ угол отклонения протонов уменьшался с 21.8° до 15.4°. А в случае протонных пучков с одинаковой энергией ($E_p > 1.7$ МэВ) при увеличении толщины мишени из фольги из одного и того же материала Cu от 30 до 50 мкм угол раствора конуса пучка протонов одинаковой энергии ($E_p > 1.7$ МэВ) уменьшался с 20.5° до 15.4°. При переходе от одной мишени Cu (50 мкм) к другой Ta (50 мкм) одинаковой толщины, но с большим атомным номером атомов мишени ($Z_{\mathrm{Cu}} = 29$, $Z_{\mathrm{Ta}} = 73$) угол раствора конуса пучка протонов так же уменьшался с 15.4° до 5.7° [9].

В ряде экспериментов было показано, что образование выброса связано с нагревом пластины, а форма и угол падения лазерного пучка не играет роли. Поэтому можно считать, что разогретое лазером пятно на мишени имеет форму круга и для построения математической модели джета использовать осесимметричное приближение.

2.2. Область моделирования

Для моделирования задачи выбрана инерциальная лабораторная цилиндрическая система координат (r,ϕ,z) с центром в середине мишени, ось z перпендикулярна мишени. В задаче предполагается осевая симметрия в распределении всех макроскопических величин ρ, T, v, B, $\partial / \partial\phi = 0$, однако вычисляются все три компоненты скорости v и магнитного поля B. Моделирование проводится в половине координатной плоскости (r,z). В задаче используется равномерная разностная сетка, координаты узлов сетки лежат в пределах $0 \le r \le R_{\max}$, $0 \le z \le Z_{\max}$. Размеры области моделирования равны $Z_{\max} = 5.12$, $R_{\max} = 2.56$. Моделирование проводится на равномерной сетке (r,z) с числом ячеек $N_r \times N_z = 257 \times 513$ или $N_r \times N_z = 513 \times 1026$. Центральная область мишени, к которой однородно и мгновенно прикладывается энергия лазерного излучения, представляет собой однородный цилиндр с радиусом R_d и толщиной Z_d. При этом $R_d / R_{\max} = 0.06$ и $Z_d / Z_{\max} = 0.03$. Схема области моделирования приведена на рис. 2.

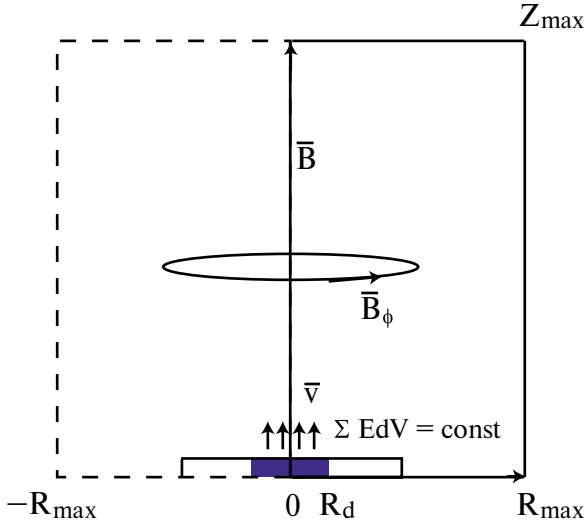


Рис. 2. Схема области моделирования: используется инерциальная цилиндрическая система координат (r,ϕ,z) с центром в середине мишени, ось z перпендикулярна мишени. Задано полоидальное B и тороидальное магнитное поле B_ϕ. Центральная область мишени представляет собой однородный цилиндр радиуса $R_d \ll R_{\max}, Z_{\max}$ и толщины $Z_d \ll R_{\max}, Z_{\max}$.

2.3. Система уравнений

Для численного моделирования процессов образования и коллимации джетов в лабораторном эксперименте используется стандартная система уравнений магнитной гидродинамики с учетом конечной проводимости [15] в отсутствие гравитации.

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\,\mathbf{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + 1/c\,\mathbf{J}\times\mathbf{B}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right) + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\nabla^2\mathbf{B}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\rho\varepsilon^{\mathbf{v}}\right) = -p\nabla\cdot\mathbf{v} + \frac{\mathbf{J}^2}{\sigma}, \tag{4}$$

$$\frac{4\pi}{c}\mathbf{J} = \nabla\times\mathrm{B}. \tag{5}$$

Переменные в системе уравнений имеют следующие значения: ρ — плотность вещества, v — скорость, B — индукция магнитного поля, ε — внутренняя энергия единицы массы вещества, J — плотность электрического тока, σ — эффективная электропроводность среды, c — скорость света. Для описания термодинамических свойств вещества используется адиабатическое уравнение состояния идеального газа:

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon.$$

Здесь γ — показатель адиабаты. Для текущей задачи выбрано значение $\gamma = 5/3$, которое соответствует показателю адиабаты одноатомного нерелятивистсково газа. В системе уравнений (1–5) учтен закон Ома в виде:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}/c).$$

Магнитная вязкость $\eta_m \equiv c^2/(4\pi\sigma)$, проводимость σ и показатель адиабаты γ считаются постоянными во всей области расчета и не изменяются во времени. Рассматривается скалярная проводимость плазмы. Токами Холла пренебрегалось.

2.4. Магнитное поле

В предыдущих сериях расчетов магнитное поле в области моделирования имело одну из двух конфигурациий: полоидальное поле (B_r, B_z) [9] либо тороидальное поле B_ϕ [10]. В первом случае для точного выполнения условия равенства $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ в расчетах вместо полоидальных компонентов магнитного поля (B_r, B_z) использовался тороидальный компонент A_ϕ вектор-потенциала магнитного поля A, $B = \nabla \times A$. Во втором случае было задано тороидальное магнитное поле B_ϕ, для которого в качестве наиболее подходящей модели было выбрано поле проводника с током, направленного вдоль оси z, как в работе [10].

Мы учитываем здесь все три компоненты магнитного поля: B_r, B_z и B_ϕ. Полоидальные компоненты поля B_r, B_z вычисляем с помощью тороидального компонента A_ϕ вектор-потенциала поля: $B_r = -\partial A_\phi / \partial z$ и $B_z = (1/r)\partial(rA_\phi)/\partial r$.

Тороидальный компонент поля B_ϕ задаем как поле проводника с током, направленного вдоль оси z, как схематично показано на рис. 2: для $0 \le r \le R_d$ $B_\phi = B_0 r / R_d$, для $R_d \le r \le R_{\max}$ $B_\phi = B_0 R_d / r$, где B_0 — постоянная величина, на оси z поле $B_\phi = 0$.

После приведения системы уравнений (1–5) к безразмерному виду в ней возникают два характерных безразмерных параметра. Первый параметр,

$$\beta = \frac{8\pi P_{0\,jet}}{B_0^2} = \frac{2}{\gamma}\frac{c_{s0}^2}{V_{A0}^2}, \qquad (6)$$

определяет соотношение между характерными значениями давления вещества $P_{0\,jet} = \rho_{0\,jet} c_{s0}^2 / \gamma$ и энергии единицы объема магнитного поля. Здесь $\rho_{0\,jet}$ — плотность втекающего вещества на границе расчетной области, $P_{0\,jet}$, c_{s0} — давление и скорость звука во втекающем веществе, B_0 — индукция магнитного поля в области, $V_{A0} = \dfrac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_{0\,jet}}}$ — альфвеновская скорость втекающего вещества на границе расчетной области.

Второй параметр — характерная безразмерная магнитная вязкость (или обратное ей характерное магнитное число Рейнольдса $\mathrm{R}e_M$)

$$\tilde{\eta}_M = \frac{\eta_M}{L_0 V_{A0}} = \frac{c^2}{4\pi\sigma L_0 V_A} = 1 / \mathrm{R}e_M. \qquad (7)$$

Здесь σ — постоянная эффективная проводимость плазмы, L_0 — характерный размер и V_A — характерная альфвеновская скорость, используемая при определении магнитного числа Рейнольдса $\mathrm{R}e_M$. В качестве характерного размера L_0 был взят масштаб задачи $R_{\max}$. В качестве характерной скорости V_0 взята альфвеновская скорость втекающего вещества на границе расчетной V_{A0}.

Для решения системы уравнений использовалась осесимметричная разностная МГД схема с конечной проводимостью гибридного типа, основанная на методе локальных итераций [16] и методе коррекции потоков [17, 18]. Для решения астрофизических задач эта схема впервые была использована в работах [19, 20] и получила дальнейшее развитие в работах [21, 22].

2.5. Граничные и начальные условия

Система уравнений (1–5) численно решалась в цилиндрической области $0 \le z \le Z_{\max}$, $0 \le r \le R_{\max}$. Предполагалось, что на границах ($z = Z_{\max}$, $0 < r \le R_{\max}$), ($z = 0$, $R_d \le r \le R_{\max}$), ($r = R_{\max}$, $0 \le z \le Z_{\max}$) есть магнитное поле, но отсутствуют токи, и были заданы свободные граничные условия, т. е. для любой величины f, $\partial f / \partial n = 0$.

Здесь $\partial f / \partial n$ — производная по нормали к поверхности. В соответствии с предположением об осевой симметрии, граничные условия на оси z ($r = 0$, $0 < z < Z_{\max}$) записываются как

$$v_r = v_\phi = 0, \quad A_\phi = B_\phi = 0.$$

На части границы ($z = 0, R_d \le r \le R_{\max}$) были заданы фиксированные граничные условия, $\rho = \rho_0$ и $v_0 = 0$, чтобы запретить втекание вещества в область моделирования через эту границу. На границе ($z = Z_{\max}$, $0 \le r \le R_{\max}$) были заданы свободные граничные условия $\partial / \partial n = 0$, чтобы позволить веществу вытекать из области. Втекание вещества через эту границу в область моделирования также запрещено. На цилиндрической границе ($0 \le z \le Z_{\max}$, $r = R_{\max}$) также были заданы свободные граничные условия $\partial / \partial n = 0$. Для изучения влияния граничных условий была проведена серия расчетов с различными размерами области моделирования.

Для полоидального компонента магнитного поля использовался векторный потенциал магнитного поля $A = A_\phi$, который был задан во всей области расчета. Для однородного магнитного поля B, сонаправленного с осью z, векторный потенциал записывается следующим образом: $A_\phi = rB$, $A_r = 0$, $A_z = 0$. Тороидальный компонент магнитного поля B_ϕ был задан по формуле поля проводника с током, направленного вдоль оси z: для $0 \le r \le R_d$ $B_\phi = B_0 r / R_d$, для $R_d \le r \le R_{\max}$ $B_\phi = B_0 R_d / r$, где B_0 — постоянная величина. При этом автоматически гарантировано, что поле на оси z $B_\phi = 0$.

В начальный момент времени $t = 0$ магнитное поле в области представляет собой магнитное поле, заданное приведенным выше способом. Начальная плотность вещества во всей области моделирования, за исключением мишени, была однородной и имела малое значение, $\rho = \rho_0$. Начальная скорость вещества во всей области моделирования, за исключением центральной области, $v_z = v_r = 0$. Вещество не имеет углового момента ($v_\phi = 0$).

В центральной области $0 \le r \le R_d$, $0 \le z \le Z_d$ задано значение плотности $\rho \gg \rho_0$ и сверхзвуковая скорость вылетающего из мишени вещества. Большинство расчетов было проведено для начальных чисел Маха M = 3 и M = 6. В большинстве исследованных случаев вылетающее из центральной области вещество несет магнитное поле, по величине и структуре аналогичное магнитному полю в области моделирования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Мы провели значительный ряд тестовых расчетов для проверки корректности выбранной модели магнитного поля и устойчивости системы. Один из наиболее интересных случаев, показывающих эволюцию джета в умеренном магнитном поле, имеет параметры: $\beta = 8\pi P_\infty / B_0^2 = 10^{-2}$ и M = 3. Безразмерная магнитная вязкость равна $\tilde{\eta}_M = 1 / \mathrm{Re}_M = 10^{-5}$. Начальная плотность вещества во всей области моделирования однородна и имеет малое значение, $\rho = \rho_0$. Начальная скорость вещества во всей области моделирования, за исключением мишени, нулевая, $v_z = v_r = 0$. Вещество не имеет углового момента, $v_\phi = 0$. В области мишени $0 \le r \le R_d$, $0 \le z \le Z_d$ задан впрыск вещества со значением плотности $\rho \approx 300\rho_0$ и сверхзвуковой скоростью вылетающих из мишени частиц $v = \mathrm{M}c_s$, где $c_s = \gamma P_0 / \rho_0$ — скорость звука в невозмущенной области, M — число Маха. Скорость втекающего в расчетную область через границу мишени вещества в начальный момент времени имеет только z-компонету v_z; $v_r = 0$. Втекающее вещество имеет такое же магнитное поле, как и поле в области в начальный момент времени.

На рис. 3 показана эволюция течения вещества. Цветная заливка соответствует логарифму плотности вещества ρ, стрелками обозначены векторы скоростей. Можно видеть, что вещество мишени под воздействием энергии лазерного излучения начинает лететь вдоль оси z в направлении детектора. Сразу после выброса течение немного расширяется, но затем коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры. Влияние внешнего газа на коллимацию потока в данном случае незначительно. Внутри основной ударной волны вещество неоднородно, можно различить множественные перепады плотности.

Более детально картина истечения в момент времени $T_4 = 2.5$ показана на рис. 4. Для большей визуализации деталей контрастность рисунка понижена. Можно видеть, что джет имеет сложную конфигурацию. Внутри основной конической рас-

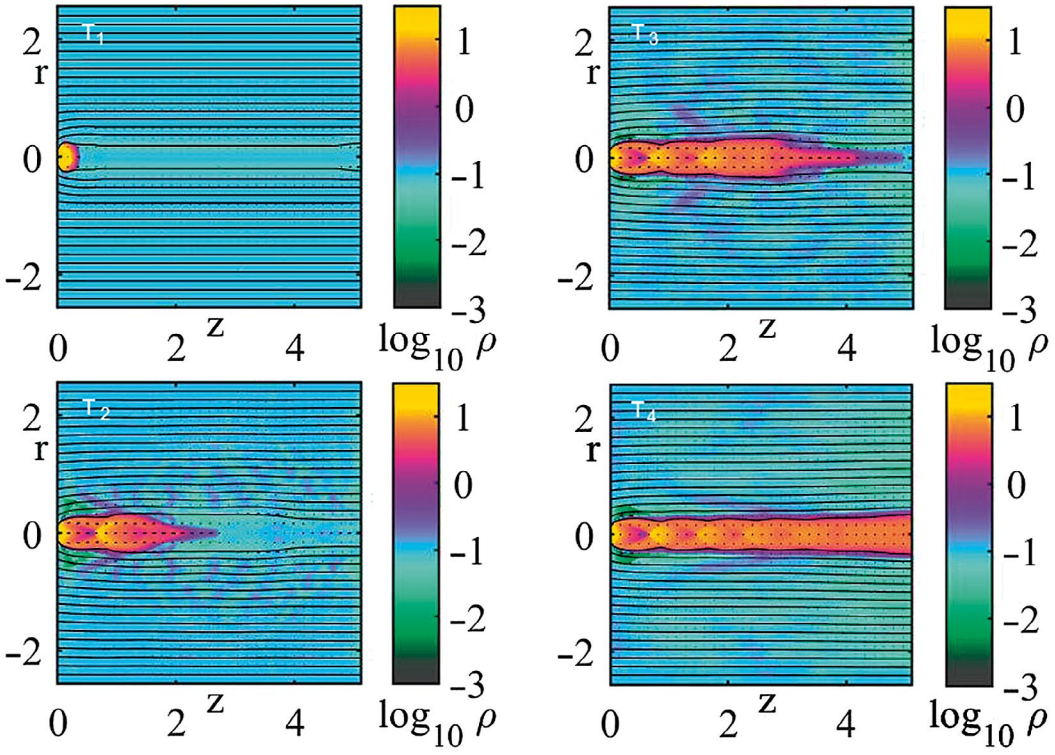
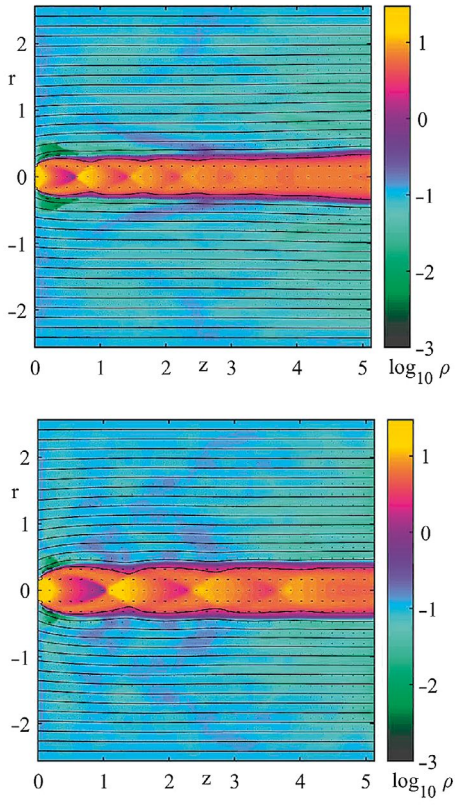


Рис. 3. Картина течения вещества при формировании джета в магнитном поле в моменты времени (сверху вниз и слева направо): $T_1 = 0.1$, $T_2 = 0.8$, $T_3 = 1.6$, $T_4 = 2.5$ для случая с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и M = 3. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полоидального поля.

Рис. 4. Структура джета в магнитном поле в момент времени $T_4 = 2.5$. Вверху: случай с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и M = 3. Внизу: случай с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и M = 6. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полоидального поля. Для визуализации деталей контрастность рисунка понижена.



ширяющейся ударной волны имеется ударно-волновая структура, которая имеет периодичный характер, так называемые «бочки». Посредством «бочек» происходит выравнивание статических давлений. Интенсивность ударно-волновых процессов максимальна в первой «бочке» и заметно снижается в следующих. Об этом так же свидетельствуют рис. 5 и 6. Кроме того, рис. 4 позволяет оценить значение угла раствора конуса ударной волны как $\Theta \approx 15°$.

