

## ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА, ФОРМИРУЕМОГО КОМПАКТНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ПУШКОЙ, ПРИ РАЗЛЕТЕ В ВАКУУМ И ФОНОВУЮ ПЛАЗМУ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. С. Николенко<sup>а,\*</sup>, М. Е. Гушин<sup>а</sup>, С. В. Коробков<sup>а</sup>, И. Ю. Зудин<sup>а</sup>,  
Н. А. Айдакина<sup>а</sup>, А. В. Стриковский<sup>а</sup>, К. Н. Лоскутов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”, Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: nikolenko@ipfran.ru

Поступила в редакцию 13.06.2023 г.

После доработки 21.07.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

Представлены результаты экспериментов по инъекции плотных плазменных облаков, создаваемых малогабаритным коаксиальным генератором, в вакуум и в фоновую плазму большого объема при наличии внешнего магнитного поля. На установке “Крот” реализован режим “безграничной” фоновой среды, позволяющий изучать динамику плазменного облака на масштабе порядка одного метра поперек и вдоль квазиоднородного магнитного поля. Изучены динамика диамагнитной каверны, возникающей при вытеснении магнитного поля сгустком плазмы; электромагнитные шумы, возникающие в каверне; эволюция структуры плазмы облака во время инъекции и на стадии его распада. Показано, что ключевые особенности динамики облака, характерные для активных космических и высокоэнергетических лабораторных экспериментов, включая полное вытеснение магнитного поля из объема облака и развитие желобковой неустойчивости на его границе, воспроизводятся при невысоких скоростях инъекции (менее 30 км/с) и малых энергиях плазмы (порядка 0.1 Дж).

**Ключевые слова:** плазменное облако, коаксиальный ускоритель, диамагнитная каверна, нижнегибридная неустойчивость, желобковая неустойчивость

**DOI:** 10.31857/S0367292123600723, **EDN:** HZPPAT

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Задача о разлете облака плотной плазмы при наличии внешнего магнитного поля и фоновой среды возникает в различных областях экспериментальной физики плазмы, геофизики и астрофизики, включая разработку систем инъекции ионизированного вещества в установки магнитного управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1, 2], исследования процессов взрывного типа в околоземном космическом пространстве [3, 4] и в дальнем космосе [5, 6]. Аналогичные задачи решаются при разработке схем магнито-инерциального УТС [7] и в высокоэнергетических лазерно-плазменных экспериментах, моделирующих мощные астрофизические события [8].

Много важной информации о разлете плазменных облаков и струй в фоновую среду дали активные эксперименты, проводившиеся с конца 1960-х гг. в ионосфере и магнитосфере Земли [9]. За полвека исследований отработаны различные сценарии создания в космосе искусственных

плазменных образований, включая использование взрывных генераторов, инжектирующих струи плазмы (эксперименты “Флаккус” [10], “North Star” [11]) или легкоионизируемых веществ, таких как барий, литий или цезий (эксперименты “Всполох” [12], “Trigger” [13], AMPTE [14], CRIT [15]), а также включение электроразрядных генераторов, размещаемых на борту космических аппаратов (эксперименты АПЭКС [16], “Porcupine” [17]). В настоящее время обсуждаются новые активные эксперименты, ориентированные, в частности, на высокоэнергетическое воздействие на ионосферу [18] и генерацию низкочастотных волн сериями космических взрывов [19].

Активные космические эксперименты позволили существенно продвинуться в понимании физических процессов в околоземной плазменной среде, характеристик ее реакции на внешнее воздействие, трассирования естественных электрических и магнитных полей. В то же время, такие эксперименты обладают рядом принципи-

альных недостатков, к которым можно отнести низкую воспроизводимость результатов и сложность интерпретации экспериментальных данных, получаемых в неконтролируемых внешних условиях. Сохраняют актуальность вопросы, связанные с геометрией разлета плазмы, временем жизни диамагнитных каверн и корпускулярных остатков облака, механизмами торможения ионов облака и природой развивающихся в нем неустойчивостей.

Весьма перспективным подходом считается проведение экспериментальных исследований процессов разлета плазменных струй и облаков в лаборатории, включая целенаправленное моделирование космических эффектов с использованием преобразований подобия. Такие эксперименты были начаты на рубеже 60-х гг. XX в. с коаксиальными плазменными пушками [20] и тета-пинчами [21]. В принципе, высоковольтные устройства на основе коаксиальных ускорителей типа пушки Маршалла [1] позволяют получать плазменные струи с начальной скоростью до 400 км/с и плотностью до  $10^{16}$  см $^{-3}$  [22]. Вместе с тем, плазменные пушки обычно представляют собой достаточно громоздкие устройства, стационарно размещаемые на внешних фланцах вакуумных камер. В результате в большинстве описанных в литературе экспериментов геометрия разлета плазмы в значительной степени задается стенками камеры, находящимися в непосредственной близости от источника плазмы. В такой постановке космический эксперимент моделируется не в полной мере; в частности, затруднена возможность моделирования квазиизотропного (квазисферического) разлета плазменного облака.

Сегодня модельные эксперименты проводятся преимущественно с облаками лазерной плазмы, расширяющимися в вакуум или в замагниченную фоновую ионизированную среду [23–25]. Лазерная абляция твердотельной мишени, установленной в центральной части достаточно большой вакуумной камеры с источниками магнитного поля и фоновой плазмы, позволяет максимально приблизить постановку модельного эксперимента к космическим условиям, что упрощает задачу верификации разрабатываемых моделей и расчетных средств. Дополнительными преимуществами лазерной схемы эксперимента являются возможности создания плазменных облаков высокой плотности ( $n_e > 10^{17}$  см $^{-3}$  в теле облака на стадии расширения), с высокой температурой ( $T_e \sim 100$  эВ) и большой скоростью разлета (до 1000 км/с). Однако нельзя забывать о том, что мощные импульсные лазеры дороги, сложны в эксплуатации и не работают с высокой частотой повторения. Для лабораторного исследования импульсных плазменных процессов важны как высокая воспроизводимость параметров плазмы

от одного цикла работы к другому, так и высокая частота повторения импульсов создания плазмы, позволяющие накапливать большие массивы экспериментальных данных со сканированием по параметрам. С одной стороны, в настоящее время созданы и уже используются для моделирования космической плазмы лазеры с частотой повторения импульсов порядка 1 Гц [26]. С другой стороны, оправданным выглядит и возврат к более простым и дешевым генераторам — плазменным пушкам. В 1990-х гг. с помощью коаксиальных ускорителей успешно моделировались плазменные струи активных экспериментов “Флаккус” и “North Star” [10, 11], в последнее время наблюдается тенденция к более активному применению плазменных пушек и в лабораторной астрофизике [27, 28]. Электродинамические ускорители коаксиальной геометрии позволяют воспроизводить в лабораторных условиях явления, подобные астрофизическим джетам [29, 30].

Коаксиальный генератор плазмы, пригодный для моделирования расширения плазменного облака в квазиоднородную замагниченную фоновую среду в режиме “безграничного” разлета, должен удовлетворять ряду требований. В частности, специфика задачи лабораторного моделирования разлета плазменных облаков в фоновую плазму предполагает минимум возмущений фоновой среды (нейтральной и ионизированной) деталями генератора, что приводит к требованию миниатюризации источника плазмы. Для реализации такого преимущества модельного лабораторного эксперимента, как получение больших массивов экспериментальных данных со сканированием по параметрам, плазменная пушка должна иметь высокий ресурс и обеспечивать высокую воспроизводимость параметров плазмы от одного “выстрела” к другому. Подобное простое и высокоресурсное устройство может быть реализовано как компактный коаксиальный генератор на основе эрозионного разряда. Устройства эрозионного типа, в которых рабочее вещество поступает в область ускорения в результате испарения электродов [2, 31] или изолятора [32], достаточно широко распространены, поскольку не требуют использования импульсных газовых линий, и при этом позволяют получать плазму с высоким энергосодержанием. Существуют различные варианты исполнения эрозионных плазменных пушек, в частности — на плексигласе [34] или полиэтилене [35], которые определяются их назначением. Нами был предложен эрозионный генератор плазмы простой конструкции, изготавливаемый на торцевом срезе коаксиального кабеля с полиэтиленовым изолятором [36, 37]. В настоящей работе представлены результаты модельных экспериментов по разлету облаков углеводородно-водородной плазмы, сформированной таким генератором, которые выполнены на круп-

номасштабном плазменном стенде “Крот”. За счет больших размеров камеры стенда удается реализовать приближение “безграничной” фоновой среды, необходимое для моделирования космических условий. Приводятся данные по динамике плазменного облака, параметрам образующихся диамагнитных каверн и развивающихся неустойчивостей. В данной работе мы ограничились результатами, полученными при продольной инжекции плазмы относительно направления внешнего магнитного поля. Некоторые результаты, полученные при поперечной инжекции, можно найти в работах [38, 39].

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования выполнялись на крупномасштабном плазменном стенде “Крот” [40], схема которого приведена на рис. 1. Установка представляет собой цилиндрическую камеру диаметром 3 м, откачиваемую до давления остаточных газов около  $10^{-6}$  Торр. Магнитная система стенда представляет собой мегаджоульный емкостной накопитель энергии, коммутируемый на соленоид, установленный внутри плазменной камеры, который обеспечивает генерацию аксиального поля индукцией до 1000 Гс в центральном сечении, диаметр соленоида составляет 1.5 м. Камера заполняется фоновой плазмой, создаваемой импульсным высокочастотным индукционным разрядом при давлении  $10^{-5}$ – $10^{-3}$  Торр в режиме непрерывного напуска рабочего газа. Для создания фоновой плазмы применяется система из двух высокочастотных генераторов максимальной мощностью 1 МВт и рабочей частотой 5 МГц каждый, работающих в импульсе длительностью порядка 1 мс. Размеры квазиоднородного плазменного столба составляют около 4 м в длину и более 1 м в диаметре. Максимальная концентрация фоновой плазмы  $n_e \sim 10^{13}$  см $^{-3}$ , температура электронов  $T_e$  достигает значений порядка 10 эВ, ионная температура  $T_i$  не превышает 1 эВ. Характерное время диффузионного распада фоновой плазмы составляет около 3 мс в широком диапазоне индукций магнитного поля и давлений. Частота следования импульсов создания плазмы — 1 раз в 20 с, разброс параметров фоновой плазмы от “выстрела” к “выстрелу” менее 1%.

Для создания плотного плазменного облака применялись коаксиальные генераторы, конструкция и особенности работы которых подробно описаны в [37]. Плазменные пушки были выполнены как отрезки коаксиального кабеля типа РК с изолятором из полиэтилена низкой плотности (ПНП), при этом кабель одновременно играл роль линии импульсного высоковольтного питания и основного элемента конструкции пушки. Экран кабеля на рабочем конце, около среза изо-

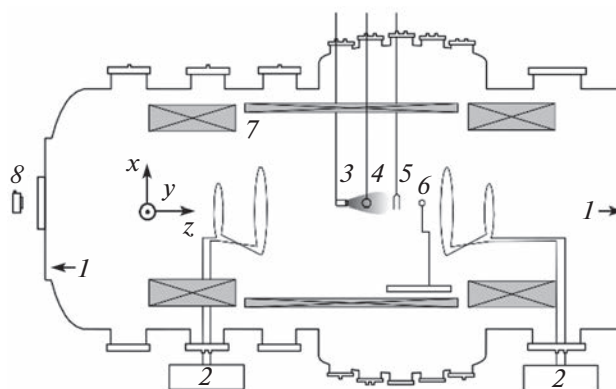


Рис. 1. Схема установки “Крот”: 1 — система вакуумной откачки, 2 — генераторы фоновой плазмы, 3 — плазменная пушка, 4 — магнитный зонд, 5 — двойной электрический зонд, 6 — магнитный зонд на двухкоординатной подвижной платформе, 7 — соленоид, 8 — фотокамера.

лятора, наращивался отрезком медной трубки, формирующим пространство ускорения плазмы. Для облегчения пробоя в срез изолятора внедрялась графитовая пыль. Кабели пушек помещались в штанги из нержавеющей стали длиной около 3 м, которые вводились в камеру через вакуумное уплотнение. Использовались коаксиальные пушки с различными вариантами исполнения внешней электрической цепи, изготовленные из кабелей разных марок. В описанных в данной работе экспериментах применялись плазменные пушки в двух исполнениях: из кабеля РК-75-4-11 внешним диаметром 4 мм, запитываемая через тиристорный ключ от конденсаторной батареи емкостью 50 мкФ (исполнение КП1), и из кабеля РК-50-7-12 внешним диаметром 7 мм, подключаемая к конденсаторной батарее емкостью 5 мкФ (исполнение КП2). Максимальное рабочее напряжение пушки в исполнении КП1 составляло 3.5 кВ, длительность импульса тока составляла 60 мкс по основанию. Рабочее напряжение пушки исполнения КП2 было повышено до 6 кВ, при этом длительность импульса тока была сокращена до 15 мкс. Из обеих пушек плазма выходила со скоростью порядка 30 км/с. В отсутствие магнитного поля в вакууме плазма разлеталась в конус с углом между осью и образующей около 20 градусов.

В описанных в работе экспериментах значения индукции фонового магнитного поля составляли  $B_0 = 45$ – $450$  Гс, инжекция ионизированного вещества производилась вдоль магнитного поля в вакуум при давлении  $p_0 \sim 10^{-5}$  Торр или в фоновую плазму. В последнем случае в качестве плазмообразующих газов использовались аргон при давлении  $p \simeq 3 \times 10^{-4}$  Торр и гелий при давлении  $p \simeq 5 \times 10^{-3}$  Торр.

Исследование возмущений магнитного поля, создаваемых плазменным облаком при его инжекции, проводилось двумя подвижными магнитными зондами. Один из них (4 на рис. 1) был установлен на штанге, вводимой в камеру по радиусу. Другой зонд был установлен внутри вакуумной камеры на подвижной платформе с электромеханическим приводом (6 на рис. 1), управляемой дистанционно. В проведенных экспериментах при инжекции плазмы вдоль поля (в направлении оси  $z$  декартовой системы координат, показанной на рис. 1) первым зондом исследовалось поперечное относительно направления инжекции распределение возмущений магнитного поля, вторым зондом могли быть получены как продольное (плоскости  $x-z$ ,  $y-z$  той же системы координат), так и поперечное (плоскость  $x-y$ ) распределения. Магнитные зонды представляли собой шестивитковые катушки диаметром 2 см в электростатических экранах с разрезом, они обладали чувствительностью на уровне  $5 \times 10^6$  [Гс/(В · с)]. Измерения температуры и концентрации электронов проводились двойным электрическим зондом, представлявшим собой пару параллельных молибденовых электродов диаметром 0.7 мм и длиной 10 мм, запаянных в трубку из кварцевого стекла; расстояние между электродами зонда составляло 5 мм. Для фотосъемки облака в его динамике применялась ICCD-камера с быстрым затвором 4Picos, позволявшая получать снимки с наносекундными выдержками.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2а приведены типичные осциллограммы тока и напряжения для пушки исполнения КП1. При прикладываемом напряжении 3.5 кВ ток разряда достигает величины 4 кА. Соответствующие этому режиму параметры плазмы, измеренные на расстоянии 30 см от пушки, таковы: максимальная электронная концентрация  $n_e \approx 3 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ , электронная температура достигает  $T_e \approx 4$  эВ (рис. 2б). Вольтамперные характеристики двойного электрического зонда, из которых были получены эти параметры плазмы, приводятся на рис. 2в. Для пушки исполнения КП2 характерна более высокая плотность инжектируемой плазмы; в теле облака на расстоянии  $z = 10$  см от среза пушки она оценивается как  $n_e \approx 10^{14}$  см $^{-3}$ .

При инжекции плазменных облаков в вакуум или в фоновую плазму наблюдается диамагнитный эффект: внешнее магнитное поле в объеме облака может ослабляться вплоть до полного вытеснения. На рис. 3 представлены интегрированные сигналы с магнитных зондов, отражающие возмущения магнитного поля при инжекции плазмы из пушек исполнений КП1 и КП2 в полях

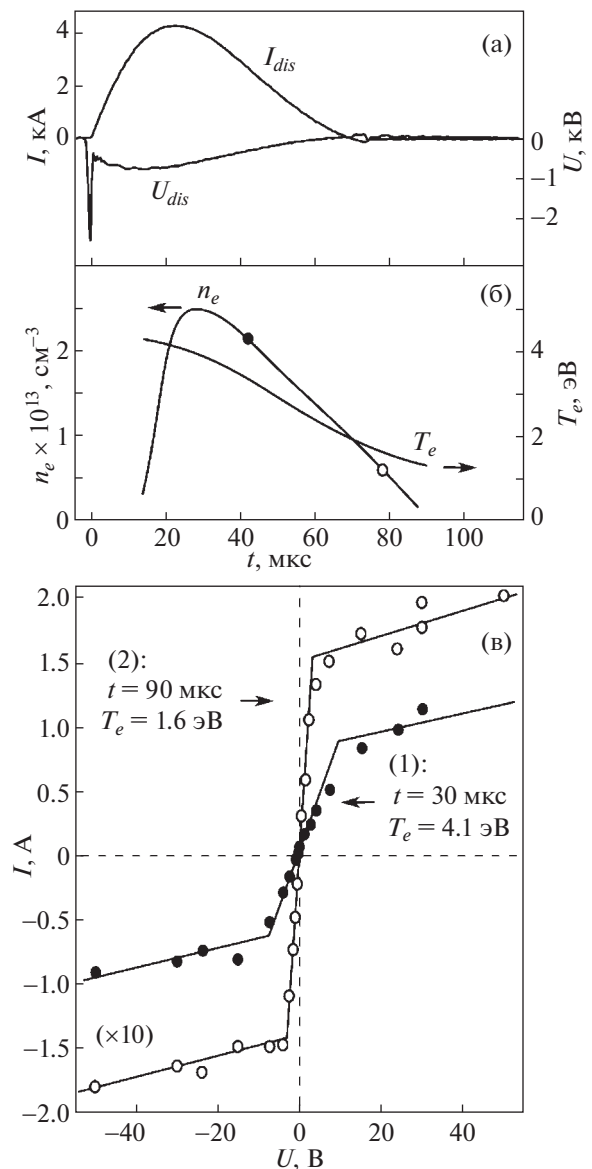
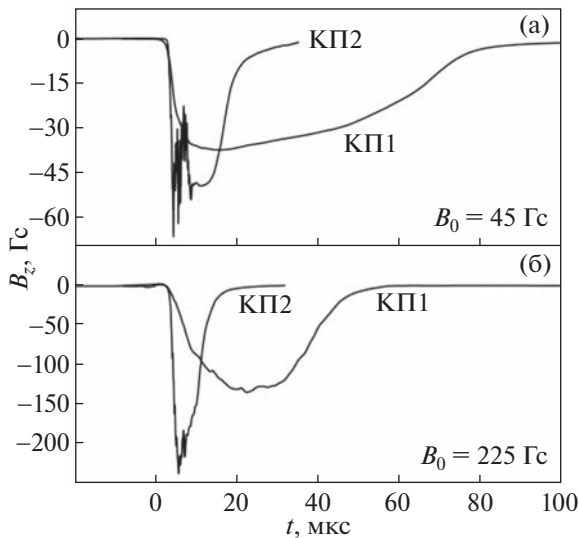


Рис. 2. Зависимости тока разряда и напряжения для пушки исполнения КП1 от времени (а); зависимости концентрации электронов  $n_e$  и электронной температуры  $T_e$  от времени (б); ВАХ двойного электрического зонда в моменты времени 30 мкс (кривая 1) и 90 мкс (кривая 2, увеличенная в 10 раз) после начала импульса тока пушки (в).