На рис. 5 показано распределение логарифма плотности ρ вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$. Вблизи границы конуса джета плотность уменьшается равномерно, а внутри конуса наблюдаются многочисленные колебания плотности. На рис. 6 показано число Маха $M = v/c_s$ вдоль оси z на аналогичных расстояниях и в тот же момент времени $T = 2.5$. Наблюдаются колебания числа Маха M внутри джета, слабые на границе и значительные внутри джета (см. рис. 6). Сопоставив рисунки, можно видеть, что минимумам плотности соответствуют максимумам числа Маха M. Это подтверждает образование внутри конуса джета мелких ударных волн, «бочек», распространяющихся в направлении основной ударной волны.

На рис. 7 можно проследить эволюцию тороидального компонента магнитного поля в области моделирования. Начальное распределение индукции магнитного поля B_ϕ вдоль оси r показано сплошной линией. Его структура в начальный момент времени $T_0 = 0$ соответствует полю проводника с током, направленного вдоль оси z. В моменты времени $T_1 = 1.2$ и $T_2 = 2.5$ поле B_ϕ уменьшается по абсолютному значению и быстро спадает вдоль r к границе области (пунктирная и штриховая линии). Таким образом, тороидальный компонент магнитного поля сохраняется в области на протяжение всего расчета и играет роль в коллимации потока.

Полоидальный компонент поля B_z показан на рис. 8. Распределение B_z вдоль радиуса на разных расстояниях от мишени свидетельствует о том, что полоидальное магнитное поле хотя и уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и также играет роль в коллимации потока.

Изначально мы не задаем вращение джета Ω. Однако благодаря наличию всех трех компонентов магнитного поля, B_r, B_ϕ и B_z, вещество начинает закручиваться вдоль оси z. На рис. 9 можно видеть, что в момент времени $T = 0.0$ на расстоянии $z = 1.128$ угловая скорость $\Omega = v_\phi / r$ вдоль оси r была нулевой (сплошная линия). Распределение угловой скорости в момент времени $T = 1.2$ показано пунктиром, а моменту $T = 2.5$ соответствует штриховая линия.

Мы видим, что в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ. На данный момент сложно сказать, какой компонент вносит больший вклад, и необходимы дополнительные расчеты.

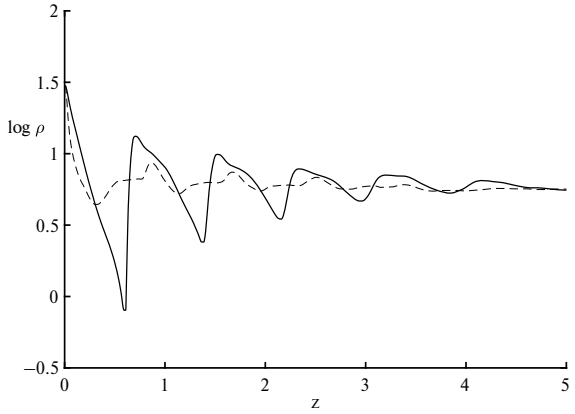


Рис. 5. Распределение логарифма плотности вещества вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и M = 3.

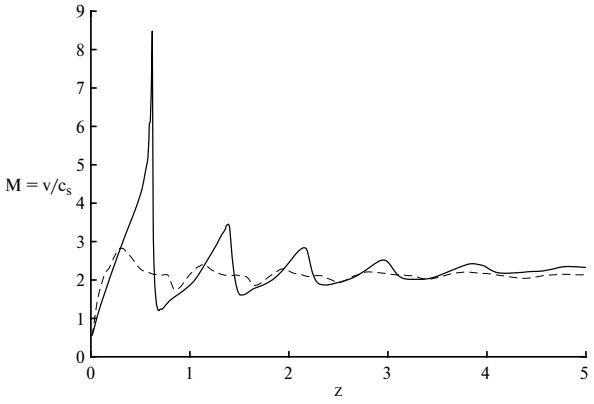


Рис. 6. Число Маха $M = v/c_s$ вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и M = 3.

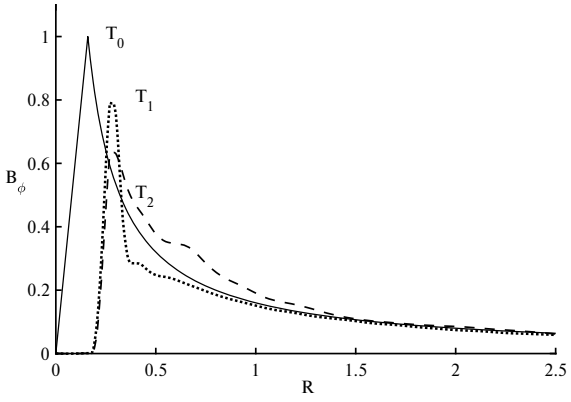


Рис. 7. Распределение индукции магнитного поля B_ϕ вдоль оси r на одном и том же расстоянии $z = 0.2$ в моменты времени $T = 0.0$, $T = 1.2$, $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и M = 3.

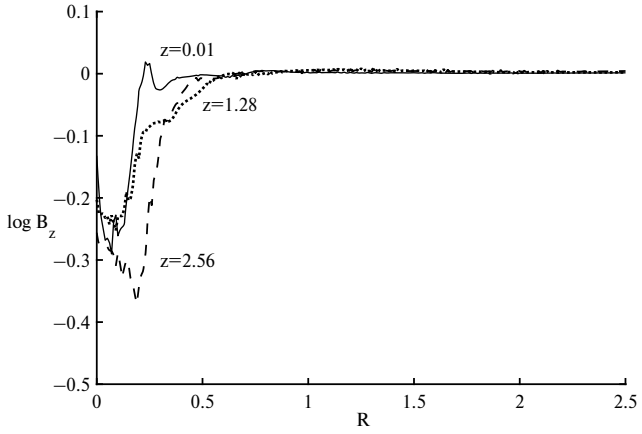


Рис. 8. Распределение индукции магнитного поля B_z вдоль оси r на расстоянии $z = 0.01$, $z = 1.128$, $z = 2.56$ в момент времени $T = 2.5$, для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и M = 3.

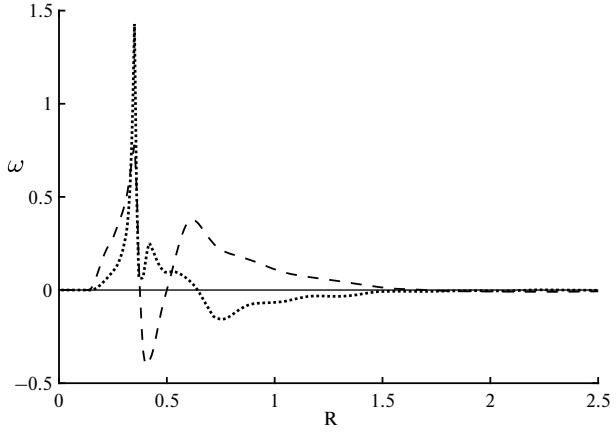


Рис. 9. Распределение угловой скорости ω вдоль оси r на расстоянии $z = 1.128$ в моменты времени $T = 0.0$ (сплошная линия), $T = 1.2$ (пунктирная линия) и $T = 2.5$ (штриховая линия) для базового случая с параметрами $b_0 = 1.0$, $\beta = 10^{-2}$ и M = 3.

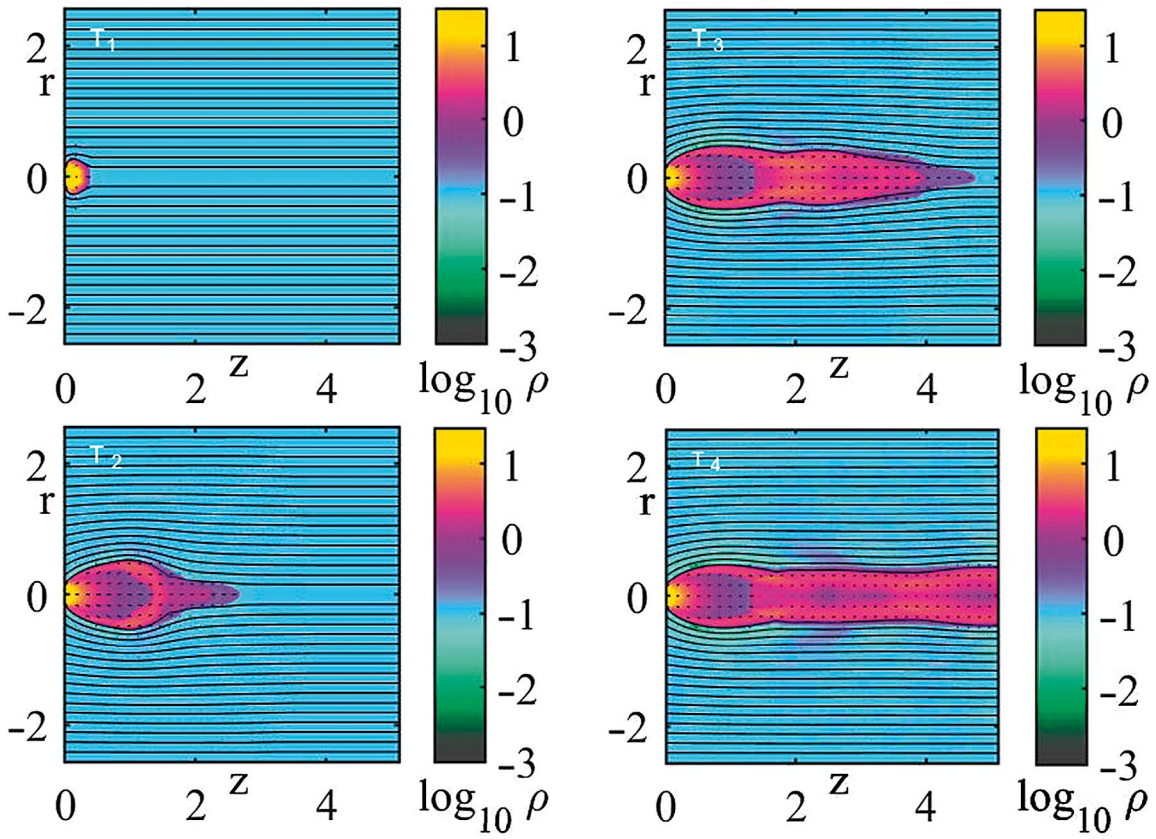


Рис. 10. Картина течения вещества при формировании джета в магнитном поле в моменты времени (сверху вниз слева направо): $T_1 = 0.1$, $T_2 = 0.8$, $T_3 = 1.6$, $T_4 = 2.5$ для случая с параметрами $b_0 = 0.5$, $\beta = 10^{-2}$ и M = 3. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полидального поля.

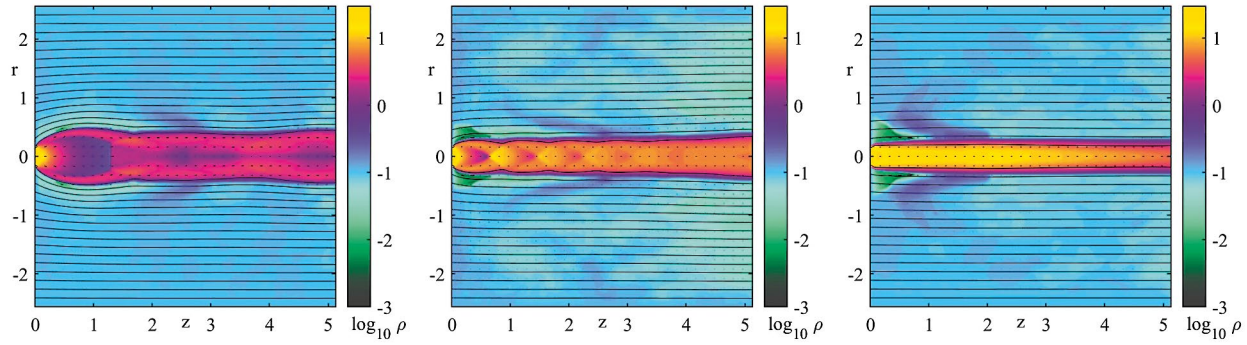


Рис. 11. Картина течения вещества в один и тот же момент времени $T_4 = 2.5$ для трех случаев, отличающихся величиной индукции магнитного поля. Слева направо коэффициенты усиления поля $b_0 = 0.5$, $b_0 = 1.0$ и $b_0 = 2.0$. Число Маха одинаково и равно M = 3.

При увеличении числа Маха до M = 6 большинство параметров модели почти совпадают с предыдущим случаем, но джет распространяется гораздо быстрее, его ударно-волновая структура выражена сильнее и имеет более четко выраженную форму. Внутри истечения также наблюдается периодическая ударно-волновая структура в виде «бочек». Они более вытянуты и имеют больший перепад плотности по сравнению со случаем M = 3 (см. рис. 4).

В расчетах с уменьшенной в 2 раза индукцией магнитного поля B_z и B_ϕ, т. е. $B_z = b_0 B_{z0}$, $B_\phi = b_0 B_{\phi 0}$, где коэффициент $b_0 = 0.5$, мы также наблюдаем первоначальное расширение вещества, а затем коллимацию джета, но более слабую, чем в базовом случае. Как видно из рис. 10 и левой панели рис. 11, конус джета становится более толстым и угол раствора конуса увеличивается. Напротив, при увеличении в 2 раза индукции магнитного поля, $B_z = b_0 B_{z0}$, $B_\phi = b_0 B_{\phi 0}$, где коэффициент $b_0 = 2.0$, коллимация истечения становится сильнее, джет более тонкий и угол раствора конуса уменьшается. На рис. 11 показана картина течения вещества в один и тот же момент времени $T_4 = 2.5$ для трех случаев, отличающихся величиной индукции магнитного поля. Коэффициенты усиления поля $b_0 = 0.5$, $b_0 = 1.0$ и $b_0 = 2.0$. Можно видеть, что по мере усиления поля джет приобретает более четкую структуру, становится более тонким, угол раствора конуса уменьшается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты МГД моделирования сверхзвуковых джетов при суперпозиции полоидального (B_r, B_z) и тороидального (B_ϕ) магнитного поля. Показано, что вылетающее вещество быстро коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры, оставляя за собой устойчивое истечение. Внутри основной конической расширяющейся ударной волны наблюдается ударно-волновая структура с периодичным характером. Изначально мы не задаем вращение джета Ω. Однако благодаря наличию всех трех компонентов магнитного поля B_r, B_ϕ и B_z вещество приобретает угловую скорость и закручивается вдоль оси z. Показано, что тороидальный компонент магнитного поля сохраняется в области на протяжении всего расчета и играет роль в коллимации потока. Полоидальное магнитное поле уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и так же влияет на коллимацию потока. Таким образом, в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ. На данный момент сложно сказать, какой компонент вносит больший вклад, и необходимы дополнительные расчеты. Ширина джета и угол раствора конуса Θ зависят от величины индукции магнитного поля. По мере увеличения поля джет становится более узким, а угол раствора конуса уменьшается. Найденное в результате моделирования значение угла раствора конуса ударной волны для $\Theta \approx 10 - 15^\circ$ примерно соответствует значениям, полученным в лазерном эксперименте. Аналогичные результаты мы получили ранее при МГД моделировании образования джетов в одном только полоидальном [9] или тороидальном магнитном поле [10]. Это указывает на то, что в коллимации джетов могут принимать участие оба компонента магнитных полей.

Формирование и коллимация как астрофизических, так и лабораторных джетов представляет собой сложное физическое явление с большим количеством различных физических процессов. Используемое приближение магнитной гидродинамики является первым шагом в исследовании данной проблемы. Результаты моделирования показывают удовлетворительное соответствие с результатами лабораторных экспериментов и параметрами молодых звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках направления 10-й научной программы Национального центра физики и математики «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

БЛАГОДАРНОСТИ

Также выражаем благодарность В. В. Савельеву (ИПМ РАН) за предоставленную исходную версию программы МГД моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. S. Wilson and Y. Yang,* 568(1), 133 (2002).
2. *H. L. Marshall, B. P. Miller, D. S. Davis, E. S. Perlman, M. Wise, C. R. Canizares, and D. E. Harris,* 564(2), 683 (2002).
3. *H. L. Marshall, D. E. Harris, J. P. Grimes, J. J. Drake, et al.* 549(2), L167 (2001).
4. *S. G. Moiseenko, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and N. V. Ardeljan,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 370(1), 501 (2006).
5. *G. S. Bisnovatyi-Kogan, B. V. Komberg, and A. M. Fridman,* Soviet Astron. 13, 369 (1969).
6. *G. S. Bisnovatyi-Kogan,* in: Proc. 6th Intern. Workshop of the Astronomical Observatory of Capodimonte (OAC 6), Capri, Italy, September 18–21, 1991 (Dordrecht: Kluwer, 1991); edited by L. Errico and A. A. Vittone; Astrophys. Space Sci. Library 186, 369 (1993).
7. *D. D. Ryutov, R. P. Drake, and B. A. Remington,* Astrophys. J. Suppl. 127(2), 465 (2000).
8. *S. Bouquet, E. Falize, C. Michaut, C. D. Gregory, B. Loupias, T. Vinci, and M. Koenig,* High Energy Density Physics 6(4), 368 (2010).
9. *V. S. Belyaev, G. S. Bisnovatyi-Kogan, A. I. Gromov, B. V. Zagreev, A. V. Lobanov, A. P. Matafonov, S. G. Moiseenko, and O. D. Toropina,* Astron. Rep. 62(3), 162 (2018), arXiv:1903.04199 [astro-ph.HE].
10. *O. D. Toropina, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and S. G. Moiseenko,* Astron. Rep. 67(1), 3 (2023).
11. *V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. P. Matafonov, A. M. Chekmarev, and A. G. Karabadzhak,* Laser Phys. 16, 477 (2006).
12. *V. I. Mazhukin, A. V. Shapranov, M. M. Demin, A. A. Samokhin, and A. E. Zubko,* Mathematica Montisnigri 37, 24 (2016).
13. *V. I. Mazhukin, A. V. Shapranov, M. M. Demin, A. A. Samokhin, and A. E. Zubko, Mathematica Montisnigri 38, 3 (2017).*
14. *V. I. Mazhukin, M. M. Demin, and A. V. Shapranov,* Appl. Surface Sci. 302, 6 (2014).
15. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц,* Электродинамика сплошных сред (М.: Наука, 1982).
16. *V. T. Zhukov, A. V. Zabrodin, and O. B. Feodoritova,* Comp. Math. and Math. Physics 33(8), 1099 (1993).
17. *Э. Оран, Дж. Борис,* Численное моделирование реагирующих потоков (М.: Мир, 1990).
18. *J. P. Boris and D. L. Book,* J. Comput. Phys. 11(1), 38 (1973).
19. *V. V. Savelyev and V. M. Chechetkin,* Astron. Rep. 39(1), 123 (1995).
20. *V. V. Savelyev, Yu. M. Toropin, and V. M. Chechetkin,* Astron. Rep. 40(4), 494 (1996).
21. *O. D. Toropina, M. M. Romanova, Yu. M. Toropin, and R. V. E. Lovelace,* 561(2), 964 (2001).
22. *O. D. Toropina, M. M. Romanova, and R. V. E. Lovelace,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 420(1), 810 (2012).