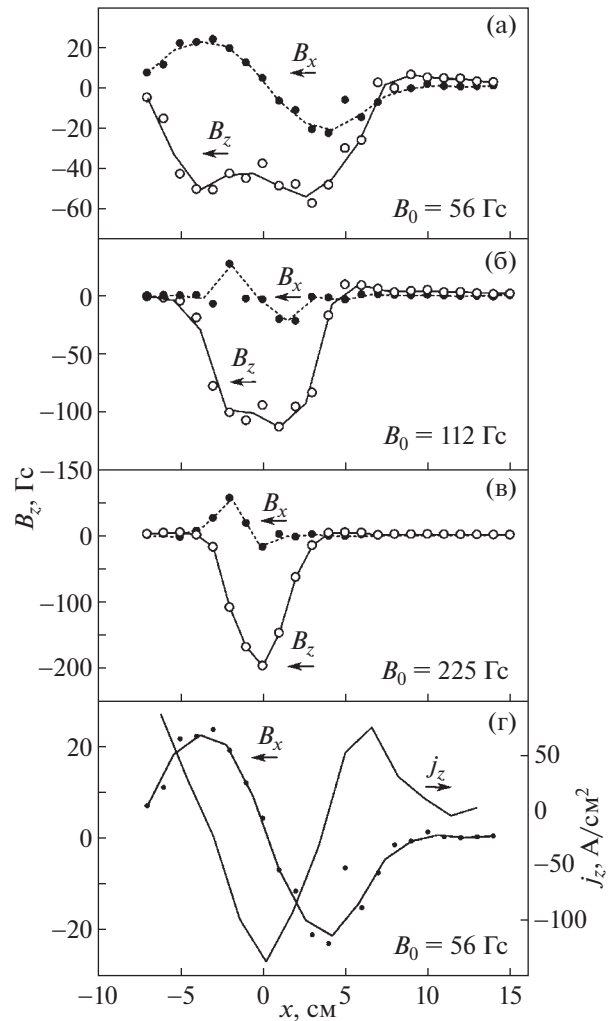
уровня 50 Гс и 200 Гс, полученные на расстоянии  $z = 10$  см от точки инжекции. При расширении плазмы в одном и том же поле более короткоимпульсная пушка исполнения КП2 формирует более глубокую диамагнитную каверну. С пушкой КП1 полное вытеснение магнитного поля наблюдается при индукциях не более 50 Гс, тогда как при использовании пушки КП2 максимальный уровень полностью вытесняемого магнитного поля  $B_0$  превышает 200 Гс. Также на рис. 3 хорошо



**Рис. 3.** Записи возмущения фонового магнитного поля уровня 50 Гс (а) и уровня 200 Гс (б) при инъекции облака плазмы пушками исполнения КП1 и КП2, полученные магнитными зондами на расстоянии  $z = 10$  см от точки инъекции.

видна электромагнитная неустойчивость, развивающаяся в процессе инъекции плазмы из пушки исполнения КП2, имеющая на осциллограммах вид интенсивных пульсаций сигнала. При использовании пушки исполнения КП1 неустойчивость также развивается, но имеет меньшую амплитуду и практически не видна на интегрированных сигналах с магнитных зондов.

При использовании электродинамических ускорителей для моделирования эффектов разлета плазменных облаков в космосе нельзя забывать о том, что часть тока, протекающего в ускоряющем зазоре пушки, выносится вместе с плазмой и порождает магнитные поля, которые, вообще говоря, искажают картину взаимодействия расширяющегося облака с внешним магнитным полем. Добавочные магнитные поля, порождаемые током выноса коаксиальных генераторов [41], необходимо контролировать для оценки их вклада во взаимодействие плазмы с фоновой средой. На рис. 4а–в приведены результаты измерений компонент магнитного поля  $B_z$  и  $B_x$ , полученные магнитным зондом, установленным в сечении  $z = 10$  см; выбор измеряемой компоненты осуществлялся поворотом штанги зонда. Инъекция плазмы проводилась из пушки исполнения КП2 в поле  $B_0 = 56$ –225 Гс. Из графиков видно, что поперечная компонента  $B_x$ , связанная с током выноса, по абсолютной величине не превышает 50 Гс во всем диапазоне изменения  $B_0$  и меняет свой знак вблизи оси инъекции ( $x = 0$ ). Величина компоненты  $B_x$ , судя по измерениям, слабо зави-



**Рис. 4.** Компоненты  $B_z$  (сплошные кривые) и  $B_x$  (пунктирные кривые) магнитного поля при инъекции плазмы из пушки исполнения КП2 в точке  $z = 10$  см в поле индукцией  $B_0 = 56$ –225 Гс (а)–(в); профиль  $B_x$  и соответствующий профиль плотности тока выноса  $j_x$  при инъекции во внешнее поле  $B_0 = 56$  Гс (г).

сит от индукции внешнего магнитного поля, причем  $B_x < B_z$  во всем диапазоне  $B_0$ . Также на рис. 4г представлен вычисленный из квазистатического закона Ампера профиль плотности тока выноса  $j_z$  для исходного профиля компоненты  $B_x$  в предположении о цилиндрической симметрии задачи. На оси инъекции ( $x = 0$ ) ток выноса протекает против направления движения плазменного потока, на периферии ( $x > 5$  см) ток протекает в противоположную сторону. Эта картина соответствует протеканию тока от внешнего электрода пушки к центральному электроду и его замыканию через расширяющуюся плазму. Величина тока, протекающего через пушку при создании плазмы, составляет 4 кА. Ток выноса из пушки

оценивается в пределах 200–400 А, т.е. с потоком плазмы выносятся менее 10% полного тока.

При магнитных полях уровня 50–100 Гс измеренная компонента  $B_x$  хотя и меньше  $B_z$ , но сравнима с ним. При полях  $B_0 > 200$  Гс компонента  $B_x$  заведомо меньше, чем  $B_z$ . В частности, при исследовании диамагнитного эффекта, полное вытеснение поля наблюдается до индукций  $B_0 \sim 200$  Гс. Можно считать, что влияние тока выноса на формирование диамагнитной каверны не существенно при исследовании диамагнитного эффекта при магнитных полях  $B_0 > 200$  Гс (рис. 4).

Важным вопросом для понимания динамики разлета плазмы в экспериментах является сопоставление профилей диамагнитной каверны, полученных из магнитных измерений, с видимыми изображениями облака, получаемыми камерой с быстрым затвором. На рис. 5 представлены результаты экспериментальной серии, в которой производились фотосъемка облака и измерения создаваемых им магнитных возмущений; инъекция плазмы осуществлялась из пушки КП2 вдоль поля индукцией 45–450 Гс в вакууме. Фотосъемка выполнялась с выдержкой 1 мкс. Фотографии приведены на рис. 5а, в, д, ж для момента времени  $t = 7$  мкс после начала инъекции плазмы, приблизительно соответствующего максимуму тока пушки. На расстоянии  $z = 10$  см от среза пушки был установлен магнитный зонд, которым снимались профили диамагнитной каверны (черные кривые на рис. 5б, г, е, з); сечение, в котором перемещался зонд, отмечено на фотографиях белой штриховой линией. По фотографиям были определены профили яркости свечения плазмы в видимом диапазоне в том же сечении; на рис. 5б, г, е, з, они показаны красными кривыми. В целом, профили каверны  $B_z(x)$  и яркости  $I(x)$  схожи, однако ширина профилей по половинной высоте отличается. Видимый поперечный размер облака на фотографиях превышает поперечный размер диамагнитной каверны, по крайней мере, в полтора раза.

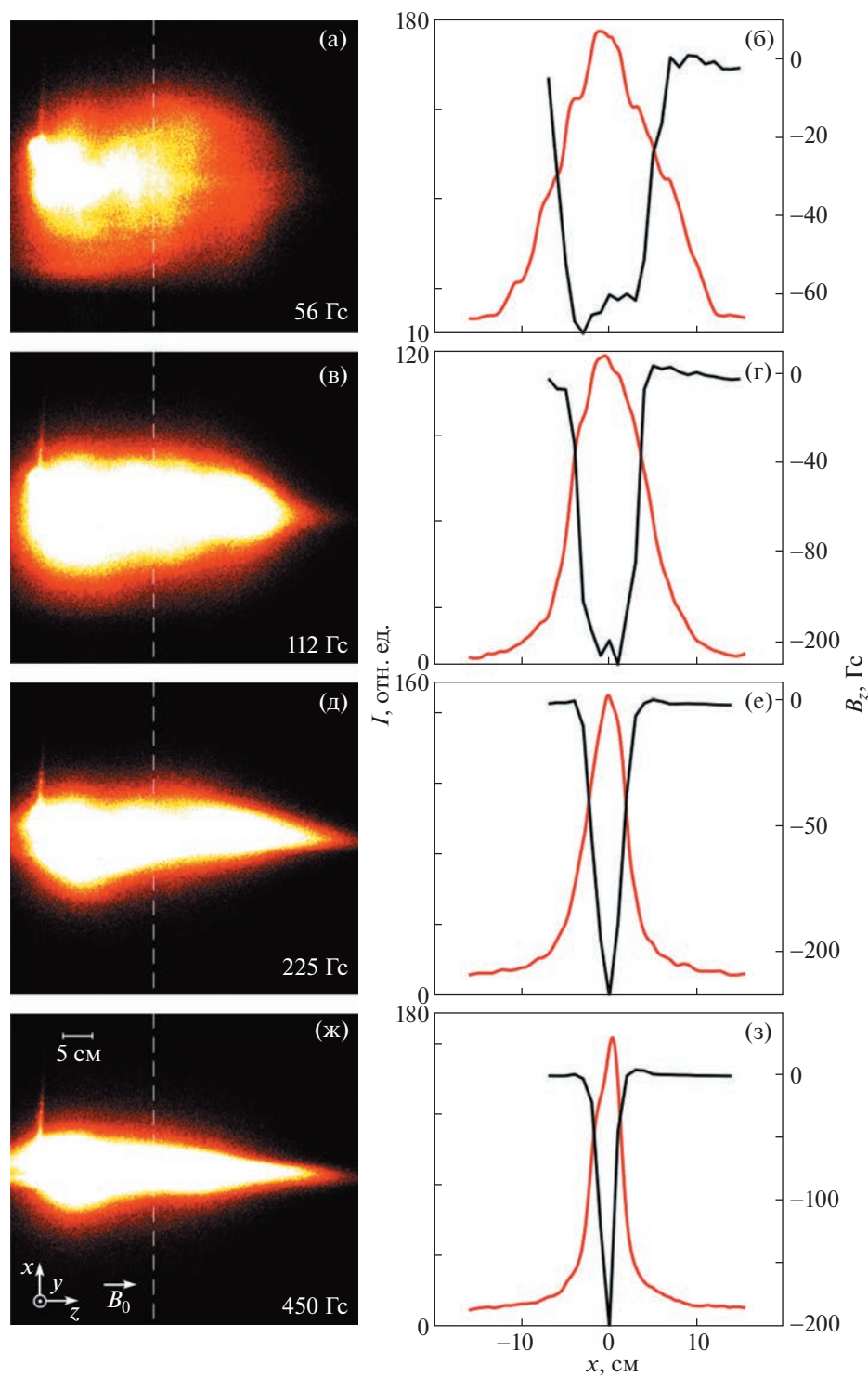
Структура инжектируемого облака и его динамика зависят от индукции внешнего магнитного поля  $B_0$ . В целом, эту зависимость можно охарактеризовать следующим образом. С увеличением поля наблюдается уменьшение поперечного размера облака — проявляется эффект коллимации плазмы, причем увеличение яркости свечения плазмы происходит практически обратно пропорционально уменьшению площади поперечного сечения облака. Характерный размер инжектируемого облака вдоль магнитного поля 50–200 Гс составляет от 30 см для пушки исполнения КП2 до 50 см для пушки исполнения КП1. Поперечный размер (диаметр) облака составляет от 2 см ( $B_0 = 450$  Гс) до 16 см ( $B_0 = 56$  Гс) для пушки исполнения КП2. При переходе от низких полей