MHD SIMULATIONS OF ASTROPHYSICAL AND LABORATORY JETS UNDER DIFFERENT MAGNETIC FIELD CONFIGURATIONS

O. D. Toropina*, G. S. Bisnovatyi-Kogan*, S. G. Moiseenko*

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**E-mail: toropina@cosmos.ru*

This paper presents the results of MHD simulations of astrophysical and laboratory supersonic jets under a superposition of poloidal (B_r, B_z) and toroidal (B_ϕ) magnetic fields. It is shown that the escaping matter is quickly collimated by the magnetic field. A shock wave of an elongated shape is formed, which moves from the target to the boundary of the chamber, leaving behind a stable flow. A periodic shock wave structure is observed inside the main conical expanding shock wave. It is shown that the toroidal component of the magnetic field remains in the region throughout the entire calculation and plays a role in the collimation of the flow. The poloidal magnetic field decreases in the region of the jet cone, but remains in the simulation region throughout the calculation and also participates in flow collimation. Thus, both components B_z and B_ϕ take part in the collimation of the flow by the magnetic field. The width of the jet and the opening angle of the cone Θ depend on the magnitude of the magnetic field induction. As the field increases, the jet becomes narrower and the cone angle decreases. Initially, we do not specify the rotation of the jet Ω. However, due to the presence of the B_ϕ field, the substance acquires angular velocity and twists along the z axis. The simulation results are in agreement with laboratory jets arising in the experiment at the Neodymium laser installation, and with the previously obtained results of MHD modeling of jet formation separately, in poloidal or toroidal magnetic field.

Keywords: astrophysical jets, MHD, numerical simulations, laboratory astrophysics

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 366–378

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА

© 2024 г. А. Г. Франк[1], Н. П. Кирий[1], С. А. Савинов[2], И. Р. Нугаев[1,*], Д. Е. Харлачев[1], В. А. Иванов[1], В. Д. Степахин[1]

[1]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия*

[2]*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия*

**E-mail: gfnow@mail.ru*

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

Представлен краткий обзор результатов исследования динамики токовых слоев, формируемых в лабораторных экспериментах, которые проводятся в ИОФ РАН. Показано, что в лабораторных условиях могут быть воспроизведены наиболее существенные черты явлений, подобных вспышкам на Солнце. Это — сравнительно медленное накопление магнитной энергии при формировании токового слоя, быстрое высвобождение энергии при разрыве слоя, ускорение потоков плазмы, сверхбыстрый нагрев вещества, эффективное ускорение частиц. Установлено качественное сходство между основными характеристиками токовых слоев в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных условиях. Сопоставление ряда фундаментальных безразмерных параметров указывает на возможности количественного лабораторного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере. Сделан вывод о том, что экспериментальные исследования динамики токовых слоев и процессов магнитного пересоединения представляют собой одно из перспективных направлений лабораторной астрофизики.

Ключевые слова: плазма, токовый слой, динамические процессы, магнитное пересоединение, лабораторные эксперименты, солнечные вспышки, магнитосфера Земли

DOI: 10.31857/S0004629924040075 **EDN:** KFBOAX

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению токовых слоев, которые развиваются в замагниченной плазме высокой проводимости, возник в середине прошлого века в связи с попытками объяснить явления, которые наблюдаются во время вспышек на Солнце. Наблюдательные данные, полученные при изучении солнечных вспышек, инициировали развитие теоретических исследований. В результате были сформированы представления о том, что резервуар колоссальной энергии, которая высвобождается во время вспышек, — это энергия магнитного поля, связанная с электрическими токами в солнечной короне.

Выдающаяся роль в развитии теории вспышечных явлений принадлежит С.И. Сыроватскому (1925–1979), который обосновал концепцию токовых слоев как физической основы вспышечных явлений в замагниченной плазме [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Согласно этой концепции, токовый слой может сравнительно медленно развиваться в окрестности особой линии магнитного поля, что приводит к постепенной концентрации избыточной магнитной энергии и создает предвспышечную ситуацию. Собственно вспышка происходит в случае быстрого разрушения токового слоя, когда благодаря процессам магнитного пересоединения накопленная энергия в течение короткого интервала времени преобразуется в энергию плазмы, ускоренных частиц и излучений различных диапазонов электромагнитного спектра, (см. также [8, 9]). Подчеркнем, что для объяснения особенностей вспышечных явлений существенное значение имеют два характерных поперечных размера слоя (в плоскости, перпендикулярной к направлению тока), которые могут значительно различаться между собой. Действительно, резервуар магнитной энергии, сосредоточенной в окрестности слоя, определяется большим поперечным размером, или шириной слоя, тогда как сравнительно короткое время разрушении слоя и трансформации магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных частиц определяется меньшим поперечным размером, или толщиной слоя.

Необходимо подчеркнуть, что процессы магнитного пересоединения в токовых слоях лежат в основе самых разнообразных нестационарных явлений как

в космической, так и в лабораторной плазме. К таким явлениям можно отнести вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, а также неустойчивости срыва в плазме токамаков, динамические явления в тэта-пинчах с обратным полем, плазменном фокусе и др. [7, 9, 10, 11, 12, 13]. В космическом пространстве такие явления, как солнечные вспышки или магнитосферные бури, происходят спонтанно и относительно редко, что вызывает существенные трудности в их изучении. Эти обстоятельства стимулировали постановку целого ряда специальных лабораторных экспериментов, направленных на выяснение природы и моделирование различных плазмофизических процессов в космической плазме.

В ряде лабораторий мира динамика и структура токовых слоев и происходящие в них процессы магнитного пересоединения изучаются на основе специально поставленных экспериментов [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25]. Такие исследования проводятся в хорошо контролируемых и воспроизводимых условиях, с применением современных методов диагностики плазмы.

Представления о том, что результаты лабораторных экспериментов могут быть достаточно эффективно использованы для анализа и интерпретации явлений в космическом пространстве, обсуждались в литературе, начиная с работ Альвена и Фельтхаммара [26], а также во многих более поздних работах, см. [27, 28, 29, 30] и цитированную там литературу. Для адекватного сопоставления физических процессов в разнообразных астрофизических объектах, с одной стороны, и в лабораторных экспериментах, с другой стороны, был предложен принцип «ограниченного моделирования» [26, 31, 32, 33]. Это означает, что если безразмерный параметр много больше (меньше) единицы в космосе, то он должен быть, соответственно, больше (меньше) единицы и в лабораторных условиях, но в первом приближении нет необходимости сохранять тот же порядок величины. Если же безразмерный параметр порядка единицы в космосе, то он должен быть порядка единицы и в эксперименте. При выполнении этих условий лабораторные эксперименты должны адекватно воспроизводить основные черты астрофизических процессов.

В настоящее время фундаментальные свойства процессов магнитного пересоединения в токовых слоях исследуются с помощью сравнительно малогабаритных лабораторных установок в США, Японии, Германии, Китае (см. [27, 28, 29, 30] и цитированную там литературу).

2. ТОКОВЫЕ СЛОИ В ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ И ВСПЫШЕЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ

В Институте общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук традиционно проводятся экспериментальные исследования процессов магнитного пересоединения в плазме токовых слоев, которые формируются в магнитных полях в окрестности нулевых или особых линий X-типа, рис. 1. Данный подход базируется на теоретическом рассмотрении этих проблем в работах С. И. Сыроватского [1, 7, 34].

Исследования проводились последовательно на нескольких экспериментальных установках «Токовый слой», которые отличались размерами, энергоемкостью, амплитудой электрического тока, а также концентрацией плазмы, но создавались по единому принципу независимой работы основных систем установки [16, 23, 30, 35, 36]. Это, во-первых, система формирования исходной двумерной (2D) или трехмерной (3D) магнитной конфигурации с нулевой, или особой, линией, во-вторых, система создания плазмы в выбранной магнитной конфигурации и, наконец, система возбуждения электрического тока в плазме, что в конечном итоге должно приводить к развитию токового слоя. Данный принцип обеспечивает возможность изменения условий эксперимента в достаточно широких пределах.

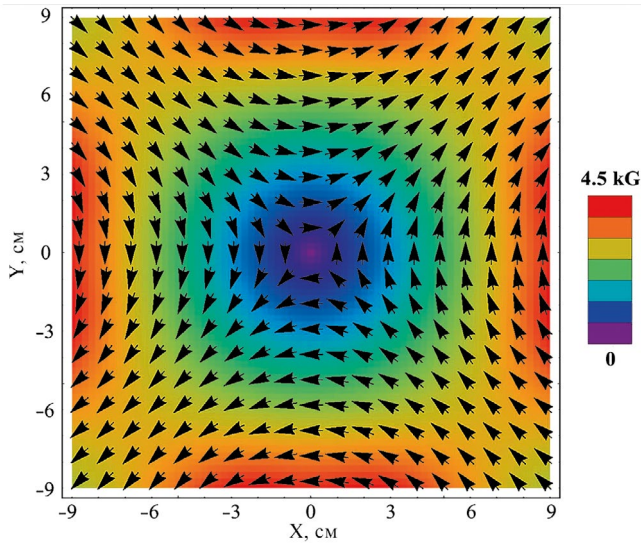


Рис. 1. Структура двумерного магнитного поля с нулевой линией X-типа на оси z: B = {Bx; By; Bz} = = {h • y; h • x; 0}. Цвет на рисунке показывает величину магнитного поля; стрелки указывают направления магнитного поля в плоскости (x, y).

На начальном этапе исследований основная принципиальная трудность состояла в уменьшении проводимости плазмы при возбуждении электрического тока из-за развития плазменных неустойчивостей (аномальная проводимость), что не позволяло обеспечить вмороженность магнитного поля в плазму, по крайней мере, на стадии формирования токового слоя [37]. После того как удалось решить эту проблему [35], был впервые экспериментально получен нейтральный токовый слой [16], при этом в окрестности слоя было получено значительное увеличение плотности магнитной энергии, рис. 2 [16, 38].

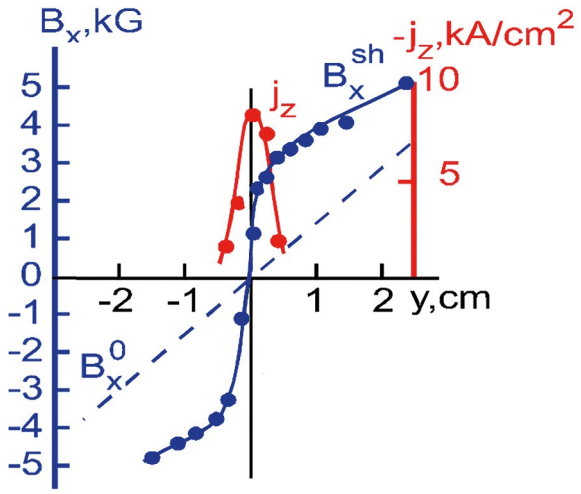


Рис. 2. Распределения плотности тока j_z в токовом слое и тангенциальный компонент магнитного поля Bxsh токового слоя вдоль оси y (по нормали к поверхности слоя) в центральной области слоя, при $x \approx 0$. B_x^0 — тангенциальный компонент начального магнитного поля до образования токового слоя.

Быструю перестройку структуры магнитного поля, или разрыв токового слоя, удалось реализовать при создании специальных начальных условий в установке ТС-3 [38]. Установлено, что в процессе разрыва слоя, рис. 3а, б, происходит резкое изменение распределений как тока, так и плазмы [36, 39], наблюдаются импульсный нагрев электронов и ионов, появление быстрых потоков плазмы, возбуждение индукционных электрических полей, генерация ускоренных электронов с энергией $\geqslant$ 10 кэВ, рис. 3в [40, 41]. В ряде режимов непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения был обнаружен быстрый рост температур электронов (до $\approx$ 100 эВ) и ионов (до $\approx$ 300 эВ) в «горячих точках» токового слоя [42, 43], что указывало на существенную роль тепловых процессов в качестве триггерного механизма разрыва токового слоя [44].

Таким образом, в лабораторных условиях были воспроизведены наиболее существенные черты, характерные для вспышечных процессов в плазме [45, 46]. Это — сравнительно медленное предвспышечное накопление магнитной энергии при формировании токового слоя, быстрое высвобождение энергии при разрыве слоя, ускорение потоков плазмы, сверхбыстрый нагрев вещества, эффективное ускорение электронов плазмы. Отсюда следует, что имеется качественное соответствие между лабораторными экспериментами и вспышками на Солнце, что отмечено и в названии статьи С. И. Сыроватского «Солнечные вспышки в лаборатории» [47].

Что касается количественного сопоставления, то сравнение наиболее важных МГД безразмерных

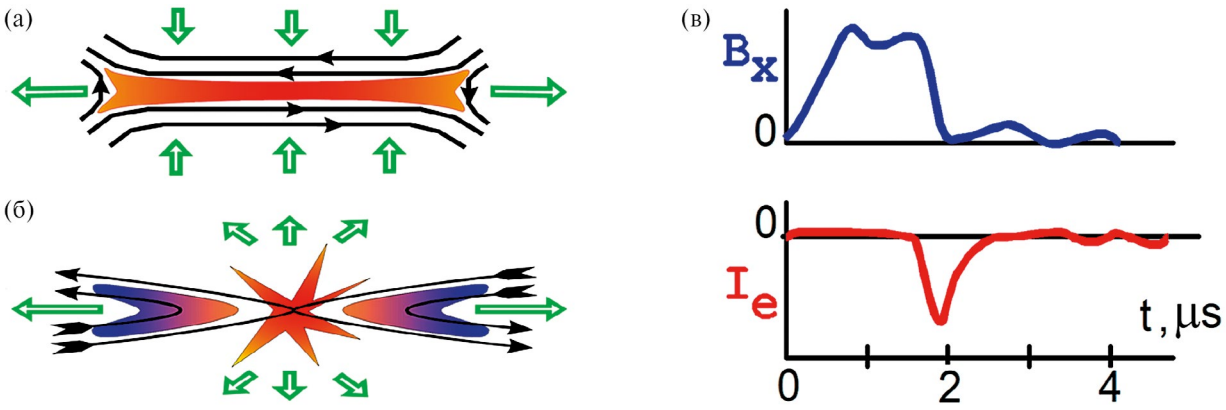


Рис. 3. Схема разрыва токового слоя (а, б) и ускорение электронов при разрыве слоя (в). Метастабильный токовый слой и 2D течения плазмы в окрестности слоя (а); пересоединение магнитных силовых линий в центре токового слоя и разрыв слоя (б); изменения во времени тангенциальной компоненты магнитного поля B_x и тока ускоренных электронов I_e с энергией $E_e \geqslant$ 10 кэВ (в).

параметров показало, что основные условия, характерные для предвспышечной ситуации на Солнце, удовлетворительно воспроизводятся в рамках ограниченного моделирования в экспериментах на установках «Токовый слой» [48, 49].

3. ТОКОВЫЕ СЛОИ В ТРЕХМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

Возможность формирования токовых слоев и кумуляции магнитной энергии в 3D магнитных конфигурациях представляет собой актуальную проблему, поскольку и в природе, и в установках с лабораторной плазмой (например, в токамаках) магнитные конфигурации обычно являются трехмерными [50]. С этой целью была разработана, сконструирована и создана экспериментальная установка ТС-3D, в которой можно создавать 3D магнитные поля различной структуры [51, 52, 53].

Принципиальная схема установки ТС-3D показана на рис. 4. Суперпозиция двух квазистационарных магнитных полей, обладающих различными типами симметрии, формирует исходную магнитную конфигурацию с особой линией на оси z:

$$\boldsymbol{B} = \{h\,y;\ h\,x;\ B_z^0\}. \qquad (1)$$

С помощью системы прямых проводников, параллельных оси z, создается 2D магнитное поле с нулевой линией, магнитные силовые линии которого лежат в плоскости (x, y). Аксиально-симметричное магнитное поле B_z^0 создается с помощью шести одинаковых соосных катушек. Градиент поперечного магнитного поля $h \leqslant 1.0$ кГс/см, $B_z^0 \leqslant 8.0$ кГс.

Особая линия магнитного поля (1) совмещена с осью цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см. После предварительной откачки камера заполняется одним из исследуемых газов (аргоном, гелием, криптоном или ксеноном) до давления 10^{-3}–10^{-1} Тор. В магнитном поле (1) с помощью высоковольтного (40–45 кВ) тэта-разряда с сильной предварительной ионизацией создается начальная плазма с концентрацией $N_e \approx 10^{14} \div 10^{16}$ см$^{-3}$ [35].

Затем при подаче импульсного напряжения на промежуток между двумя электродами, расположенными на расстоянии 60 см друг от друга у торцов вакуумной камеры, в подготовленной плазме возбуждается импульсный электрический ток J_z. Длительность полупериода тока составляет $T/2 \approx 6$ мкс, его амплитуда $J_z^0 \approx 46$–50 кА. Возбуждение тока J_z приводит к возмущению исходной магнитной конфигурации (1) и постепенному развитию токового слоя.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что в достаточно широком диапазоне

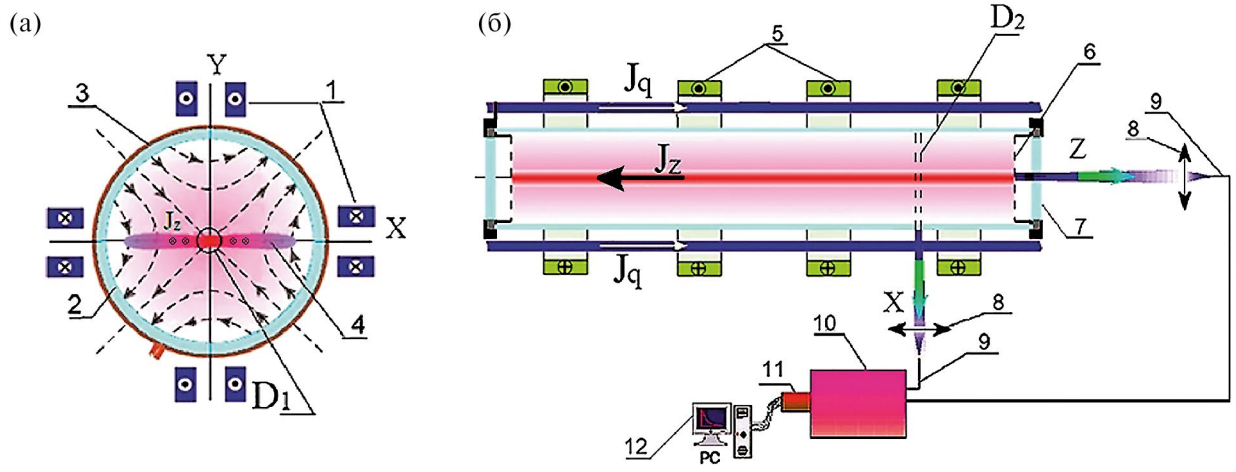


Рис. 4. Схема экспериментальной установки ТС-3D: (а) — поперечное сечение, (б) — вид сбоку. *1* — система прямых проводников с токами J_q для создания 2D магнитного поля в плоскости (x, y) с нулевой линией на оси 0z; *2* — вакуумная камера; *3* — витки тэта-разряда для создания начальной плазмы; *4* — токовый слой, формируемый при возбуждении в плазме электрического тока J_z; *5* — катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z^0; *6* — сетчатые электроды; *7* — кварцевые окна; *8* — кварцевые линзы; *9* — кварцевые световоды; *10* — монохроматор; *11* — электронно-оптическая камера Nanogate-1UF; *12* — компьютер; D_1 — центральная область слоя, из которой регистрировалось излучение плазмы в z-канале; D_2 — область слоя, из которой регистрировалось излучение плазмы в x-канале.

3D магнитных конфигураций возможно формирование квазиодномерных токовых слоев. Необходимым условием образования токового слоя является наличие в 3D магнитном поле особой линии X-типа с поперечной структурой типа «седло», см. рис. 1 [54, 55, 56]. В 3D магнитных конфигурациях было обнаружено уменьшение степени сжатия в слой тока и плазмы по мере увеличения продольного компонента магнитного поля B_z^0, направленного вдоль X-линии [53, 57, 58]. Установлено, что этот эффект обусловлен усилением продольного компонента магнитного поля в пределах токового слоя на величину $\approx 10^3$ Гс [59].

На начальной стадии эволюции токового слоя было обнаружено возбуждение токов Холла [60, 61], образующих в плоскости, перпендикулярной направлению основного тока в слое, четыре замкнутых контура, которые создают дополнительное продольное магнитное поле квадрупольного типа [62]. В результате возбуждения токов Холла, а также при усилении в слое продольного компонента магнитного поля структура токов в пределах токового слоя становится трехмерной [63].

В токовых слоях, формируемых в установке ТС-3D, обнаружена генерация направленных потоков плазмы, которые движутся от середины токового слоя к его обоим боковым краям вдоль ширины, или бóльшего поперечного размера слоя [64, 65]. Энергии плазменных потоков могут достигать $\approx 400 \div 900$ эВ, что значительно превышает тепловую энергию ионов плазмы $\approx 50 \div 100$ эВ [66].

Установлено, что генерация сверхтепловых потоков плазмы происходит под действием сил Ампера [67, 68], причем направленное движение плазмы начинается после затухания токов Холла [69]. Обнаружено, что после достижения максимального значения энергия плазменных потоков быстро уменьшается, т. е. ускоренные в токовом слое потоки плазмы ограничены во времени и в пространстве [70, 71, 72]. Существенно, что аналогичная особенность свойственна потокам плазмы, которые распространяются в хвостовой области магнитосферы по направлению к Земле.

Анализ экспериментальных данных показал, что на определенном этапе эволюции токового слоя у его боковых концов возникают электрические токи, направленные противоположно по отношению к направлению тока в основной части слоя [67, 69]. Появление обратных токов обусловлено движением плазменных потоков в поперечном магнитном

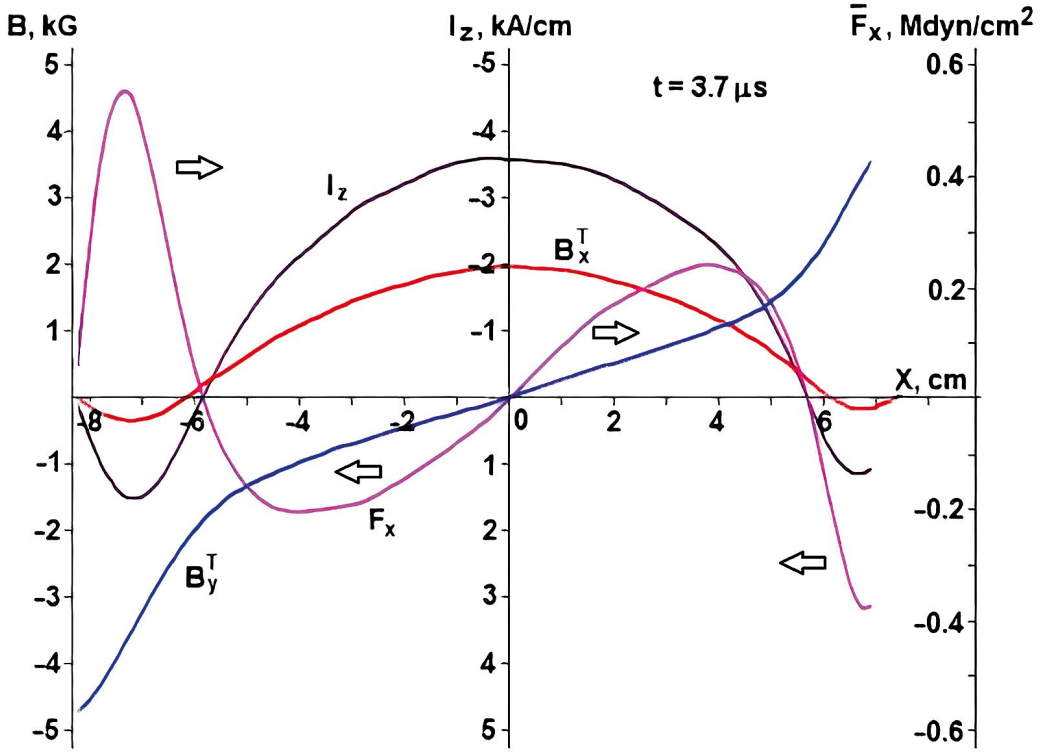


Рис. 5. Распределения тангенциального $B_x^T(x)$ и нормального $B_y^T(x)$ компонентов магнитного поля токового слоя, линейного тока $I_z(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$ в области $|y| \leqslant 0.8$ см в момент времени $t = 3.7$ мкс. Токовый слой формировался в Ar. Направления сил Ампера $F_x(x)$ показаны двойными стрелками.

поле, что приводит к возбуждению индукционных электрических полей [69]. При этом в областях с обратными токами изменяется направление сил Ампера, т. е. возникают силы торможения, рис. 5 [73], которые и ограничивают длительность существования высокоскоростных потоков плазмы.

4. СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И В ХВОСТОВОЙ ОБЛАСТИ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

В последнее десятилетие в рамках сотрудничества с ИКИ РАН проводится анализ и сопоставление данных, полученных с помощью спутниковых миссий, с результатами экспериментов на установке ТС-3D (ИОФ РАН) [74, 75, 76, 77, 78]. Анализ структуры магнитных полей в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах свидетельствует о том, что в обоих случаях наблюдается образование сравнительно тонких токовых слоев при качественном подобии профилей магнитного поля и плотности тока. Присутствие в магнитной структуре токового слоя сравнительно слабого компонента магнитного поля, ориентированного по нормали к поверхности слоя, характерно как для магнитосферы, так и для лабораторных условий. Возникновение в токовых слоях продольного компонента квадрупольной структуры свидетельствует о генерации токов Холла.

При развитии токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях, которые с самого начала содержали продольный компонент, было обнаружено усиление продольного компонента в пределах слоя по сравнению с фоновым уровнем [59]. Усиление продольного компонента магнитного поля в лабораторном токовом слое происходит вместе со сжатием в слой основного тока. Можно предполагать, что подобный процесс может приводить к усилению продольного компонента и в магнитосферном токовом слое.

Общими свойствами являются также характер пространственных распределений температуры электронов и соотношение между температурой ионов и электронов. В обоих случаях максимум температуры электронов локализован в центральной плоскости слоя. Превышение температуры ионов над температурой электронов в 3–7 раз характерно для токовых слоев как в магнитосфере Земли, так и в лабораторных условиях.

При анализе процессов ускорения и торможения сверхтепловых потоков плазмы в лабораторных токовых слоях было обнаружено, что генерация токов обратного направления у боковых концов слоя приводит к появлению сил торможения, которые ограничивают длительность плазменных потоков [69, 72, 73]. В магнитосферном токовом слое также регистрируются обратные токи, которые должны воздействовать на динамику потоков плазмы [79, 80]. Отсюда следует, что регистрируемые многими спутниковыми миссиями замедление и разрушение высокоскоростных потоков плазмы, которые распространяются по направлению к Земле, могут происходить в результате возбуждения токов обратного направления.

Таким образом, сходство между токовыми слоями в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах указывает на единство происходящих в них фундаментальных физических процессов.

Возможность моделирования явлений в токовом слое хвостовой области магнитосферы Земли на основе экспериментов, которые проводятся на установке ТС-3D, обсуждалась путем сопоставления основных характеристик токовых слоев и ряда безразмерных параметров [76], см. табл. 1. Как следует из таблицы, различия в масштабах, абсолютных значениях плазменных параметров, величинах магнитных полей, токов составляют от 7 до 16 порядков величины. Однако наиболее существенные безразмерные параметры имеют достаточно близкие значения, что открывает возможности количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, на основе лабораторных экспериментов.

5. РЕКОНСТРУКЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ТС-3D И ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ДИНАМИКИ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ИОФ РАН

В последнее время была проведена реконструкция и значительное обновление основных систем установки ТС-3D, что позволяет переходить к новому этапу экспериментальных исследований.

При формировании токовых слоев существенное значение имеет предварительное создание плазмы высокой проводимости в достаточно сильных неоднородных магнитных полях, содержащих особые (или нулевые) линии Х-типа. В связи с этим прежде всего необходимо провести анализ начальных условий, при которых с помощью высоковольт-

Таблица 1. Характеристики токовых слоев в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах на установке ТС-3D

Тип параметра	Параметр	Токовые слои в магнитосфере	Токовые слои в установке ТС-3D
Основные экспериментальные параметры	B, Гс	$1–3 \cdot 10^{-4}$	$(2–3.5) \cdot 10^{3}$
	N_e, см$^{-3}$	0.1–1	$(0.5–1.5) \cdot 10^{16}$
	T_i, эВ	$10^{3}–10^{4}$	40–60
	T_e, эВ	$10^{2}–10^{3}$	10–15
	L, см	$10^{7}–3 \cdot 10^{8}$ (100–3000 км)	0.7–1.6
	$\mu = M_i / M_p$	1, иногда присутствуют ионы кислорода (до 30%) с μ=16	40
	Z_i	1	1.5
	j, А/см^2	$5 \cdot 10^{-13}–10^{-11}$	$(1.5–4) \cdot 10^{3}$
	τ, с	$\sim 10^{14}$	$6 \cdot 10^{-6}$
Электронный компонент	ω_{0e}, с$^{-1}$	$5.6 \cdot 10^{4}$	$(4–7) \cdot 10^{12}$
	ω_{ce}, с$^{-1}$	$3.5 \cdot 10^{3}$	$(3.5–6.2) \cdot 10^{10}$
	ν_e, с$^{-1}$	$\sim 10^{-13}$	$(0.4–2) \cdot 10^{10}$
	ν_{Te}, см/с	$(0.4–1.3) \cdot 10^{9}$	$(1.3–1.6) \cdot 10^{8}$
	ρ_e, см	$\sim 3 \cdot 10^{5}$ (3 км)	$(2.5–4) \cdot 10^{-3}$
	r_D, см	$\sim 2 \cdot 10^{4}$ (0.2 км)	$3 \cdot 10^{-5}$
Ионный компонент	Ω_{0i}, с$^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{3}$	$(2–3) \cdot 10^{10}$
	Ω_{ci}, с$^{-1}$	~1–2	$(0.7–1.3) \cdot 10^{6}$
	$\tau_i = 2\pi/\Omega_{ci}$, с	3–6	$(5–9) \cdot 10^{-6}$
	ν_i, с$^{-1}$	10^{-12}	$\approx 10^{7}$
	v_{Ti}, см/с	$(3–10) \cdot 10^{7}$	$(1–1.2) \cdot 10^{6}$
	νA, см/с	$(1–3) \cdot 10^{7}$	$(0.8–1.6) \cdot 10^{6}$
	ρ_i, см	$4 \cdot 10^{7}$ (400 км)	1–1.4
	$d_i = c/\Omega_{0i}$, см	$2.3 \cdot 10^{7}$ (230 км)	1–1.7
	u_c, см/с	$(5–50) \cdot 10^{6}$	$(1.5–3) \cdot 10^{6}$
	$j_0 = e \cdot Ne \cdot v_{Ti}$, А/см^2	$2 \cdot 10^{-13}–2 \cdot 10^{-11}$	$(2–3) \cdot 10^{3}$
Безразмерные параметры	L/r_D	$3 \cdot 10^{2}–10^{4}$	$(2–3) \cdot 10^{4}$
	$L\Omega_{0i}/c$	≈ 0.5–10	≈ 1
	L/ρ_i	≈ 0.25–5	0.7–1.6
	u_c / νA	0.3–3	≈ 1.5
	j/j_0	≈ 1	≈ 1

ного тэта-разряда может быть создана плазма высокой проводимости. Начальные условия включают структуру 2D и 3D магнитных полей, т. е. величину градиента h поперечного магнитного поля с нулевой линией и напряженность продольного компонента B_z^0, а также род газа, наполняющего вакуумную камеру, и давление газа.

Эксперименты по изучению эволюции токовых слоев, сформированных в магнитных полях с Х-линией, будут направлены главным образом на поиск возможностей перехода от метастабильной стадии к импульсной фазе магнитного пересоединения. Такой переход должен приводить к быстрой трансформации энергии магнитного поля, сосредоточенной в окрестности токового слоя, в энергию плазмы, кинетическую и тепловую, а также в потоки высокоэнергичных частиц, ускоренных в возникающих индукционных электрических полях. Особый интерес представляет реализация перехода к импульсной фазе в токовых слоях, формируемых в 3D магнитных конфигурациях.

Значительный интерес представляет изучение генерации сверхтепловых потоков плазмы, которые ускоряются еще во время метастабильной стадии эволюции токовых слоев. При этом важный момент заключается в определении условий, при которых могут быть получены максимальные энергии направленного движения плазмы.

Наряду с проведением экспериментов на установке ТС-3D, актуальная задача состоит в выработке предложений для проектирования крупномасштабного стенда «Токовый слой» в НЦФМ. Создание такого стенда позволит формировать токовые слои, обладающие значительно более высокими параметрами, и исследовать происходящие в них процессы кумуляции магнитной энергии с преобразованием в энергию потоков плазмы и пучков ускоренных заряженных частиц. С помощью этого стенда будут также моделироваться разнообразные явления вспышечного типа в плазме солнечной короны и магнитосферы Земли.

Для успешного проведения исследований на предлагаемом стенде большое значение имеет разработка и создание диагностического комплекса, который должен быть оснащен современной аппаратурой для магнитных, спектральных и рентгеновских измерений, а также специальными стендами для голографической интерферометрии и/или киноголографии, оптической и/или рентгеновской томографии, томсоновского рассеяния.

6. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ И ТОКОВЫХ СЛОЕВ

6.1. Метод СВЧ фазовой локации

Метод фазовой локации может использоваться как для определения размеров начальной плазмы, создаваемой с помощью высоковольтного тэта-разряда, так и для измерения скоростей движения периферийной плазмы в окрестности токового слоя.

Поперечные размеры начальной плазмы можно определять на основе измерений СВЧ фазометром, который регистрирует изменения во времени фазы отраженной волны путем сравнения ее с фазой опорной волны [81, 82, 83]. Если концентрация электронов плазмы превышает критическую концентрацию для СВЧ волны с круговой частотой ω:

$$N_e > N_c = m\omega^2/4\pi e^2,$$

то регистрируется СВЧ сигнал, отраженный от областей плазмы с плотностью $N_e \approx N_c$. Здесь m и e — масса и заряд электрона. Если же всюду на пути распространения волны концентрация электронов меньше критической, $N_e < N_c$, то регистрируется сигнал, дважды прошедший через плазму и отраженный от металлического зеркала, расположенного напротив излучающей антенны. Суммарный набег фазы, полученный при распаде начальной плазмы, позволяет определить размер плазмы, которая была создана с помощью тэта-разряда [82, 84].