уровня 50 Гс к умеренным и выше ( $>200$  Гс), наблюдается изменение формы облака. При малых магнитных полях облако на фотографиях имеет форму вытянутого вдоль поля эллипсоида вращения с нечеткой внешней границей в направлении движения плазмы. При магнитных полях более 100 Гс облако приобретает форму веретена со сходящимся на конус, заостренным передним краем в направлении движения плазмы (см. рис. 5).

Динамика расширения плазменного облака в вакуум и фоновую плазму заметно отличается. На рис. 6 представлены мгновенные профили диамагнитных каверн при продольной инъекции плазмы из пушки исполнения КП1 в полях 90 и 225 Гс в фоновую плазму (сплошные кривые) и в вакуум (пунктирные кривые). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инъекции, для которых приведены распределения. При инъекции в фоновую плазму диамагнитная каверна в целом появляется раньше, чем в вакууме, и ее размер несколько больше. Объяснить это явление можно эффектом “сгребания” более плотным плазменным облаком менее плотной фоновой плазмы, который обуславливает больший объем диамагнитной каверны по сравнению со случаем расширения в вакуум. Толщина слоя сгребаемой фоновой зависит от  $B_0$ : для низких индукций толщина переходного слоя составляет величину порядка 1 см; для полей больше 200 Гс, при которых поток плазмы коллимирован, продольный масштаб переходной области достигает 10 см, т.е. увеличивается на порядок (рис. 6). Отметим, что в наших экспериментах реализуется субальфвеновский режим разлета плазменного потока в фоновую плазму, альфвеновское число Маха  $M_A \sim 0.1-1$ , число Альфвена  $Al > 1$  во всех режимах инъекции.

В натурном и лабораторном эксперименте инъекция плазмы в пространство с магнитным полем, как правило, сопровождается развитием различных неустойчивостей. В экспериментах на стенде “Крот” наблюдаются, во-первых, электромагнитная неустойчивость, во-вторых, структурная неустойчивость границы облака желобкового типа.

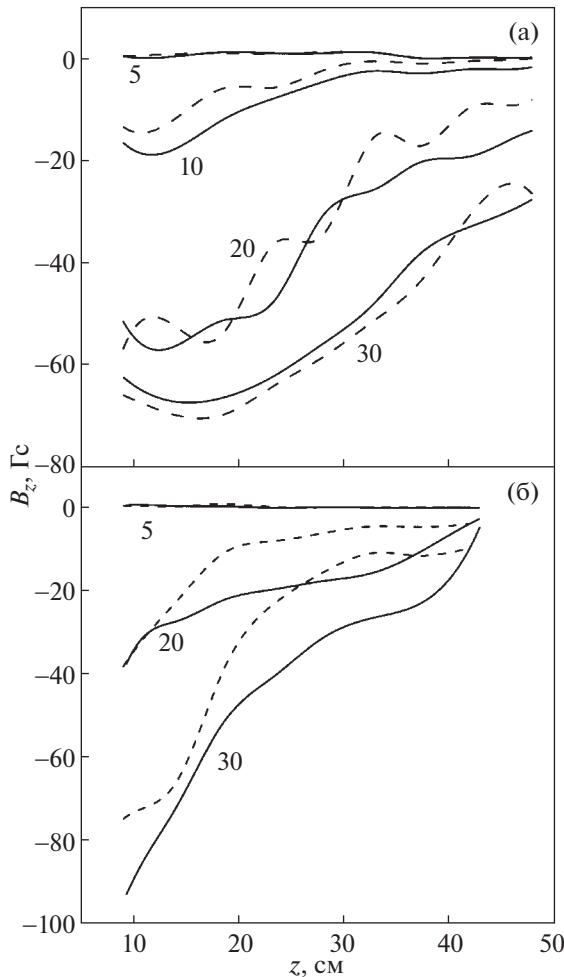
Электромагнитная неустойчивость облака проявляется в виде пульсаций магнитного поля в каверне. Для пушек обоих исполнений переменная (пульсирующая) составляющая магнитного поля хорошо видна на осциллограммах с индуктивных зондов до интегрирования сигналов. На рис. 7 показаны характерные осциллограммы сигналов с магнитных зондов до интегрирования при работе с пушками исполнения КП1 и КП2 в экспериментах с полями уровня 50 и 200 Гс без фоновой плазмы. При инъекции плазмы из пушки КП1 электромагнитная неустойчивость достаточно слаба; она, однако, наблюдается практиче-



**Рис. 5.** Фотографии (а, в, д, ж), соответствующие им профили светимости плазмы  $I(x)$  (красные кривые) и профили диамагнитной каверны  $B_z$  (б, г, е, з) (черные кривые) в сечении  $z = 10$  см при инъекции облаков плазмы с пушкой КП2 в различные магнитные поля  $B_0$ . Сечение отмечено на фотографиях белой штриховой линией.

ски в течение всего времени инъекции плазмы, которое составляет 70 мкс. Амплитуда пульсаций составляет около 5% от величины диамагнитного

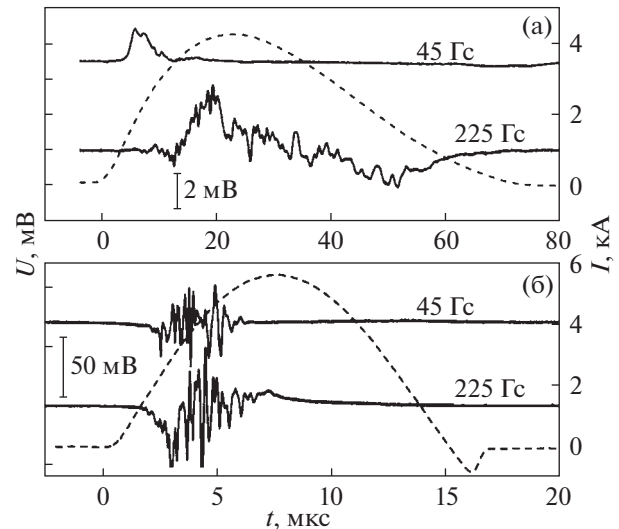
сигнала, причем неустойчивость более выражена в сильных магнитных полях. Доминирующие периоды пульсаций лежат в диапазоне 1–3 мкс, в



**Рис. 6.** Мгновенные профили возмущения магнитного поля при продольной инжекции в фоновую плазму (сплошные кривые) и в вакуум (штриховые кривые), использована пушка исполнения КП1;  $B_0 = 90$  Гс (а), 225 Гс (б). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инжекции в мкс.

частотной области спектр колебаний доходит до 1 МГц. При использовании пушки исполнения КП2 неустойчивость возникает на стадии расширения облака и практически прекращается к моменту достижения облаком максимального размера в максимуме тока пушки. Амплитуда пульсаций в этом случае относительно велика и достигает 20% от пиковой величины диамагнитного сигнала. Пульсации оказываются более высокочастотными, чем для пушки исполнения КП1, их частотный спектр простирается почти до 10 МГц.