На основании измерений с помощью фазометра можно также получать информацию о 2D скоростях и смещениях периферийной плазмы в процессе развитии токового слоя. Значительный интерес представляют также зависимости скоростей 2D движений плазмы от условий формирования токового слоя (подробнее см. [82]).

6.2. Регистрация изображений плазмы токового слоя в различных спектральных линиях с разрешением во времени

Для определения структуры начальной плазмы будет использоваться метод интерференционных фильтров, который позволяет совместить достоинства фотографических и спектральных методов диагностики плазмы [85, 86, 87, 88]. Изображения плазмы в различные моменты времени будут регистрироваться с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) в комбинации с узкополосными ($\Delta\lambda \approx 1 \div 1.5$ нм) интерференционными фильтрами, пропускающими излучение в окрест-

ностях спектральных линий основных газов — гелия, аргона, неона и примесей — углерода, азота, кислорода. При экспериментах в гелии это, например, линии атомарного гелия He I 587.6 нм и ионов гелия He II 468.6 нм, а в неоне — линии атомов неона Ne I 585.2 нм и ионов неона Ne II 333.5 нм. По таким изображениям можно качественно судить о степени ионизации начальной плазмы, о пространственном распределении ионов и нейтральных атомов в плазме и, таким образом, о распределении температуры электронов в плазме тэта-разряда.

Кроме того, будет исследовано 2D распределение излучения плазмы собственно токового слоя в различных спектральных линиях в разные моменты времени. Результаты этих исследований дадут информацию о степени сжатия начальной плазмы в пределы слоя и о распределении горячих областей плазмы в токовом слое.

Метод будет использован также для анализа структуры токовых слоев, сформированных в различных 3D магнитных конфигурациях.

6.3. Определение структуры и эволюции токовых слоев с помощью внешних магнитных зондов

Измерения параметров токовых слоев внешними магнитными зондами базируются на ранее полученных данных о магнитной структуре и характере симметрии метастабильных токовых слоев. Ширина слоя $2\Delta x$ обычно превышает толщину слоя $2\Delta y$ практически на порядок величины, так что при измерениях вне плазменного объема можно считать слой достаточно тонким и учитывать только распределение поверхностной плотности тока вдоль ширины слоя, $I_z(x) = \int j_z(x,y)\mathrm{d}y$. Соответствующие вычисления [89], проведенные на основе распределений линейной плотности тока, полученных экспериментально [67], продемонстрировали возможность с достаточной точностью определять ширину токового слоя на основе измерений магнитных полей в двух точках, разнесенных по азимуту, $\mathbf{B_0}(t)$ и $\mathbf{B_{90}}(t)$, см. также [86, 87, 90]. Такие измерения дают возможность регистрировать изменения ширины слоя со временем и в зависимости от условий формирования токового слоя.

Особый интерес представляет возможность детектирования такого динамического процесса, как переход к импульсной фазе магнитного пересоединения, т. е. к разрыву токового слоя, не оказывая влияния на процессы в плазме. На основании проведенных вычислений была показана возможность регистрации разрыва слоя внешними магнитными зондами [89]. Этот метод позволяет оперативно определять экспериментальные условия (структура магнитного поля, плотность начальной плазмы и массовый состав плазмы, суммарный ток, протекающий в слое), в которых возможно реализовать разрыв токового слоя.

Отметим, что измерения внешними магнитными зондами имеют неоспоримые технологические преимущества, в том числе возможность значительного увеличения отношения сигнал-шум.

6.4. Спектральные методы определения основных параметров плазмы токовых слоев

При изучении различных плазменных процессов, происходящих в токовых слоях, широко используются спектральные методы, которые позволяют определить параметры плазмы в различных пространственных областях токовых слоев, практически не оказывая возмущающего воздействия на исследуемую плазму, что выгодно отличает эти методы, например, от зондовых измерений. Разнообразные методы спектроскопии помогают определить как температуры электронов, атомов, ионов, скорости направленных движений плазмы, так и плотность плазмы в различных пространственных областях и/или напряженности аномальных электрических полей [64, 65, 66, 67, 68, 70, 72, 91, 92, 93, 94, 95. 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103]. Методами спектроскопии было обнаружено резкое увеличение температур ионов и электронов непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения [42, 43, 104, 105], что свидетельствует о «тепловом триггере» этого явления [44]. Были зарегистрированы также турбулентные электрические поля в «горячей фазе» вспышечного процесса, развивающегося в плазме токового слоя [106].

Спектральные методы будут активно применяться и в новой серии экспериментов на установке TC-3D, при этом планируется особое внимание уделить изучению ускорения плазмы в токовых слоях. Проблема ускорения является одной из фундаментальных проблем физики плазмы, а быстрые потоки плазмы наблюдаются как в лабораторных условиях [64, 65, 66, 70, 71, 72, 80, 101, 103], так и в магнитосфере Земли [107, 108, 109, 110]. При этом, как отмечалось выше, ограничение длительности плазменных потоков и их торможение как в хвостовой области магнитосферы Земли, так и в лабораторном эксперименте могут быть обусловлены одним и тем же механизмом [80].

Спектральные измерения планируется проводить с помощью монохроматоров МДР-3 и ДФС-24, обратная линейная дисперсия которых составляет 1.3 нм/мм и 0.45 нм/мм, соответственно. Регистрироваться спектры будут с помощью цифровой программируемой камеры Nanogate-1UF, которая представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе МКП и приемником излучения в виде CCD матрицы. Камера позволяет регистрировать спектры с экспозицией 0.1–10 мкс [111].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамические процессы в токовых слоях составляют основу разнообразных нестационарных явлений в космической и лабораторной плазме, таких, как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков и др. Токовые слои и происходящие в них процессы магнитного пересоединения изучаются в целом ряде мировых исследовательских центров на основе специально поставленных лабораторных экспериментов.

В Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН было создано несколько уникальных установок «Токовый слой», с помощью которых были исследованы процессы формирования и эволюции токовых слоев в различных магнитных конфигурациях. Экспериментальные установки отличались размерами, энергоемкостью, величинами магнитных полей, электрических токов, концентрацией и массовым составом плазмы, но создавались по единому принципу независимой работы основных систем установки.

Проведены серии экспериментальных исследований, в которых реализованы наиболее существенные процессы, характерные для вспышечных явлений в плазме: накопление магнитной энергии при формировании токового слоя, динамичное высвобождение этой энергии при разрыве слоя, ускорение ионов и электронов, быстрый нагрев плазмы. В результате было показано, что на качественном уровне имеется соответствие между лабораторными экспериментами и вспышками на Солнце. При этом основные условия, характерные для предвспышечной ситуации на Солнце, удовлетворительно воспроизводятся в рамках ограниченного моделирования в экспериментах на установках «Токовый слой».

Возможность формирования токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях представляет собой актуальную проблему, поскольку и в природе, и в установках с лабораторной плазмой магнитные конфигурации обычно являются трехмерными. В результате проведенных экспериментов было установлено, что квазиодномерные токовые слои формируются в достаточно широком диапазоне 3D магнитных конфигураций при наличии в них особой линии X-типа с поперечной структурой типа «седло». Обнаружено уменьшение степени сжатия в слой тока и плазмы при увеличении продольного компонента магнитного поля, направленного вдоль X-линии.

Анализ структуры магнитных полей токовых слоев в лабораторных экспериментах и в хвостовой области магнитосферы Земли показал, что в обоих случаях образуются сравнительно тонкие токовые слои, профили магнитного поля и плотности тока которых качественно подобны. Возможность лабораторного моделирования явлений в хвостовой области магнитосферы Земли была обоснована при сопоставлении наиболее существенных безразмерных параметров.

В ИОФ РАН ведется постоянное обновление экспериментальной базы, что позволяет продолжать и развивать лабораторные исследования в этой области. Была проведена реконструкция и модернизация установки ТС-3D, подготовлены как традиционные, так и новые методы диагностики плазмы.

Современный этап исследований включает разработку и использование нового экспериментального стенда в НЦФМ со значительно более высокими параметрами. Это открывает перспективы для создания условий генерации высокоэнергетических потоков плазмы и ускоренных электронов в токовых слоях.

Таким образом, экспериментальные исследования динамики токовых слоев и процессов магнитного пересоединения представляют собой одно из перспективных направлений лабораторной астрофизики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках проекта «Плазма» FFWF-2023-0002.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Программе 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ за организацию I Всероссийской научной школы Национального центра физики и математики для студентов, аспирантов,

молодых ученых и специалистов по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике. Авторы выражают благодарность Льву Матвеевичу Зеленому за поддержку исследований по физике токовых слоев в ИОФ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *С. И. Сыроватский,* Астрон. журн. 43, 340 (1966).
2. *С. И. Сыроватский,* ЖЭТФ 54, 1422 (1968).
3. *В. С. Имшенник, С. И. Сыроватский,* ЖЭТФ 52, 990 (1967).
4. *С. И. Сыроватский,* ЖЭТФ 60, 1727 (1971).
5. *Сыроватский,* Вестник АН СССР 10, 33 (1977).
6. *Сыроватский,* Известия АН СССР, сер. физическая 43, 695 (1979).
7. *S. I. Syrovatskii,* Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 19, 163 (1981).
8. *С. И. Сыроватский,* Изв. АН СССР 43, 695 (1979).
9. *Э. Прист, Т. Форбс* Магнитное пересоединение (М.: Физматлит, 2005).
10. *D. Biscamp* Magnetic Reconnection in Plasmas (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000).
11. *Б. Б. Кадомцев,* Успехи физ. наук 151, 3 (1987).
12. *Л. М. Зеленый, А. В. Артемьев, Х. В. Малова, А. А. Петрукович, Р. Накамура,* Успехи физ. наук 180, 973 (2010).
13. *Л.М. Зеленый,* Успехи физ. наук 186, 1153 (2016).
14. *A. Bratenahl, and C. M. Yeates,* Phys. Fluids 11, 2696 (1970).
15. *N. Ohyabu, and N. Kawashima,* J. Phys. Soc. Japan 33, 496 (1972).
16. *С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Письма в ЖЭТФ 15, 138 (1972).
17. *А. Т. Алтынцев, В. И. Красов,* Журн. техн. физ. 44, 2629 (1974).
18. *R. L. Stenzel, and W. Gekelman,* J. Geophys. Res. 86, 649 (1981).
19. *С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 35, 232 (1982).
20. *Y. Ono, A. Morita, M. Katsurai, and M. Yamada,* Phys. Fluids B 5, 3691 (1993).
21. *M. Yamada, H. T. Ji, S. Hsu, T. Carter, R. Kulsrud, N. Bretz, F. Jobes, Y. Ono, and F. Perkins,* Phys. Plasmas 14, 1936 (1997).
22. *M. R. Brown,* Phys. Plasmas 6, 1717 (1970).
23. *A. G. Frank,* Plasma Phys. & Contr. Fusion 41, 687 (1999).
24. *J. Egedal, M. Oiroset, W. Fox, and R. P. Lin,* Phys. Rev. Lett. V 94, 025006 (2005).
25. *T. P. Intrator, I. Furno, D. D. Ryutov, G. Lapenta, L. Dorf, and X. Sun,* J. Geophys. Res. 112, A05S90 (2007).
26. *Г. Альвен, К. Г. Фельтхаммар* Космическая электродинамика: основные принципы (М.: Мир, 1967).
27. *M. E. Koepke,* Rev. of Geophys. 46, 1 (2008).
28. *E. G. Zweibel, and M. Yamada,* Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 47, 291 (2009).
29. *M. Yamada, R. Kurlsrud, and H. Ji H.,* Rev. Modern Phys. 82, 603 (2010).
30. *А. Г. Франк,* Успехи физ. наук 180, 982 (2010).
31. *В. Б. Баранов,* Космические исследования 7, 109 (1969).
32. *К. Шиндлер* Физика магнитосферы (М.: Мир, 1972).
33. *И. М. Подгорный, Р. З. Сагдеев,* Успехи физ. наук 98, 409 (1969).
34. *С. И. Сыроватский,* ЖЭТФ 50, 1133 (1966).
35. *А. Г. Франк,* Труды ФИАН 74, 108 (1974).
36. *А. Г. Франк, Г. М. Батанов,* Труды ФИАН 227, 88 (2000).
37. *С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Журн. техн. физ. 43, 912 (1973).
38. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Физика плазмы 3, 538 (1977).
39. *S. Yu. Bogdanov, A. G. Frank, and V. S. Markov,* Physica Scripta 30, 279 (1984).
40. *А. Т. Алтынцев, В. И. Красов, В. С. Марков, М. В. Петров, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Физика плазмы 4, 18 (1978).
41. *С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 51, 563 (1990).
42. *И. Л. Бейгман, В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Журн. Прикл. Спектроскопии 54, 1021 (1991).
43. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 56, 82 (1992).
44. *С. И. Сыроватский,* Письма в Астрон. журн. 2, 35 (1976).
45. *A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, N. P. Kyrie, V. S. Markov* in AIP Conference Proc. Melville, N. Y., USA 703, 431 (2004).
46. *А. Г. Франк* Плазменная гелиогеофизика (М.: Физматлит, Т. 2, 259, 2008).
47. *С. И. Сыроватский,* Природа 2, 143 (1978).
48. *С. В. Буланов, В. А. Догель, А. Г. Франк,* Письма в Астрон. журн. 10, 149 (1984).
49. *S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, and A. G. Frank,* Physica Scripta 29(1), 66 (1984).
50. *С. В. Буланов, А. Г. Франк,* Физика плазмы 18, 1535 (1991).
51. *С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 59, 510 (1994).

52. *С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Труды ИОФАН 51, 76 (1996).

53. *С. Ю. Богданов, Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 71(2), 78 (2000).

54. *А. Г. Франк, С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина,* Изв. АН. Сер. Физ. 59(8), 41 (1995).

55. *A. G. Frank, and S. Yu. Bogdanov,* Earth, Planets & Space 53, 531 (2001).

56. *A. G. Frank,* Plasma Phys. Reports 48, 574 (2022).

57. *A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, and G. V. Dreiden,* Phys. Plasmas 12, 05231 (2005).

58. *С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков, Г. В. Островская, А. Г. Франк,* Физика плазмы 32, 1121 (2006).

59. *A. G. Frank, S. G. Bugrov, V. S. Markov,* Phys. Lett. A 373, 1464 (2009).

60. *A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden, V.S. Markov, G.V. Ostrovskaya,* Phys. Lett. A 348, 318 (2006).

61. *С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков, Г. В. Островская, А. Г. Франк,* Физика плазмы 33, 1014 (2007).

62. *A. G. Frank, S. G. Bugrov, V. S. Markov,* Phys. Plasmas 15, 092102 (2008).

63. *А. Г. Франк, С. Н. Сатунин,* Физика плазмы 44, 144 (2018).

64. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Физика плазмы 36, 387 (2010).

65. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 95, 17 (2012).

66. *Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Физика плазмы 38, 1042 (2012).

67. *А. Г. Франк, С. Н. Сатунин,* Физика плазмы 37(10), 88 (2011).

68. *A. G. Frank, N. P. Kyrie, S. N. Satunin,* Phys. Plasmas 18, 111209 (2011).

69. *А. Г. Франк, С. Н. Сатунин,* Письма в ЖЭТФ 112, 667 (2020).

70. *Н. П. Кирий, А. Г. Франк, Д. Г. Васильков,* Физика плазмы 45, 313 (2019).

71. *Н. П. Кирий, С. А. Савинов,* Успехи прикладной физики 8, 436 (2020).

72. *A. G. Frank, N. P. Kyrie, S. N. Satunin, S. A. Savinov,* Universe 7, 400 (2021).

73. *А. Г. Франк, С.Н. Сатунин,* Физика плазмы 48, 12 (2022).

74. *A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, A. G. Frank, R. Nakamura, and L. M. Zelenyi,* J. Geophys. Res. 118, 2789 (2013).

75. *Е. В. Юшков, А. Г. Франк, А. В. Артемьев, А. А. Петрукович, И. Ю. Васько,* Физика плазмы 41, 73 (2015).

76. *А. Г. Франк, А. В. Артемьев, Л. М. Зеленый,* ЖЭТФ 150, 807 (2016).

77. *А. Г. Франк, Г. В. Островская, Е. В. Юшков, А. В. Артемьев, С. Н. Сатунин,* Космические исследования 55, 48 (2017).

78. *Е. В. Юшков, А. Г. Франк, А. В. Артемьев, А. А. Петрукович, Р. Накамура,* Физика плазмы 44, 983 (2018).

79. *S. Lu, A. V. Artemyev, V. Angelopoulos, Q. Lu and J. Liu,* J. Geophys. Res. 121, 4269 (2016).

80. *A. G. Frank A. G., Artemyev A. V., Lu S, X-J. Zhang, and N.P. Kyrie,* Plasma Phys. Control. Fusion 65, 095006 (2023).

81. *Л. А. Душин* СВЧ-интерферометры для измерения плотности плазмы (М.: Атомиздат, 1973).

82. *С. Ю. Богданов, Н. П. Токаревская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Физика плазмы 1, 133 (1975).

83. *А. В. Чернетский, О. А. Зиновьев, О. В. Козлов* Аппаратура и методы плазменных исследований (М.: Атомиздат, 1965).

84. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев,* Труды ФИАН 110, 121 (1979).

85. *С. Ю. Богданов, Ю. Ф. Бондарь, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий, В. С. Марков, Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин, А. Г. Франк,* ЖТФ 64(9), 30 (1994).

86. *С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. И. Морозов, А. Г. Франк,* Физика плазмы 24, 467 (1998).