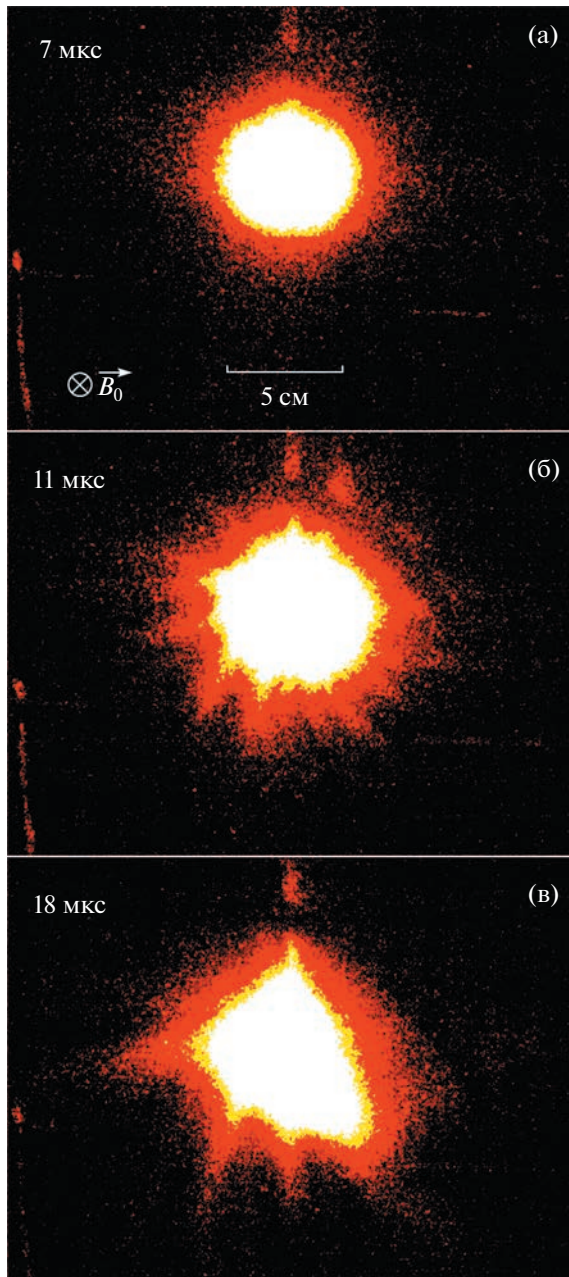
Исследование пространственной структуры неустойчивости, предпринятое в экспериментах с пушкой исполнения КП1, показало, что шумы имеют определенную локализацию по оси  $z$  вдоль направления инжекции. Вблизи пушки шумов



**Рис. 7.** Сплошные кривые: осциллограммы с магнитного зонда, установленного на расстоянии 10 см от пушки при инжекции во внешнее поле индукцией  $B_0 = 45$  и 225 Гс, демонстрирующие электромагнитную неустойчивость в каверне; штриховые кривые — осциллограммы тока: для пушки исполнения КП1 (а), для пушки исполнения для КП2 (б).

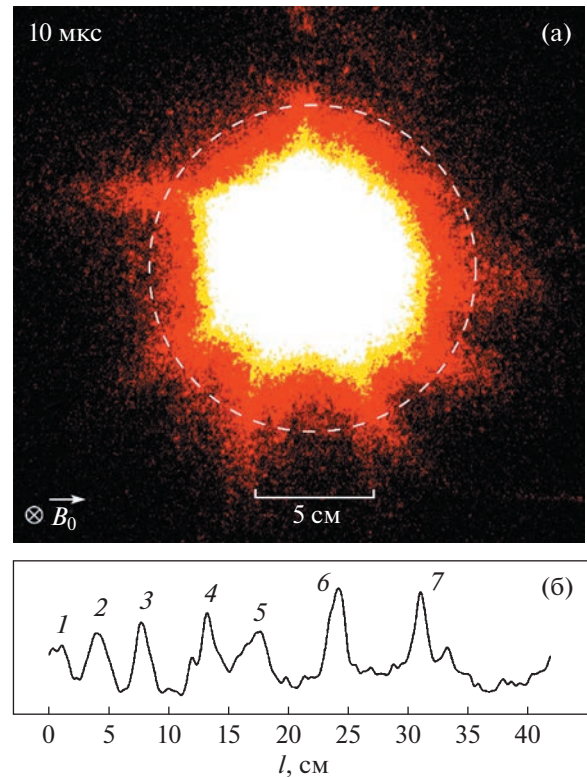
практически нет, они появляются начиная с расстояний  $z \sim 5$  см. Область локализации наиболее интенсивных шумов зависит от величины  $B_0$ , для магнитных полей уровня 50 Гс она составляет  $z = 15\text{--}20$  см, для индукций  $B_0 > 100$  Гс характерное расстояние от пушки до максимума амплитуды шумов составляет  $z = 5\text{--}10$  см. Можно утверждать, что при разлете плазмы из пушки область наиболее интенсивных шумов соответствует положению “стенки” диамагнитной каверны в направлении инжекции (см. рис. 3).

На стадии торможения облака на его боковой границе развивается неустойчивость желобкового типа. В случае малых магнитных полей (уровня 50 Гс) желобковая структура выражена не четко, при больших полях (уровня 300–500 Гс) проанализировать свойства желобков мешает малый поперечный размер облака. Наибольшей информативностью о временной эволюции желобков обладает серия экспериментов с полем  $B_0 = 90$  Гс. На рис. 8 представлены фотографии плазменной струи из пушки исполнения КП2, расширяющейся на наблюдателя для трех моментов времени; выдержка при съемке составляла 1 мкс. Количество параметров желобков определялись из фотографий по распределению интенсивности свечения вдоль окружности, концентрической облаку, и пересекающей желобки. Таким способом определялись число максимумов — количество желобков, их ширина (азимутальный размер) и расстояние между желобками. Методика



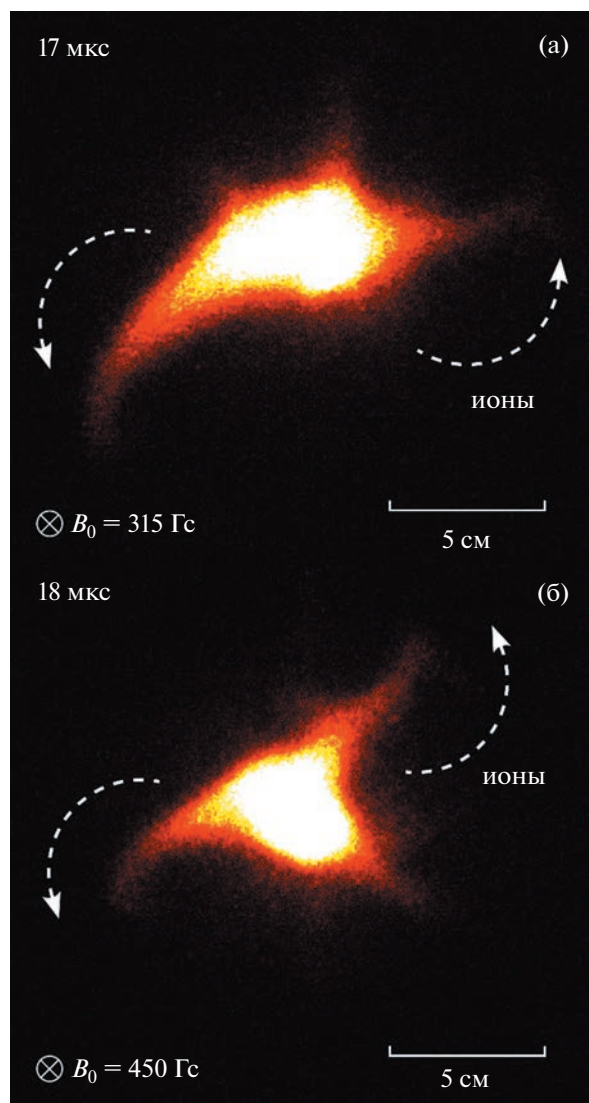
**Рис. 8.** Фотографии плазменного облака, расширяющегося в фоновое магнитное поле  $B_0 = 90$  Гс в различные моменты времени: 7 мкс после начала инжекции, что соответствует фазе расширения облака (а); 11 мкс — образование желобков на стадии торможения облака (б); 18 мкс — желобки сливаются в более крупные (в).

иллюстрируется на рис. 9. Желобки не видны на начальной стадии расширения облака (рис. 8а). Они появляются после достижения облаком максимальных размеров на временах, близких к максимуму тока пушки (рис. 8б). На начальном этапе желобки в радиальном направлении имеют длину



**Рис. 9.** Фотография плазменного облака в поле  $B_0 = 90$  Гс в момент времени  $t = 10$  мкс после начала инжекции (а); профиль интенсивности свечения, полученный вдоль окружности (штриховая линия на (а)), по которому определяется количество желобков ( $K = 7$ ) и их характерный азимутальный размер по полувысоте (1–2 см) (б).

около 3 см. Поперечный (азимутальный) размер составляет около 2 см, расстояние между желобками по азимуту — около 3 см. Обычно на начальном этапе различается порядка 10 желобков. В течение дальнейших 10 мкс желобки отрастают в радиальном направлении и укрупняются в азимутальном — сливаются (рис. 8в). По радиусу желобки вытягиваются приблизительно до 6 см, азимутальный размер желобков увеличивается до 3 см, а их число уменьшается до 3–5 в зависимости от реализации. Видна тенденция желобков к закручиванию по азимуту. В начале оно проявляется не так ярко, но на поздних временах желобки закручиваются в одну сторону — против часовой стрелки, что соответствует направлению циклотронного вращения ионов облака для заданного направления внешнего магнитного поля. Закручивание желобков иллюстрируется рис. 10, на котором приведены фотографии облака на поздней стадии расширения в магнитных полях индукцией 315 и 450 Гс.



**Рис. 10.** Фотографии плазменного облака в полях  $B_0 = 315$  Гс (а) и  $450$  Гс (б) на поздней стадии инъекции облака, демонстрирующие закручивание желобков в направлении циклотронного вращения ионов (отмечено стрелкой).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

##### *Общая характеристика экспериментов по моделированию динамики космической плазмы*

Лабораторному моделированию явлений при разлете плазмы в магнитное поле применительно к решению задач физики астрофизической и околоземной плазмы посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Для обсуждения полученных результатов сравним параметры экспериментов на плазменном стенде “Крот” с параметрами экспериментов, проводимых на других плазменных установках, используемых для лабораторного моделирования космической плазмы.

Установки, в которых для моделирования космических плазменных облаков используется лазер, испаряющий твердотельную мишень, условно можно разделить на два класса — по величине плотности потока энергии лазерного излучения, и, соответственно, по масштабам области взаимодействия плазмы с магнитным полем.

В первую категорию входят установки, такие как PEARL [42], MLPD [43], OMEGA [44], LULI [45], в которых пучок лазерного излучения фокусируется на мишени диаметром порядка  $1$  мм. Типичная длительность лазерного импульса в таких установках порядка  $1$  нс. Получаемая лазерная плазма обладает высокой плотностью (порядка  $10^{18}$  см $^{-3}$  в теле облака), высокой электронной температурой ( $T_e \sim 50$  эВ) и высокой начальной скоростью, достигающей значений уровня  $1000$  км/с. Для экспериментов с такой плазмой используются компактные источники внешнего магнитного поля уровня  $10^5$  Гс ( $10$  Тл), начальная энергия облака лазерной плазмы составляет величину порядка  $10$  Дж. В результате характерный размер области взаимодействия лазерной плазмы с магнитным полем невелик, и лежит в диапазоне от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров.

Во вторую категорию входят установки с меньшей плотностью потока энергии лазерного излучения, но большей длительностью ( $10$ – $1000$  нс) и большей полной энергией лазерного импульса (до  $1$  кДж), формирующего плазменные облака относительно большого размера. Начальная энергия плазменного облака при использовании мощных лазеров может достигать нескольких сотен джоулей [46]. Размер пятна фокусировки лазерного луча составляет порядка  $1$  см, соответственно, область взаимодействия плазмы с магнитным полем имеет размеры от нескольких сантиметров до  $1$  м. В установках такого типа, включая стенд КИ-1 [23, 46], установку в Naval Research Laboratory [47], LAPD [48, 49], получается достаточно плотная плазма с концентрацией уровня  $10^{14}$  см $^{-3}$  и выше в теле облака, расширяющегося с начальной скоростью  $V_0 \approx 100$ – $600$  км/с; температура электронов в облаке достигает величин порядка и более  $10$  эВ. Для моделирования космических явлений используются внешние магнитные поля уровня  $100$ – $1000$  Гс.

Отметим, что при использовании лазерно-плазменных установок обеих категорий преобразование материала мишени в плазменный поток происходит за время, существенно меньшее характерного времени расширения созданной плазмы во внешнюю среду, т.е. практически мгновенно, что приближает режим взаимодействия облака с фоном к условиям, реализуемым, например, в активных космических экспериментах взрывного типа.

Параметры плазменных облаков, получаемых в эксперименте на стенде “Крот”, заметно скромнее, чем на лазерных установках. Хотя максимальная концентрация заряженных частиц в теле облака и температура электронов на стадии расширения не отличаются радикально от значений, используемых в некоторых лазерно-плазменных экспериментах, выделяются малая начальная скорость облака  $V_0 \sim 10\text{--}30$  км/с и его существенно более низкая начальная энергия. Еще одно существенное отличие состоит в том, что время инжекции плазмы достаточно велико и приближается к характерному времени ее разлета, составляющему величину порядка 10 мкс. В результате имеет место не “взрывное”, практически мгновенное создание облака плазмы, но продолжительная инжекция плазменной струи. Тем не менее на стенде “Крот” наблюдается приблизительно тот же комплекс эффектов, что и в лабораторных экспериментах с облаками лазерной плазмы, и в активных экспериментах в космосе, включая формирование глубоких диамагнитных каверн с полным вытеснением магнитного поля и развитие желобковой неустойчивости границы облака.

#### Энергетические характеристики плазменного облака

Для оценки эффективности взаимодействия плазменного облака с магнитным полем важнейшим параметром является начальная энергия плазмы. Стоит сразу отметить, что из энергии, запасаемой в источнике питания коаксиальных пушек — емкостном накопителе, собственно в энергию плазмы уходит лишь малая доля; значительная часть энергии уходит на испарение изолятора (полиэтилена) и его ионизацию в разрядном промежутке.

Энергия плазменного облака может быть определена несколькими способами. Во-первых, ее можно оценить исходя из концентрации плазмы, энергий теплового и направленного движения электронов и ионов в облаке по диагностическим данным,

$$E_0 = (n_e T_e + n_{i1} T_{i1} + n_{i2} T_{i2} + n_{i1} m_{i1} V_0^2 / 2 + n_{i2} m_{i2} V_0^2 / 2) V, \quad (1)$$

где индексы обозначают различные сорта частиц:  $e$  — электроны,  $i_1$ ,  $i_2$  — ионы сорта 1 и 2, в нашем случае это  $H^+$  и  $C^+$  соответственно;  $n_e$ ,  $n_{i1}$ ,  $n_{i2}$  — концентрации электронов и ионов сорта 1 и 2 плазмы облака соответственно,  $T_e$ ,  $T_{i1}$ ,  $T_{i2}$  — температуры соответствующих компонент,  $m_{i1}$  и  $m_{i2}$  — массы ионов первого или второго сорта,  $V_0$  — скорость инжекции плазмы,  $V$  — объем плазменного облака. Предварительные данные оптической диагностики, приводимые в [38], показывают,

что углерод в облаке плазмы присутствует, в основном, в виде однозарядных ионов  $C^+$ .

Здесь и далее мы при оценках будем рассматривать случай инжекции плазмы в магнитное поле  $B_0 \simeq 200$  Гс, который характеризуется полным вытеснением поля из облака (см. рис. 5е). Для оценок используем следующие параметры: концентрация электронов в облаке  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$ , начальная скорость облака  $V_0 \sim 20$  км/с, температуры электронов и ионов  $T_e = T_i = 1$  эВ. Для оценки объема плазменного облака положим, что оно представляет каплевидную фигуру вращения (рис. 5д), в этом случае графическое интегрирование по контурам изображений облака дает  $V \sim 500$  см $^3$ . В результате выражение (1) дает оценку  $E_0 \sim 0.04\text{--}0.2$  Дж для различных пропорций ионов водорода и углерода в облаке с составом от полностью водородной плазмы ( $n_e = n_{H^+}$ ) до полностью углеродной ( $n_e = n_{C^+}$ ).

Другую оценку энергии плазмы можно получить из энергии вытесненного облаком магнитного поля. Энергия магнитного поля  $E_B$  в объеме  $V$  записывается как

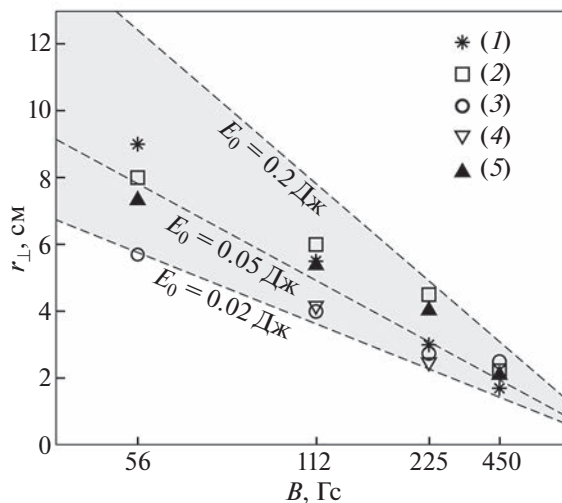
$$E_B = \frac{B_0^2}{8\pi} V, \quad (2)$$

что для  $B_0 = 200$  Гс и  $V = 500$  см $^3$  дает оценку  $E_B \sim 0.1$  Дж. Поскольку энергия облака  $E_0$ , оцененная по формуле (1), имеет тот же порядок величины, что и оценка (2), можно заключить, что на вытеснение магнитного поля пошла значительная часть начальной энергии облака.

Наконец, оценим энергию плазмы исходя из элементарной теории электродинамических ускорителей. Сосчитав работу силы Ампера, действующей на плазму, заполняющую зону электродинамического ускорения в коаксиальной пушке [1] за время протекания импульса тока ( $2\tau$ ), для известной скорости плазмы  $V_0$  можно оценить массу вылетающего из пушки ионизированного вещества  $m$ :

$$m = \int_0^{2\tau} \frac{f_A}{V_0} dt = \frac{\ln(r_1/r_0)}{V_0 c^2} \int_0^{2\tau} I^2(t) dt, \quad (3)$$

где  $f_A$  — плотность силы Ампера,  $I(t)$  — зависимость тока от времени,  $c$  — скорость света,  $r_0$  и  $r_1$  — радиусы внутреннего и внешнего проводников пушки соответственно. Для расчета были взяты следующие параметры:  $I = I_0 \sin(\pi t / 2\tau)$  на отрезке времени  $[0, 2\tau]$ ,  $I_0 = 4$  кА,  $2\tau = 15$  мкс,  $c = 3 \times 10^{10}$  см/с,  $r_1/r_0 = 3.5$ ,  $V_0 = 20$  км/с. Оценка (3) дает массу инжектируемой плазмы за один выстрел  $m \sim 1$  мкг. Эта масса соответствует полному количеству ионов углерода около  $5 \times 10^{16}$ . Это количество частиц, распределенное в объеме облака  $V$



**Рис. 11.** Зависимости радиуса облака  $r_{\perp}$  от индукции внешнего магнитного поля  $B_0$  (точки) из эксперимента и построенные по [49]  $R_B$  для начальной энергии облака 0.02–0.2 Дж (пунктир); экспериментальные кривые включают данные с магнитного зонда  $B(t)$  (1) и данные полученные скоростной фотокамерой  $I(t)$  из разных экспериментальных серий (2–5).

( $\sim 500 \text{ см}^3$ ), дает оценку средней концентрации в облаке порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что сходится с диагностическими данными. Используя оценку массы, можно определить кинетическую энергию плазмы

$$E_0 = \frac{mV_0^2}{2} \sim 0.1 \text{ Дж}. \quad (4)$$

Таким образом, независимые оценки (1)–(4) дают близкие по порядку величины значения энергии порядка 0.1 Дж при использовании коаксиальной пушки в исполнении КП2. Для этой пушки энергия, запасенная в емкостном накопителе источника питания, составляет  $E = 40 \text{ Дж}$  при типичном рабочем напряжении  $U = 4.5 \text{ кВ}$ . Таким образом, КПД генератора плазмы составляет заметно меньше 1%. Отметим, что в лазерно-плазменных установках в начальную энергию разлетающейся плазмы может преобразовываться до половины энергии лазерного импульса [48, 49].