87. *С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, А. Г. Франк,* ЖЭТФ 114, 1202 (1998).

88. *А. Г. Франк, Н. П. Кирий, В. С. Марков,* Физика плазмы 45, 32 (2019).

89. *А. Г. Франк, С. А. Савинов,* Физика плазмы 46, 830 (2020).

90. *В. Б. Бурилина, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Физика плазмы 21, 36 (1995).

91. *Шт. Бюшер, Н. П. Кирий, Х. -Й. Кунце, А. Г. Франк,* Физика плазмы 25, 185 (1999).

92. *В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Оптика и спектроскопия 87, 916 (1999).

93. *В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Физика плазмы 26, 282 (2000).

94. *В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Физика плазмы 29, 476 (2003).

95. *A. G. Frank, V. P. Gavrilenko, N. P. Kyrie, and E. Oks,* J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 39, 5119 (2006).

96. *Г. С. Воронов, Н. П. Кирий, В. С. Марков, Г. В. Островская, А. Г. Франк,* Физика плазмы 34, 1080 (2008).

97. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, Д. Г. Васильков, Е. В. Воронова,* Физика плазмы 42, 563 (2016).

98. *A. G. Frank, N. P. Kyrie,* Plasma Phys. Reports 43, 696 (2017).

99. *А. Г. Франк, Н. П. Кирий, В. С. Марков, Е. В. Воронова,* Физика плазмы 44, 483 (2018).

100. *Н. П. Кирий, С. А. Савинов,* Краткие сообщения по физике ФИАН 2, 25 (2021).

101. *N. P. Kyrie, S. A. Savinov,* Plasma Phys. Reports 47, 611 (2021).

102. *Н. П. Кирий, А. Г. Франк, А. Р. Мингалеев, Т. Б. Мавлюдов, К. В. Шпаков, И. С. Байдин,* Физика плазмы 48, 1035 (2022).

103. *Н. П. Кирий, Д. Е. Харлачев, К. В. Шпаков,* Физика плазмы 49, 1092 (2023).

104. *Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк,* Письма в ЖЭТФ 48, 419 (1988).

105. *Г. С. Воронов, Н. П. Кирий, А. Г. Франк,* Физика плазмы 28, 1004 (2002).

106. *A. G. Frank, V. P. Gavrilenko, Ya. O., Ispolatov, N. P. Kyrie, and E. Oks,* Contributions to Plasma Phys. 36, 667 (1996).

107. *R. Nakamura, W. Baumjohann, C. Mouikis, L. M. Kistler, A. Runov, M. Volwerk, Y. Asano, Z. Vörös, T. L. Zhang, B. Klecker, H. Rème, and A. Balogh,* Geophys. Res. Lett. 31, 9804 (2004).

108. *L. Juusola, S. Hoilijoki, Ya. Pfau-Kempf, U. Ganse, R. Jarvinen, M. Battarbee, E. Kilpua, L. Turc, and M. Palmroth,* Ann. Geophys. 36, 1183 (2018).

109. *M. Hoshino, T. Mukai, I. Shinohara, Y. Saito, and S. Kokubun,* J. Geophys. Res. 105, 337 (2000).

110. *N. K. Walia, K. Seki, T. Amano,* J. Geophys. Res. 127, 30066 (2022).

111. https://www.nanoscan.su.

DYNAMIC PROCESSES IN CURRENT SHEETS AND EXPERIMENTAL LABORATORY ASTROPHYSICS

A. G. Frank[a], N. P. Kyrie[a], S. A. Savinov[b], I. R. Nugaev[a,*], D. E. Kharlachev[a], V. A. Ivanov[a], V. D. Stepakhin[a]

[a] *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

[b] *Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**E-mail: gfnow@mail.ru*

The results of experimental research of the dynamics of current sheets, which are formed in laboratory experiments at the IOF RAS, are presented as a brief review. It is shown that the most significant features of phenomena like solar flares can be reproduced in laboratory conditions. These features include the relatively slow accumulation of the magnetic energy in the course of the current sheet formation, the rapid release of the energy during the disruption of the current sheet, acceleration of plasma flows, ultrafast plasma heating, and effective particle's acceleration. A qualitative similarity has been established between the basic characteristics of current sheets in the tail region of the Earth's magnetosphere and in laboratory conditions. A comparison of a number of fundamental dimensionless parameters indicates the possibility of quantitative laboratory modeling of processes occurring in the magnetosphere. It is concluded that experimental research of the dynamics of current sheets and magnetic reconnection processes represent one of the promising areas of the laboratory astrophysics.

Keywords: plasma, current sheet, dynamic processes, magnetic reconnection, laboratory experiments, solar flares, Earth magnetosphere

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 101, № 4, с. 379–388

ХОЛЛОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ И КОЛЛАПС ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ОБЛАКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

© 2024 г. А. А. Чибранов[1,*], И. Ф. Шайхисламов[1], А. Г. Березуцкий[1], В. Г. Посух[1], П. А. Трушин[1], Ю. П. Захаров[1], И. Б. Мирошниченко[1], М. С. Руменских[1], В. А. Терехин[2]

[1]*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской Академии Наук, Новосибирск, Россия*

[2]*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия*

**E-mail: chibranov2013@yandex.ru*

Поступила в редакцию 15.10.2023 г.
После доработки 11.03.2024 г.
Принята в печать 11.03.2024 г.

В настоящей работе описываются результаты лабораторного эксперимента по суб-альфвеновскому разлету квазисферического облака лазерной плазмы в вакуумное магнитное поле в режиме слабозамагниченных ионов. Рассматривается роль Холловских полей и токов в аномально быстрой динамике магнитного поля на фазе коллапса диамагнитной каверны. Демонстрируются подробные пространственные измерения конфигурации азимутальных Холловских полей и определяется их связь с коллапсом диамагнитной каверны. В результате проведенного эксперимента были получены данные, подтверждающие гипотезу о переносе основного магнитного поля движением электронов, связанным с Холловскими токами.

Ключевые слова: эффект Холла, лазерная плазма, диамагнитная каверна, магнитное поле, лабораторный эксперимент, сферическое облако плазмы

DOI: 10.31857/S0004629924040082 **EDN:** KFBBML

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые эксперименты в космосе по сферическому разлету плазменных облаков в магнитосфере Земли AMPTE [1] и CRRES [2] обнаружили формирование диамагнитной каверны и коллапс плазменного облака в поперечном направлении, сопровождающийся вытягиванием плазмы вдоль фонового магнитного поля. На поздней стадии расширения поля образовывались ориентированные вдоль поля желобки. Их длина волны поперек магнитного поля оказалась намного больше, чем электронные масштабы, предсказанные существовавшей теорией нижне-гибридной дрейфовой неустойчивости (LHDI) [3]. В то же время скорость их роста была намного больше, чем предсказывала крупномасштабная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [4]. Для объяснения физики данных явлений начали активно развивать лабораторное моделирование. Одновременно с AMPTE были проведены лабораторные эксперименты с лазерной плазмой в близком режиме по параметрам подобия и получены физически аналогичные результаты [5].

Лабораторный эксперимент позволил проводить подробные исследования различных космических явлений в масштабах лабораторной установки, используя методы физического подобия [6, 7]. При этом эксперименты лишены многих ограничений, присущих натурным измерениям с космических аппаратов, позволяют лучше контролировать и менять условия моделирования, а также производить множественные пространственно-временные измерения.

Первые лабораторные эксперименты, в которых изучалась динамика плазмы в магнитном поле и микро-неустойчивости, были реализованы с Z-пинчем и предоставили данные о плазме после фазы имплозии. На фазе имплозии было обнаружено развитие на электронных масштабах LHDI неустойчивости, поддерживающей быструю диффузию магнитного поля, которую можно описать аномальным рассеянием электронов на пульсациях электрического поля и соответствующим аномальным коэффициентом диффузии [8, 9, 10]. Развитие импульсных лазеров высоких энергий позволило проводить лабораторное моделирование расширя-

ющихся бесстолкновительных плазменных облаков, используя лазерную плазму. Эксперименты с лазерной плазмой продемонстрировали, что в режиме слабозамагниченных ионов развиваются поперечные желобки, которые имеют относительно большую длину волны (но меньше R_{Li}), вытянуты вдоль поля и не перемещаются по азимуту (частота колебаний мала), хотя имеют тенденцию закручиваться в сторону вращения электронов. Во всех опытах наблюдался высокочастотный нижнегибридный шум. В экспериментах NRL (Военно-морская лаборатория США) [11] желобки уходили свободно поперек поля далеко за пределы каверны и показывали вторичную бифуркацию. В других экспериментах (опыты в университете Нагойа, Япония) [12] желобки быстро исчезали на стадии схлопывания каверны. Также могла отличаться зависимость желобков от величины магнитного поля. В отличие от NRL, в японских опытах Okada была обнаружена практически линейная зависимость волнового числа от магнитного поля. В советских опытах на КИ-1 [5] размер каверны оказался значительно меньше R_b при больших гирорадиусах ионов $R_{Li}>R_b$. Отметим, что AMPTE и японские эксперименты имеют несколько меньшее значение параметра R_{Li}/R_b, чем американские и советские, что, видимо, обуславливает некоторые наблюдаемые различия.

Таким образом, несмотря на предыдущие значительные усилия и многочисленные исследования, классическая проблема о разлете энергичной плазмы в режиме слабозамагниченных ионов остается открытой. Решение данной проблемы требует экспериментов на относительно больших масштабах >10 см, позволяющих реализовывать подробные пространственно-временные измерения магнитных полей, со сферическими облаками плазмы, подобно натурным явлениям. Такие модельные эксперименты с квазисферическими облаками были впервые реализованы в 2021 г. на стенде КИ-1 методом четырехлучевого облучения шарообразной лазерной мишени [13], где были получены комплексные данные об общей 3D структуре и динамике взаимодействия, желобковой неустойчивости и формировании струй плазмы вдоль магнитного поля. Впервые был продемонстрирован аномально быстрый коллапс диамагнитной каверны, который происходит как конвективный внос магнитного поля, а не диффузия с аномальным коэффициентом.

Вопрос об аномально быстром коллапсе каверны в режиме слабо замагниченных ионов был поставлен еще в первых экспериментах с лазерной плазмой. По аналогии с Z-пинчами, данное явление объясняли развитием микро-неустойчивости, поддерживающей аномальное рассеяние электронов, тем более что быстрая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца с масштабами вплоть до электронных действительно наблюдалась и измерялась. В работе [14] впервые была предложена альтернативная гипотеза о генерации в расширяющемся сферическом облаке плазмы азимутальных полей за счет Холловского члена и переноса магнитного поля соответствующими Холловскими токами. Роль Холловских магнитных полей и токов изучалась в близкой постановке также в работе С. И. Вайнштейна [15] и А. М. Бергельсона [16].

В экспериментах с суб-альфвеновским разлетом облака плазмы в режиме слабозамагниченных ионов ламинарные Холловские магнитные поля были впервые измерены на установке LAPD [17, 18], однако авторы экспериментов не сопоставили роль этих полей и Холловских токов с динамикой магнитной каверны.

Отметим, что имеется прямая физическая аналогия рассматриваемой задачи с хорошо известной задачей магнитного пересоединения. В классической проблеме пересоединения осознание того, что на масштабе ионной инерциальной длины возможна быстрая динамика магнитного поля, протекающая в отрыве от ионов за счет Холловских эффектов, привело в начале 2000-х к качественному прогрессу. В настоящее время генерация Холловских полей и роль Холловских токов в поддержании быстрого пересоединения полностью подтверждены в спутниковых миссиях Cluster [19] и MMS [20]. Как будет показано ниже, в задаче суб-альфвеновского разлета плазмы в режиме слабозамагниченных ионов Холловские процессы во многом аналогичны и также приводят к быстрой динамике основного магнитного поля в отрыве от ионов.

В настоящей работе описываются целенаправленные лабораторные эксперименты по установлению роли Холловских полей и токов в процессе быстрого коллапса каверны. Применение квазисферического облака плазмы впервые позволило реализовать подробные измерения, в которых была установлена трехмерная пространственная конфигурация Холловских магнитных полей и обнаружена их связь с коллапсом диамагнитной каверны. Полученные результаты и качественное соответствие измерений с приведенным теоретическим анализом в целом подтверждают гипотезу о Холловской природе аномального коллапса магнитной каверны при суб-альфвеновском разлете облака плазмы в режиме слабозамагниченных ионов.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Динамика плазменного облака исследовалась при разлете сферически симметричного облака лазерной плазмы во внешнее магнитное поле на крупномасштабном лазерно-плазменном стенде КИ-1 (ИЛФ СО РАН) [21, 22]. Для создания сферического облака применялась 4-лучевая схема облучения шарообразной мишени из вершин правильного тетраэдра, подробное описание которой изложено в нашей предыдущей работе [13]. Источником лазерного излучения является CO_2 лазер с длительностью импульса в пике ~70 нс и микросекундным хвостом, с полной энергией ~200 Дж. Излучение вводилось в вакуумную камеру диаметром 1.2 м и длиной 5 м, откачанную до давления $P \approx 2 \cdot 10^{-6}$ Торр, и фокусировалось в пятна 12 мм на шарообразной мишени из полиэтилена. Мишень закреплялась на горизонтальном керамическом стержне, ориентированном под небольшим углом к центральной оси камеры Z. Внешнее однородное магнитное поле, создаваемое соленоидом вокруг камеры, могло варьироваться по величине и направляться как по оси Z, так и против оси.

Измерения проводились с помощью системы подвижных зондов, состоящих из совмещенных магнитных и двойных несимметричных зондов Ленгмюра с пространственным разрешением 0.5 см и временным разрешением не менее 20 нс. Ортогональные трехкомпонентные катушки магнитных зондов позволяли регистрировать полный вектор магнитного поля. Зонды располагались в пространстве симметрично относительно лазерной мишени под углами ±45° к плоскости XZ, что позволяло измерять параметры ОЛП и магнитного поля одновременно в четырех направлениях (рис. 1).

3. ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА И ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ

На рис. 2 представлены концентрация ионов лазерной плазмы (а) и возмущение основного Z-компонента магнитного поля (б) при разлете сферического плазменного облака во внешнее магнитное поле $B_0 = 200$ Гс. Данные получены за серию запусков с высокой повторяемостью параметров плазменного облака. Зонды перемещались по радиусу R от мишени, что позволило построить профили диамагнитной каверны (рис. 3) и R-T диаграммы, наглядно демонстрирующие динамику на фазе разлета плазмы и формирования диамагнитной каверны и на фазе схлопывания диамагнитной каверны (рис. 4). Наблюдались прямой (диапазон времени $T = 0 \div 4.5$ мкс на рис. 2а) и отраженный ($T = 4.5 \div 8$ мкс на рис. 2а) плазменные потоки. Измерения возмущений основного компонента поля B_z показали, что размер каверны составил в поле 200 Гс примерно 15 см при Ларморовском гирорадиусе ионов углерода 13 см, что соответствует параметру замагниченности $\varepsilon = R_L/R_b \approx 1$.

Времяпролетная диаграмма на рис. 4 наглядно демонстрирует относительную динамику ОЛП и диамагнитной каверны. Видно, что фронт плаз-

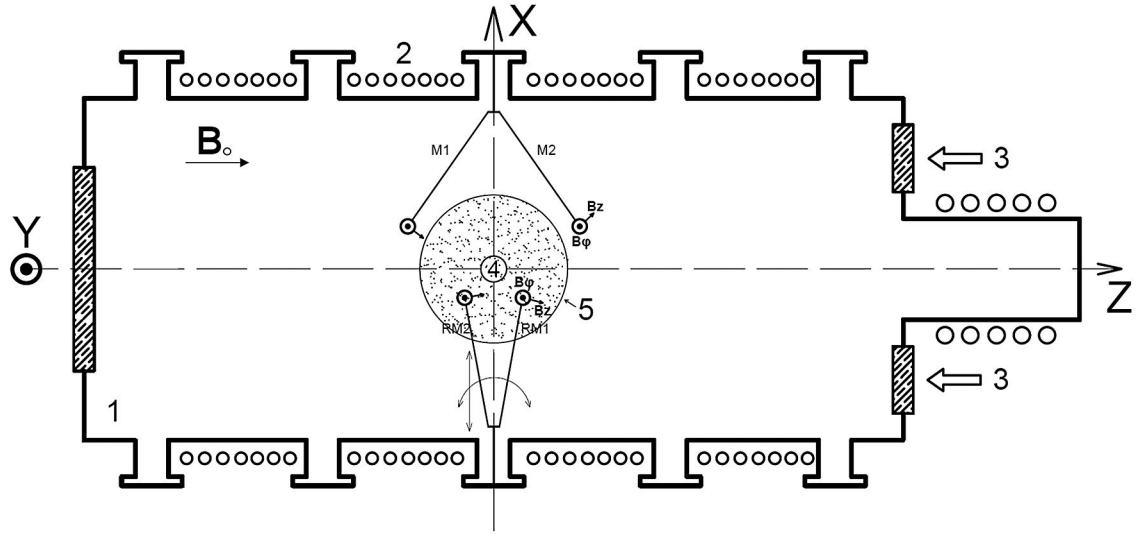


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — вакуумная камера; 2 — соленоид для создания магнитного поля; 3 — лучи лазера при вводе в камеру; 4 — мишень; 5 — облако лазерной плазмы; M1, M2, RM1, RM2 — магнитные/электрические зонды.