#### Динамика магнитного поля и плазмы

Зная начальную энергию плазменного облака, можно оценить пространственный масштаб, на котором кинетическая энергия облака расходуется на полное вытеснение магнитного поля, или классический радиус торможения плазмы  $R_B$  [50]. Классический радиус торможения для сферического облака идеальной плазмы с энергией  $E_0$ , расширяющегося в однородном магнитном поле индукцией  $B_0$ , определяется следующим образом:

$$R_B \approx \sqrt[3]{3E_0/B_0^2}. \quad (5)$$

Хотя выражение (5) получено в приближении квазисферического разлета плазмы, данные некоторых экспериментов с лазерной плазмой [51] говорят о том, что при продольной инжекции плазмы во внешнее магнитное поле поперечный размер облака оказывается порядка радиуса торможения  $R_B$ , что дает возможность использовать (5) и для оценок поперечных масштабов облака в нашем случае. Действительно, для начальной энергии облака  $E_0 = 0.1 \text{ Дж}$  при инжекции в поле  $B_0 = 200 \text{ Гс}$  классический радиус торможения составляет согласно (5)  $R_B = 4 \text{ см}$ ; экспериментально полученный радиус облака поперек поля  $r_{\perp} = 3.5 \text{ см}$ , что близко. Далее, имея массив накопленных экспериментальных данных о поперечных размерах плазменного облака, полученных разными методами (включая зондовые измерения и фотосъемку), можно построить зависимость поперечного размера плазменного облака от индукции магнитного поля и сопоставить с теоретической зависимостью  $R_B(E_0)$  для различных значений  $E_0$ . Эти зависимости приведены на рис. 11; для наглядности масштаб по оси абсцисс выбран неоднородным – таким образом, чтобы теоретическая зависимость  $r_{\perp}(R_B)$  отображалась на графике как прямая. Из рис. 11 видно, что все экспериментальные данные о поперечном размере облака ложатся в область энергий от 0.02 до 0.2 Дж, по порядку величины соответствующих оценкам (1)–(4).

Размер облака вдоль внешнего поля в случае  $B_0 = 200 \text{ Гс}$  составляет  $l_{\parallel} \approx 30 \text{ см}$  при использовании пушки исполнения КП2 как по данным скоростной фотосъемки, так и по измерениям магнитных возмущений в пространстве. При использовании пушки КП1 продольный размер облака по данным диамагнитных измерений  $l_{\parallel} \approx 50 \text{ см}$ . Полученные величины значительно (на порядок) отличаются от оценки классического радиуса торможения  $R_B = 4 \text{ см}$  (5) для начальной энергии облака  $E_0 = 0.1 \text{ Дж}$  и индукции магнитного поля  $B_0 = 200 \text{ Гс}$ . Таким образом, размер облака вдоль направления инжекции не определяется величиной  $R_B$ , и, скорее всего, связан с продолжительной инжекцией плазмы. Зная скорость выхода плазмы из коаксиальной пушки  $V_0$ , можно получить простую оценку размера облака вдоль  $B_0$  в виде  $l_{\parallel} = V_0\tau$ , где  $\tau$  – время истечения плазмы, принимаемое равным времени нарастания импульса тока до максимального значения. Для пушки исполнения КП1, такая оценка дает  $l_{\parallel} = 50 \text{ см}$  ( $V_0 = 20 \text{ км/с}$ ,  $\tau = 25 \text{ мкс}$ ), для пушки КП2  $l_{\parallel} = 14 \text{ см}$  ( $V_0 = 20 \text{ км/с}$ ,  $\tau = 7 \text{ мкс}$ ). Эти оценки близки к экспериментально наблюдаемым продольным размерам облака. Таким образом, про-

дольный размер облака определяется длительностью инъекции плазмы и ее начальной скоростью. Подобный характер зависимости длины плазменной струи от времени инъекции наблюдался и в лазерно-плазменных экспериментах, см., например, [52].

После расширения плазмы до максимальных размеров магнитное поле проникает обратно в облако, что видно из динамики профилей диамагнитной каверны. Время восстановления магнитного поля в объеме облака можно оценить на основе механизма классической диффузии за счет электронной проводимости плазмы, обусловленной кулоновскими столкновениями, следующим образом:  $t_{diff} = r_{\perp}^2 / D_B$ , где  $D_B = (c / \omega_{pe})^2 \nu_{ei} = 4.5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$  — коэффициент диффузии,  $\omega_{pe} \sim 6 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$  — электронная плазменная частота для концентрации  $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu_{ei} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$  — частота электрон-ионных столкновений для типичных параметров эксперимента. Получаемое время диффузии  $t_{diff} \approx 5 \text{ мкс}$  оказывается одного порядка величины как со временем инъекции облака, так и с экспериментально измеренным временем релаксации каверны (рис. 3). Таким образом, механизм диффузии магнитного поля в облако можно считать классическим.

В лазерно-плазменных экспериментах часто реализуется иная ситуация, в которой время релаксации диамагнитной каверны оказывается на порядок меньше, чем время классической диффузии магнитного поля, по причине развития неустойчивостей, обеспечивающих более высокую эффективную (или аномальную) частоту столкновений электронов, формирующих ток проводимости [46].

При инъекции плазменных облаков в фоновую аргоновую или гелиевую плазму наблюдается эффект “плуга” — сгребание слоя фоновой плазмы фронтом ионизированного вещества (рис. 6). Чтобы понять механизм взаимодействия вещества облака с ионами фона, оценим длины свободного пробега заряженных частиц облака со всеми типами частиц фоновой среды. Длины свободного пробега тепловых электронов облака, рассеивающихся на всех сортах ионов фоновой плазмы и плазмы облака, составляют менее 1 см. Длины свободного пробега ионов облака (как  $\text{H}^+$ , так и  $\text{C}^+$ ) относительно столкновений с нейтральными частицами остаточных и рабочих газов ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{He}$ ) превышают размеры установки. Наконец, длины свободного пробега ионов облака относительно ионов плазмы существенно меньше. В случае инъекции облака плазмы в фоновую аргоновую или гелиевую плазму с концентрацией  $n_b = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , длину свободного пробега можно оценить как  $l = 1/n_b \sigma$ . Транспортное сече-

**Таблица 1.** Длины свободного пробега ионов облака ( $\text{H}^+$ ,  $\text{C}^+$ ) относительно ионов фоновой плазмы ( $\text{Ar}^+$ ,  $\text{He}^+$ )

| $V_0$ ,<br>км/с | $l_{\text{H}^+ - \text{Ar}^+}$ ,<br>см | $l_{\text{H}^+ - \text{He}^+}$ ,<br>см | $l_{\text{C}^+ - \text{Ar}^+}$ ,<br>см | $l_{\text{C}^+ - \text{He}^+}$ ,<br>см |
|-----------------|----------------------------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|
| 10              | 0.05                                   | 0.03                                   | 5                                      | 0.5                                    |
| 20              | 0.8                                    | 0.5                                    | 72                                     | 8                                      |
| 30              | 4                                      | 2.7                                    | 360                                    | 38                                     |

ние рассеяния для кулоновских столкновений имеет вид  $\sigma = 4\pi(e^2 / (\mu V_0^2))^2 \ln \Lambda$ , где  $e$  — элементарный заряд,  $\mu = m_{i1} m_{i2} / (m_{i1} + m_{i2})$  — приведенная масса взаимодействующих ионов,  $\ln \Lambda \approx 8$  — кулоновский логарифм. Оценки длин свободного пробега для диапазона начальных скоростей облака  $V_0 = 10\text{--}30 \text{ км/с}$  сведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что различие в длинах свободного пробега для разных скоростей ионов облака и сортов ионов фона доходит до четырех порядков величины. Это обусловлено тем, что длина свободного пробега сильно зависит как от скоростей ионов облака ( $l \propto V_0^4$ ), так и от масс взаимодействующих ионов ( $l \propto \mu^2$ ). Меньшие длины свободного пробега, от долей миллиметров до нескольких сантиметров, характерны для легких ионов; длины свободного пробега в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких метров имеют тяжелые, быстрые ионы. В целом, приведенные в табл. 1 длины свободного пробега оказываются одного порядка, либо меньше (много меньше) характерных масштабов плазмы облака и плазмы. С учетом этого и того, что длины электрон-ионных столкновений между облаком и фоном также менее или одного порядка величины с  $l_{\parallel}$  и  $r_{\perp}$ , режим взаимодействия плазмы облака с фоновой плазмой следует характеризовать как столкновительный.

Эффект торможения плазменной струи исследовался магнитными зондами — скорость облака определялась по основанию (дну) каверны и по переднему склону (фронту) каверны. Торможение облака фоновой плазмой наблюдается при магнитных полях менее 100 Гс — скорость облака уменьшается в среднем на 10–20% при инъекции в плазму по сравнению с разлетом в вакуум [37], причем снижается как скорость центральной части облака, так и фронта диамагнитной каверны. При высоких магнитных полях (>100 Гс) при продольной инъекции эффект торможения облака фоновой плазмой не выражен, скорости движения каверны в вакууме и в фоновой плазме по центральной части облака практически не отличаются. Более того, за счет эффекта “плуга” передний край (фронт) диамагнитной каверны в

**Таблица 2.** Параметр замагниченности  $\epsilon_b$  для  $V_0 = 20$  км/с при различных  $B_0$ 

| $B_0$ , Гс   | 45             |                | 90             |                | 112            |                | 225            |                | 450            |                |
|--------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Сорт ионов   | H <sup>+</sup> | C <sup>+</sup> | H <sup>+</sup> | C <sup>+</sup> | H <sup>+</sup> | C <sup>+</sup> | H <sup>+</sup> | C <sup>+</sup> | H <sup>+</sup> | C <sup>+</sup> |
| $\epsilon_b$ | 0.4            | 4.5            | 0.32           | 3.83           | 0.31           | 3.7            | 0.23           | 2.8            | 0.2            | 2.4            |

высоких магнитных полях движется в фоновой плазме даже быстрее, чем в вакууме.

Существенное — до порядка величины — увеличение толщины слоя фоновой плазмы  $\Delta$ , сгребаемой расширяющимся облаком, может быть обусловлено, во-первых, увеличением плотности потока энергии и импульса за счет коллимации потока и изменения его геометрии в сильном магнитном поле, во-вторых, увеличением скорости плазмы в режиме коллимации вблизи оси инъекции. Для экспериментов с пушкой исполнения КП2 такое увеличение скорости заметно по результатам фотосъемки (рис. 5).