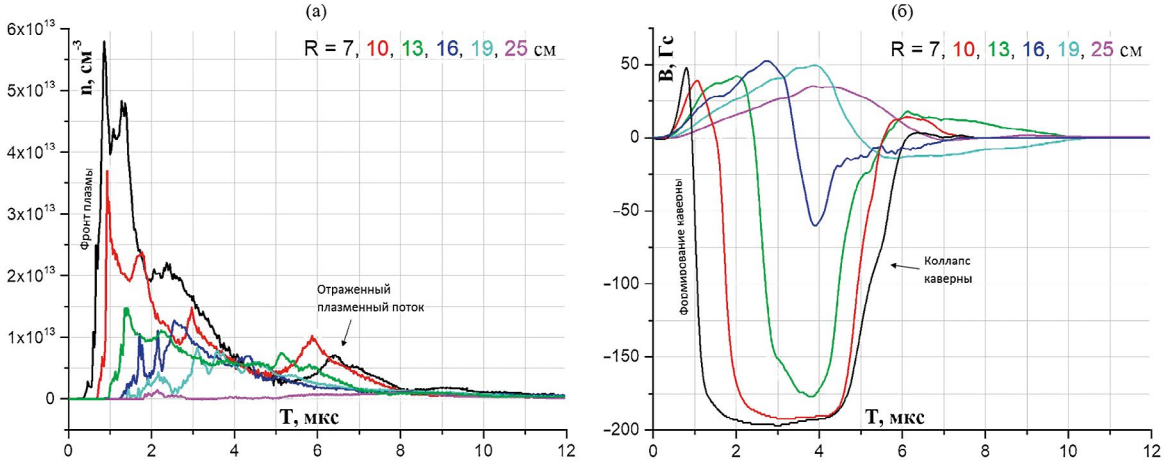


Рис. 2. Осциллограммы концентрации плазмы (а) и осциллограммы возмущения основного компонента магнитного поля δB_z (б) на разных радиальных расстояниях от мишени. Внешнее магнитное поле составляло $B_0 = -200$ Гс. Начало облучения мишени лазерным излучением происходит при $T = 0$.

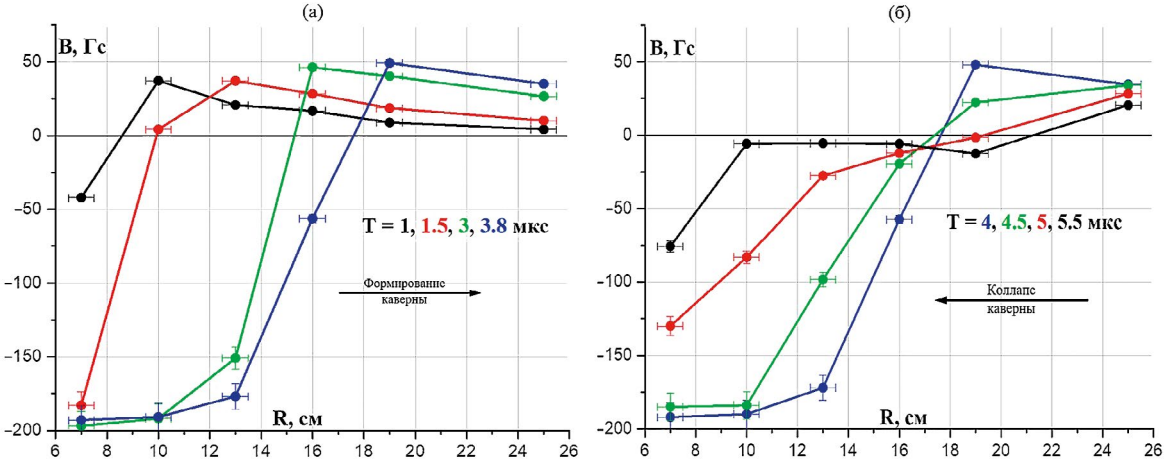


Рис. 3. Профили диамагнитной каверны в фазе формирования (а) и коллапса (б). Время T отсчитывалось с начала разлета ОЛП.

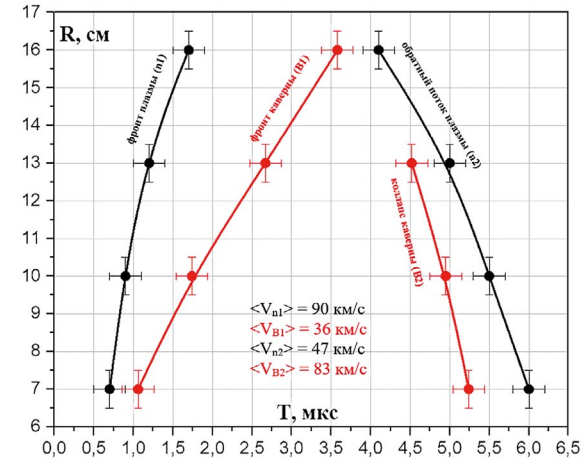


Рис. 4. R-T диаграммы движения фронта плазмы и обратного потока плазмы (черные линии), расширения и коллапса магнитной каверны (красные линии) с рассчитанной средней скоростью.

менного облака распространялся со скоростью около 90 км/с, вытесняя внешнее магнитное поле. Начиная с 4 мкс наблюдалось формирование обратного потока плазмы, который достигал расстояния 7 см при $T = 6$ мкс. При этом фронт диамагнитной каверны отставал от динамики плазмы примерно на 0.4 мкс на начальной стадии разлета, после чего существенно замедлялся. По диаграмме видно, что коллапс каверны не был связан по времени с динамикой плазмы и происходил со скоростью примерно в 2 раза превышающей скорость движения отраженного плазменного потока.

4. РОЛЬ ХОЛЛОВСКОГО ЧЛЕНА В ГЕНЕРАЦИИ АЗИМУТАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ДИНАМИКЕ ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ

Уравнение индукции магнитного поля с Холловским членом имеет вид:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \mathrm{rot}\left[\mathbf{V}_\mathrm{e} \times \mathbf{B}\right] = \mathrm{rot}\left[\mathbf{V} \times \mathbf{B} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} / ne\right], \quad (1)$$

где $\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{B}$, $\mathbf{B}$ — магнитная индукция, $\mathbf{V}_\mathbf{e}$ — скорость электронов, $\mathbf{V}$ — скорость ионов или плазмы, $\mathbf{J}$ — плотность тока, n — концентрация электронов, e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме. Для простоты и без потери общности мы рассматриваем однозарядные ионы. Первое слагаемое справа $(\mathbf{V}\times\mathbf{B})$ является магнитогидродинамическим (МГД) членом, а второе $(\mathbf{J}\times\mathrm{B}/ne)$ — Холловским. В сферической/цилиндрической геометрии Холловский компонент магнитного поля генерируется градиентом тока, формирующим каверну, и концентрации вдоль силовых линий ведущего поля:

$$\partial B_\varphi / \partial t \approx -B_z \frac{\partial}{\partial z}\left(J_\varphi / ne\right) = \left(cB_z / 4\pi e\right) \times \frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{n}\frac{\partial}{\partial r} B_z. \quad (2)$$

Ранее [13, 14] нами была выдвинута гипотеза, что коллапс каверны и аномально быстрое проникновение магнитного поля в плазму может происходить не диффузионно, а конвективно за счет переноса электронным током:

$$\begin{aligned} \partial B_z / \partial t &\approx -\partial / \partial r\left(V_r - J_r / ne\right) \times B_z \approx \\ &\approx -\left(V_r - \frac{c}{4\pi ne}\partial B_\varphi / \partial z\right) \times \partial B_z / \partial r = \\ &= -\left(V_r - \alpha V_0 L_\mathrm{pi} \frac{\partial}{\partial z} B_\varphi / B_0\right) \times \partial B_z / \partial r, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{eB_0}{V_0 m_\mathrm{i} \omega_\mathrm{pi}} = \frac{L_\mathrm{pi}}{R_\mathrm{Li}}$ — безразмерный параметр задачи, m_i — масса иона, ω_pi — ионно-плазменная частота, L_pi — ионно-плазменная длина, R_Li — Ларморовский радиус ионов, V_0 — характерная скорость разлета плазмы.

При этом азимутальное поле определяется как

$$\partial B_\varphi / \partial t \approx \left(B_\varphi / B_0\right) \times V_0 L_\mathrm{pi} \frac{\partial}{\partial z}\frac{\alpha}{n}\frac{\partial}{\partial r} B_z. \quad (4)$$

Отметим, что в рассматриваемой геометрии сферического облака, в пренебрежении градиентом концентрации и учете только кривизны силовых линий, радиальная токовая скорость электронов $\mathbf{V}_\mathbf{e} = -\mathbf{J}/ne$ на границе каверны направлена к мишени в экваториальной плоскости X-Y и от мишени вблизи оси Z.

Как видно, когда перенос током электронов становится достаточно большим, например, в разреженной плазме, происходит отрыв динамики каверны от магнитогидродинамической скорости плазмы. Роль Холловской динамики определяется ионной плазменной длиной, которая увеличивается по мере расширения облака. Из уравнения (2) можно видеть, что азимутальный компонент поля B_φ, генерируемый Холловским членом, квадратичен по ведущему полю и не меняет знак при инвертировании B_Z. Также, при пересечении экваториальной плоскости облака, B_φ меняет знак. Возможная структура Холловских полей и соответствующих токов, определяемых уравнением (3), демонстрируется на рис. 5. В любой из плоскостей, включающей ось Z (направление внешнего магнитного поля), азимутальный Холловский компонент поля имеет квадрупольную структуру, полностью аналогично задаче пересоединения. Холловское поле B_φ можно интерпретировать как тороидальный компонент, образующийся из полоидального компонента B_Z широм меридиональной скорости. Роль меридиональной скорости играет скорость электронов в токовом слое каверны.

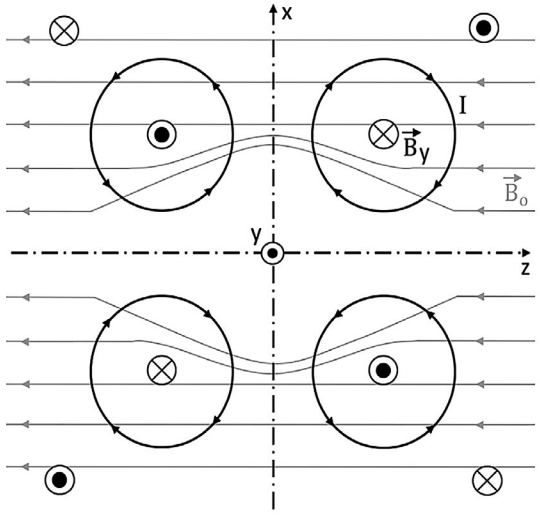


Рис. 5. Предполагаемая геометрия полей и токов, возникающих при разлете ОЛП в однородное магнитное поле. Показано искажение ведущего поля «пробочного» вида и квадрупольная структура Холловского поля B_φ (B_y в декартовых координатах). Его направление в данном случае соответствует генерации за счет тока, формирующего каверну $\partial B\varphi/\partial t \sim -(c/4\,\pi e n)\; B_z\, \partial \mathrm{J}_\varphi/\partial_z$, а токовая скорость электронов $\mathrm{Ve} = -\mathrm{J}/\mathrm{ne}$, независимо от знака B_0, направлена к мишени в экваториальной плоскости X-Y и от мишени вблизи оси Z.

5. ИЗМЕРЕНИЯ ХОЛЛОВСКОГО КОМПОНЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для измерения азимутальных магнитных полей зонды M1, M2, RM1, RM2 были установлены попарно, симметрично относительно экваториальной плоскости в четырех различных квадрантах. Такое расположение зондов позволило проверить квадрупольную структуру азимутального поля B_y. Катушки зондов ориентировались таким образом, что одна из них была сонаправлена с компонентом B_y, а вторая — с основным компонентом внешнего магнитного поля B_Z.

Динамика измеренного азимутального компонента B_φ (и связанного декартового компонента $B_y = \mathbf{e_y}\cdot\mathbf{e_\varphi}\, B_\varphi$) состоит из четко выраженных двух фаз (черные кривые на рис. 6–7). На фронте расширения и фронте коллапса каверны (которые наблюдаются по динамике основного компонента B_Z, красные кривые) происходит быстрое изменение B_y. Компонент поля B_y показал квадрупольную структуру в разных квадрантах. Данные измерений также однозначно подтверждают, что при инвертировании ведущего магнитного поля, компонент B_y не меняет знака на фазе коллапса каверны. Это однозначно доказывает, что механизм генерации азимутального поля на фазе коллапса каверны имеет Холловскую природу. При этом на фронте расширения каверны компонент B_y не показывает однозначно квадрупольной структуры и однозначной зависимости от знака B_0. Это свидетельствует, что на фазе расширения каверны азимутальное поле генерируется смешанным образом, как за счет МГД ($\sim\mathbf{V}\times\mathbf{B}$), так и за счет Холловского ($\sim\mathbf{J}\times\mathbf{B}$) члена.

Для детального определения пространственного распределения азимутальных полей и их направления проводились подробные зондовые измерения внутри каверны, на границе и за пределами каверны. На рис. 8 построены данные с магнитных и электрических зондов таким образом, что каждая ячейка таблицы соответствует определенной точке измерения относительно

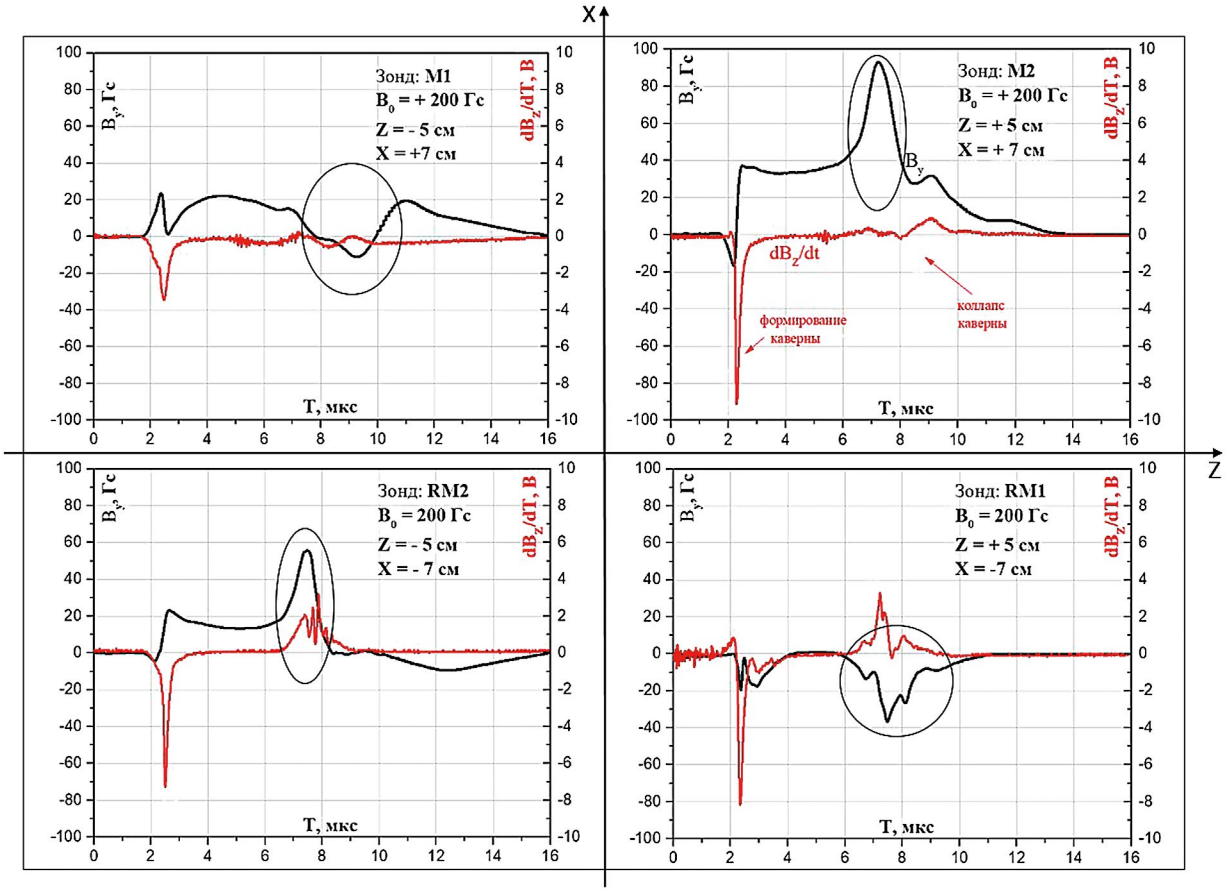


Рис. 6. Сигналы магнитных зондов. Красные кривые — производная возмущения основного компонента поля B_Z. Черные кривые — величина азимутального компонента B_φ (овалом выделен предполагаемый Холловский компонент поля на фазе коллапса диамагнитной каверны). Данные получены для каждого квадранта при величине внешнего магнитного поля B_0 = +200 Гс.

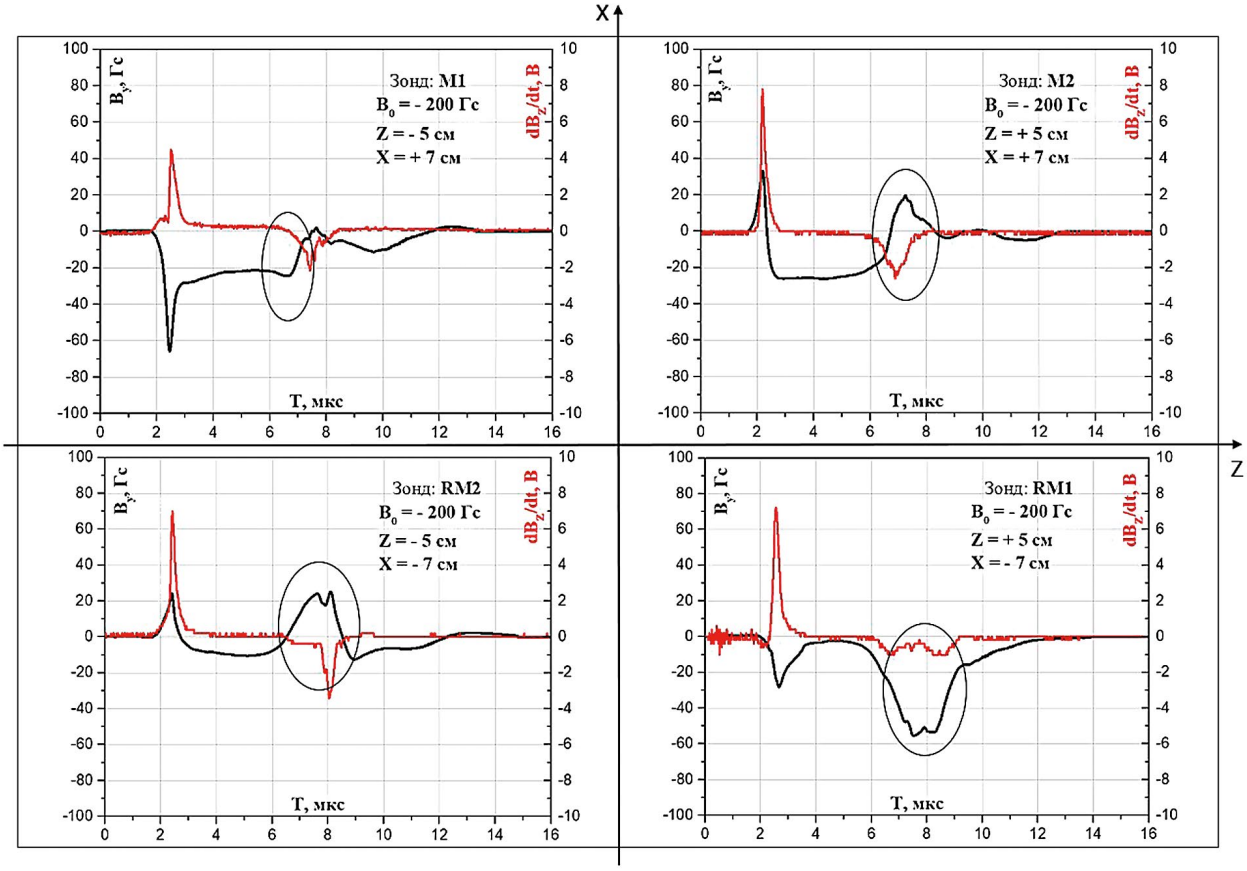


Рис. 7. Аналогично рис. 6, но с противоположным по знаку внешним магнитным полем $B_0 = -200$ Гс.

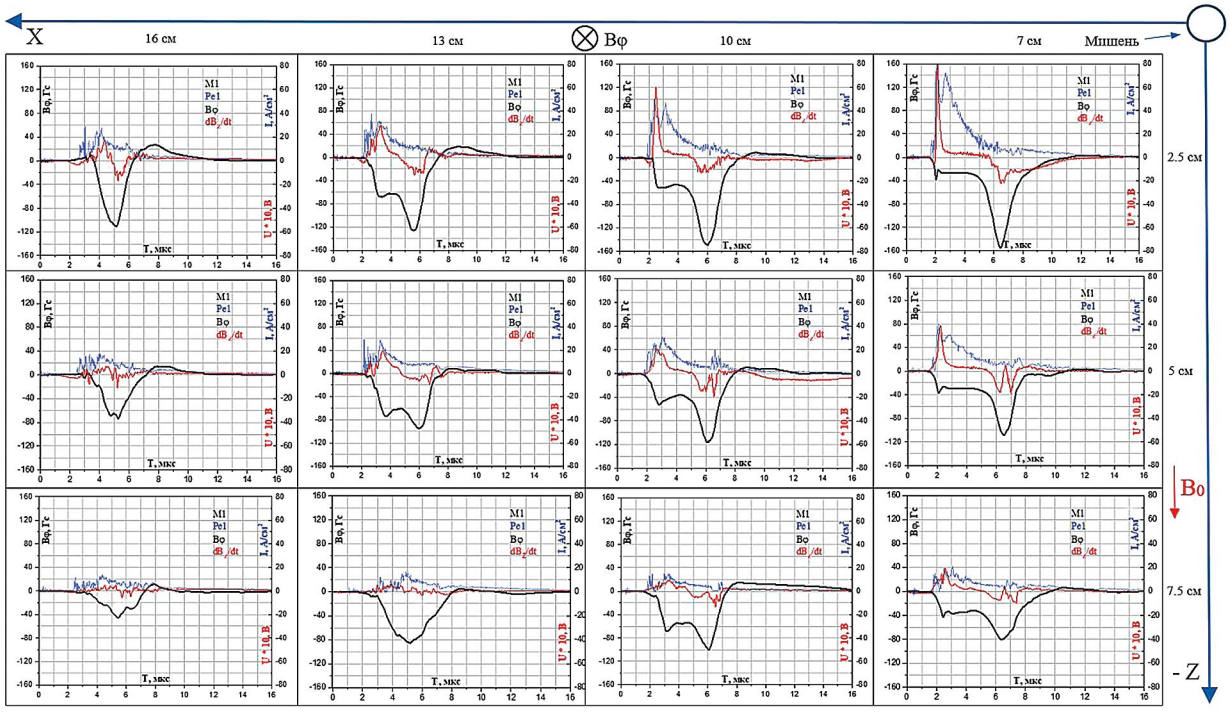


Рис. 8. Пространственная конфигурация азимутальных полей (черным), производной магнитного поля основного компонента, ориентированного вдоль оси Z (красным) и плотности тока, измеренной зондом Ленгмюра (синим) во внешнем магнитном поле $B_0 = -200$ Гс для одного из квадрантов в меридиональной плоскости ZX. Каждая ячейка таблицы соответствует определенной точке измерений относительно мишени.

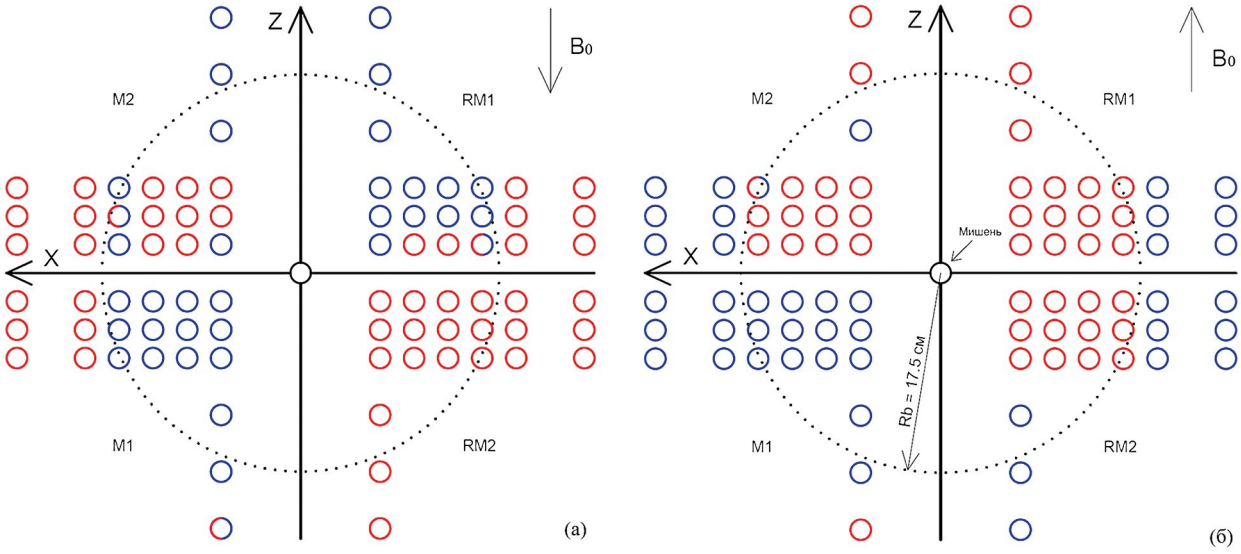


Рис. 9. Пространственное распределение компонента B_y на фронте каверны в фазе коллапса в меридиональной плоскости ZX с обратным $B_0 = -200$ Гс (а) и прямым $B_0 = +200$ Гс (б) направлением ведущего поля. Положение каждой точки на рисунке соответствует точке измерения относительно мишени, а цвет — направлению поля B_y (красный — на наблюдателя, синий — от наблюдателя).

мишени, а таблица в целом — определенному квадранту внутри каверны. Подобный вариант представления данных позволяет отследить определенные закономерности возмущений магнитного поля азимутального компонента, а также определить эволюцию диамагнитной каверны и плазменного облака.

Для представления сеточных данных, полученных во всех квадрантах, в каждой точке по результатам трех измерений определялось направление B_y компонента на фронте коллапса каверны, как это было описано выше. На рис. 9 знаки B_y отображены соответствующим цветом. Рис. 9а однозначно подтверждает квадрупольную структуру азимутального компонента (он меняет знак при переходе от одного квадранта к другому) в пределах максимального размера диамагнитной каверны. Измерения с противоположным направлением B_0 в целом подтвердили независимость азимутального поля от знака ведущего поля, но обнаружили отклонения в одном квадранте (RM1 на рис. 9б), что, видимо, связано с неполной симметричностью плазмы и образованием крупномасштабных желобков. Отметим также, что полярность азимутального компонента имеет в отдельных точках исключения из общей картины. Вероятнее всего, в генерацию поля за счет Холловского члена вносит вклад градиент концентрации. Не считая этого исключения, измерения подтвердили, что в фазе формирования и коллапса каверны генерируется азимутальный компонент магнитного поля, который не меняет знака при обращении ведущего поля.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты лабораторного эксперимента, направленного на подтверждение факта генерации азимутального магнитного поля за счет действия Холловского члена в законе Ома и проверку гипотезы о переносе основного магнитного поля движением электронов, связанным с Холловскими токами. Наиболее важные физические параметры эксперимента показаны в табл. 1.

Условия соответствуют режиму слабозамагниченных ионов, $R_L/R_B \approx 1$, характерному для ряда активных экспериментов в магнитосфере и лабораторных опытов. Магнитное число Рейнольдса при характерной температуре электронов ~10 эВ достаточно велико, чтобы классическая диффузия магнитного поля была пренебрежимой.

В настоящей работе доказан факт наличия некомпланарного компонента, величина которого достигала не менее ~30 % от ведущего поля B_0, продемонстрирована его квадрупольная пространственная структура и независимость от знака B_0. Это полностью соответствует механизму генерации некомпланарного компонента Холловским членом. Отметим, что в этом имеется прямая аналогия с компонентом поля, со-направленным току, в задаче

Таблица 1. Параметры эксперимента

Типичная скорость ОЛП	V_0	100 км/с
Полная энергия ОЛП	E_0	25 Дж
Фоновое магнитное поле	B_0	200 Гс
Ионный состав ОЛП	H^+, C^{1+}– C^{4+}	$<m_i/z_i> \approx 2.5$
Радиус остановки ОЛП	$R_B = \sqrt[3]{3E_0 / B_0^2}$	17 см
Измеренный максимальный размер каверны	R_{B*}	≈ 15 см
Гирорадиус ионов	$R_L = V_0 c/eB_0 \cdot <m_i/z_i>$	13 см
Инно-плазменная длина в момент максимума каверны	$L_{pi} = c\sqrt{m_i / 4\pi e^2 z_i n_e}$	10 см
Концентрация плазмы при $R=R_B$	n_i	~10^{13} см$^{-3}$
Замагниченность ионов	$\varepsilon = R_L/R_{B*}$	≈1
Замагниченность электронов	$\omega_{ce}\tau_{ei}$	~100
Магнитное число Рейнольдса	$4\pi\sigma R_B V_0 / c^2$	~100
Число Рейнольдса	$R_B V_0 / \eta_i$	~20

пересоединения противоположно направленных магнитных полей.

Сделаем количественные оценки. Рис. 2 показывает, что на расстояниях 13, 10, 7 см фронт каверны в фазе коллапса проходит примерно в моменты времени 4.5, 5 и 5.25 мкс. При этом концентрация плазмы в указанных пространственно-временных интервалах составляет $(3\div6)\cdot10^{12}$ см$^{-3}$. Радиальный градиент основного поля составляет в промежуток времени 4.5÷5.25 мкс около (100÷185)/6 Гс/см. Характерный масштаб изменения величин вдоль ведущего поля примерно равен $L_z \approx 10$ см (рис. 9). Таким образом, характерное время роста нормированной величины азимутального компонента B_φ / B_0 оценивается из (3) в ~ 0.6 мкс, что соответствует динамике B_φ на рис. 6, 7.

Оценим теперь токовую скорость электронов в данном пространственно-временном интервале, $V_{e,r} = \frac{c}{4\pi ne}\partial B_\varphi / \partial z$. При $L_z \approx 10$ см и $B_\varphi \approx 80$ Гс получаем $V_{e,r} \approx 90$ км/с, что хорошо соответствует измеренной скорости коллапса каверны (рис. 4). Отметим, что обратное движение ионов происходит со скоростью вдвое ниже скорости коллапса каверны и заметно позже. В промежуток времени 4.5÷5.25 мкс скорость ионов существенно ниже, и плазма может быть все еще в фазе расширения.

Таким образом, направление, величина и свойства измеренных полей, а также обнаруженная динамическая корреляция с фазами формирования и коллапса каверны подтверждают гипотезу о Холловской природе азимутальных магнитных полей, генерируемых в процессе разлета облака плазмы в вакуумное магнитное поле. Авторы статьи полагают из измерений и сделанных оценок, что именно Холловский ток, связанный с азимутальным полем, вызывает аномально быструю динамику диамагнитной каверны на фазе коллапса, который происходит конвективно со скоростью $V \approx 83$ км/с.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках направления 10 научной программы Национального центра физики и математики «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P.A. Bernhardt, R.A. Roussel-Dupre, M.B. Pongratz, G. Haerendel, A. Valenzuela, D.A. Gurnett, and R.R. Anderson,* J. Geophys. Res. Space Phys. 92, 5777 (1987).
2. *P.A. Bernhardt,* Physics of Fluids B: Plasma Physics 4, 2249 (1992).
3. *N.A. Krall and P.C. Liewer,* Phys. Rev. A 4, 2094 (1971).
4. *A.B. Hassam and J.D. Huba,* Geophys. Res. Lett. 14 (1), 60 (1987).
5. *Y.P. Zakharov, A.M. Orishich, A.G. Ponomarenko and V.G. Posukh,* Plasma Phys. Rep. 12, 674 (1986).
6. *И.М. Подгорный и Р.З. Сагдеев,* УФН. 98, 409 (1969).
7. *K. Schindler,* Reviews of Geophysics 7 (1–2), 51 (1969).
8. *R.C. Davidson and N.T. Gladd,* Phys. Fluids. 18, 1327 (1975).
9. *N.T. Gladd,* Plasma Phys. 18, 27 (1976).
10. *P.C. Liewer and R.C. Davidson,* Nucl. Fusion 17, 85 (1977).
11. *B.H. Ripin, E.A. McLean, C.K. Manka, C. Pawley, J.A. Stamper, T.A. Peyser, A.N. Mostovych, J. Grun, A.B. Hassam, and J. Huba,* Phys. Rev. Lett. 59, 2299 (1987).
12. *S. Okada, K. Sato and T. Sekiguchi,* Jpn. J. Apl. Phys. 20, 157 (1981).
13. *A.G. Berezutsky, A.A. Chibranov, M.A. Efimov, V.G. Posukh, M.S. Rumenskikh, P.A. Trushin, I.B. Miroshnichenko, Yu.P. Zakharov, V.A. Terekhin and I.F. Shaikhislamov,* Plasma Phys. Rep. 49, 351 (2023).
14. *Yu.P. Zakharov, A.M. Orishich, A.G. Ponomarenko and I.F. Shaikhislamov,* in Proc. 10th European School Plasma Physics (Tbilisi). 184 (1990).
15. *S.I. Vainshtein, S.M. Chitre and A.V. Olinto,* Phys. Rev. E 61, 4422 (2000).
16. *A.M. Bergel'son, Yu.P. Raizer and S.T. Surzhikov,* J. Appl. Mech. Tech. Phys. 32, 316 (1991).
17. *A. Collette and W. Gekelman,* Phys. Rev. Lett. 105, 195003 (2010).
18. *A. Collette and W. Gekelman,* Phys. Plasmas 18, 055705 (2011).
19. *C.P. Escoubet, M. Fehringer and M. Goldstein,* Ann. Geophys. 19, 1197 (2001).
20. *J.L. Burch, T.E. Moore, R.B. Torbert and R.B. Giles,* Space Sci. Rev. 199, 5 (2016).
21. *А.М. Оришич, В.Г. Посух, В.Н. Снытников* Мощные CO_2-лазеры для плазменных экспериментов и технологии (Сборник ИТПМ, Новосибирск, 56, 1986).
22. *Ю.П. Захаров, А.М. Оришич и А.Г. Пономаренко* Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов (ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, ответственный редактор Н. Г. Преображенский, 219, 1988).

HALL EFFECTS AND DIAMAGNETIC CAVITY COLLAPSE DURING A LASER PLASMA CLOUD EXPANDS INTO A VACUUM MAGNETIC FIELD

A. A. Chibranov[a,*], I. F. Shaikhislamov[a], A. G. Berezutskiy[a], V. G. Posukh[a], P. A. Trushin[a], Yu. P. Zakharov[a], I. B. Miroshnichenko[a], M. S. Rumenskikh[a], V. A. Terekhin[b]

[a] *Institute of Laser Physics Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

[b] *Russian Federal Nuclear Center, All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia*

**E-mail: chibranov2013@yandex.ru*

This paper describes the results of a laboratory experiment on the sub-Alfven expansion of a quasi-spherical laser plasma cloud into a vacuum magnetic field in the regime of nonmagnetized ions. The role of Hall fields and currents in the anomalously fast dynamics of the magnetic field during the collapse phase of a diamagnetic cavity is considered. Detailed spatial measurements of the azimuthal Hall fields configuration are demonstrated and their relationship to diamagnetic cavity collapse is determined. As a result of the experiment, data were obtained confirming the hypothesis about the transfer of the main magnetic field by the movement of electrons associated with Hall currents.

Keywords: Hall effect, laser plasma, diamagnetic cavity, magnetic field, laboratory experiment, spherical plasma cloud