#### Неустойчивости плазменного облака

Наконец, обсудим неустойчивости, наблюдаемые при расширении плотных облаков плазмы, на основании более подробных данных, полученных с пушкой исполнения КП2. Электромагнитные шумы появляются после начала инъекции, и наблюдаются вплоть до расширения облака до максимального размера, что соответствует интервалу времени протекания тока от его начала до максимума. Подобные неустойчивости наблюдались в экспериментах с расширяющимися плазменными облаками в нижегибридном диапазоне [53, 54]. Оценим нижегибридную частоту в многокомпонентной плазме, включающей электроны и ионы двух сортов с различными массами: протоны H<sup>+</sup> и однократно ионизованный углерод C<sup>+</sup>. Пользуясь приближением  $f_{ce} \ll f_{pe}$  ( $f_{pe}$  — электронная плазменная частота,  $f_{ce}$  — электронная гирочастота), реализуемом в нашем эксперименте в объеме облака, нижегибридную частоту можно записать в виде [55]

$$f_{LH} = f_{ce} \sqrt{(n_{i1} m_e / n_e m_{i1} + n_{i2} m_e / n_e m_{i2})}, \quad (6)$$

где  $m_e$  — масса электронов. Полученная оценка дает широкий диапазон частот от 0.1 до 10 МГц в зависимости от соотношения между  $n_{i1}$  и  $n_{i2}$  и величины внешнего магнитного поля. При типичных параметрах эксперимента ( $B_0 \sim 200$  Гс,  $n_{i1} = n_{i2} = 10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), в предположении о приблизительно равных пропорциях водорода и углерода в смеси, нижегибридная частота составляет  $f_{LH} \sim 5 - 10$  МГц для диапазона значений магнитного поля на стенке каверны от 100 до 200 Гс.

Электрон-ионная частота столкновений в облаке для типичных параметров эксперимента ( $n \sim$

$\sim 10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 1$  эВ) оценивается как  $\nu_{ei} \sim \sim 10^8 - 10^9$  с<sup>-1</sup> и оказывается больше (много больше), чем оценка нижегибридной частоты (6),  $\nu_{ei} / 2\pi f_{LH} > (\gg) 1$ . Из этого следует, что возбуждаемая нижегибридная неустойчивость не играет существенной роли в процессе проникновения магнитного поля в каверну. Иными словами, не возникает явления аномальной проводимости за счет развития нижегибридной неустойчивости, присущего, например, лазерно-плазменным экспериментам.

После прохождения максимума тока, на стадии торможения плазменного облака, развивается желобковая неустойчивость, которой сопровождается распад плазмы. Желобковая неустойчивость подробно описана в литературе [56–58]. Сопоставим результаты нашего эксперимента с данными по разлету облаков лазерной плазмы, полученными на установке КИ-1 [56]. Согласно [56], ключевым безразмерным параметром, определяющим эффективность взаимодействия плазмы с магнитным полем и режим желобковой неустойчивости, является параметр замагниченности — отношение ларморовского радиуса ионов облака к классическому радиусу торможения облака  $\epsilon_b = r_{Li} / R_B$ . В табл. 2 приведены оценки параметра  $\epsilon_b$  для начальной скорости  $V_0 = 20$  км/с для ионов двух сортов, составляющих облако. Получается, что ионы водорода на масштабе  $R_B$  — замагничены, и для них  $\epsilon_b < 1$  во всем диапазоне индукций магнитного поля. Для ионов углерода, которые не замагничены,  $\epsilon_b > 1$ . Согласно [56], при  $\epsilon_b > 1$  желобковая неустойчивость обеспечивает расширение облака за пределы теоретической оценки  $R_B$ . Действительно, замагниченные протоны облака остаются на масштабах  $R_B$  поперек поля, а ионы углерода могут уходить дальше на периферию облака. Возможно, наблюдаемая желобковая структура формируется именно ионами углерода: такая картина наблюдается, в частности, в численном моделировании разлета лазерной плазмы с теми же сортами ионов [59]. Отчасти это подтверждается и оценкой количества желобков. Согласно [53],  $K \sim 8\pi / \epsilon_b$ , и для полей уровня 100–200 Гс оценка по ионам C<sup>+</sup> дает  $K \sim 7 - 8$ , что близко к фактически наблюдаемому числу желобков ( $K \sim 10$ ). Для H<sup>+</sup> водорода оценка числа желобков дает  $K \sim 100$ , что не соответствует действительности. Определение конкретного типа

желобковой неустойчивости (Кельвина—Гельмгольца [60] или модифицированная Релея—Тейлора [56]) является задачей дальнейших исследований.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На крупномасштабном стенде “Крот” исследована динамика плазменных облаков, формируемых коаксиальными генераторами простой конструкции и расширяющихся в магнитное поле индукцией до 450 Гс, в том числе — при наличии фоновой плазмы плотностью до  $10^{12}$  см $^{-3}$ . Для проводимых экспериментов характерны относительно низкая скорость ( $V_0 < 30$  км/с) и энергия ( $E_0 \sim 0.1$  Дж) плазменного облака. При этом, тем не менее, наблюдается ряд неустойчивостей облака: электромагнитная нижнегибридная и структурная желобкового типа, которые исследуются и в высокоэнергетических лабораторных и натуральных экспериментах, а также регистрируются глубокие (80–100%) диамагнитные каверны.

Поперечный размер облака достаточно близок к величине классического радиуса торможения, оцениваемого для начальной энергии облака несколькими независимыми способами; продольный размер облака определяется, по сути, временем инъекции плазмы. Динамика магнитного поля определяется двумя конкурирующими механизмами: вытеснением за счет диамагнетизма плазменного потока и обратным проникновением за счет конечной электронной проводимости, обусловленной кулоновскими столкновениями. Соответственно, глубина формируемой диамагнитной каверны определяется фронтом нарастания тока коаксиального ускорителя: чем короче импульс тока, тем глубже каверна при той же величине магнитного поля.

Результаты косвенно указывают на то, что пространственная динамика ионов  $C^+$  и  $H^+$ , образующих облако, различна. В частности, замагниченные ионы углерода могут выходить из облака дальше протонов (которые замагничены), и, соответственно, отвечают за формирование структуры желобков. На это косвенно указывает поперечный размер свечения облака, превышающий размер диамагнитной каверны до начала развития желобковой неустойчивости.

Особо следует отметить то обстоятельство, что наблюдаемые в проводимых экспериментах электромагнитная неустойчивость и желобковая неустойчивость четко разделены во времени. Нижнегибридная неустойчивость развивается на стадии расширения облака, желобковая неустойчивость на стадии его торможения и распада.

Коаксиальные генераторы используемой конструкции, позволяющие получать плазменные облака с хорошо воспроизводимыми параметра-

ми — удобные инструменты, дополняющие лазерно-плазменное направление моделирования. Дальнейшие, более детальные, исследования режимов взаимодействия плазменных потоков с замагниченной ионизированной фоновой средой требуют применения спектральных оптических диагностик, которые позволят лучше понять динамику различных ионов, а также синхронной многокадровой фотосъемки с разных ракурсов.

Эксперименты проведены с использованием уникальной научной установки “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН” (УНУ ККГС). Работа была поддержана в рамках 10 проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” и госзадания № 0030-2021-0028 “Лабораторное и численное моделирование нестационарных плазменных процессов в атмосфере и космосе”. Авторы выражают признательность за разработку и изготовление высоковольтного оборудования В.И. Гундору.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marshall J. // Phys. Fluids. 1960. V. 3. P. 134.
2. Блинов П.И., Черемных П.А. // ТВТ. 1967. Т. 5. С. 388.
3. Oboyashi T. // Planet. Space Sci. 1963. V. 10. P. 47.
4. Albee P.R., Kanellakos D.P. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. № 3. P. 1039.
5. Burrows A. // Nature. 2000. V. 403. P. 727.
6. De Young D.S. // Science. 1991. V. 252. P. 389.
7. Wurden G.A., Hsu S.C., Intrator T.P., Grabowski T.C., Degnan J.H., Domonkos M., Turchi P.J., Campbell E.M., Sinars D.B., Herrmann M.C., Betti R., Bauer B.S., Lindemuth I.R., Siemon R.E., Miller R.L., Laberge M., Delage M. // J. Fusion Energ. 2016. V. 35. P. 69.
8. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdörfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.P., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya., Soloviev A.,uarte-Espinosa M., Frank A., Portugal O., Pépin H., Fuchs J. // Science. 2014. V. 346. P. 325.
9. Haerendel G. // Front. Astron. Space Sci. 2019. V. 6. A. 29.
10. Gavrilov B.G., Podgorny A.I., Podgorny I.M., Sobyannin D.B., Zetzer J.I., Erlandson R.E., Meng C.I., Stoyanov B.J. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. P. 1549.
11. Erlandson R.E., Meng C.I., Swaminathan P.K., Kumar C.K., Dogra V.K., Stoyanov B.J., Gavrilov B.G., Kiselev Y., Zetzer J.I., Stenbaek-Nielsen H.C., Lynch K.A., Pfaff R.F., Delamere P.A., Bounds S., Gatsonis N.A. // J. Spacecr. Rockets. 2004. V. 41. P. 483.

12. Dzubenko N.I., Zhilinsky A.P., Zhulin I.A., Ivchenko I.S., Molotai A.A., Rozhansky V.A., Ruzhin Yu.Ya., Skomarovsky V.S., Tsendin L.D. // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. P. 849.
13. Holmgren G., Bostrom R., Kelley M.C., Kintner P.M., Lundin R., Fahleson U.V., Bering E.A., Sheldon W.R. // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 5043.
14. Bernhardt P.A., Roussel-Dupre R.A., Pongratz M.B., Haerendel G., Valenzuela A., Gurnett D.A., Anderson R.R. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 5777.
15. Torbert R.B., Kletzing C.A., Liou K., Rau D. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 973.
16. Prech L., Ruzhin Y.Y., Dokukin V.S., Nemecek Z., Safrankova J. // Front. Astron. Space Sci. 2018. V. 5. A. 46.
17. Haerendel G., Sagdeev R.Z. // Adv. Space Res. 1981. V. 1. P. 29.
18. Баннов С.Г., Житлухин А.М., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л., Холодов А.С., Черковец В.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. С. 340.
19. Белов А.С., Вдовиченко И.А., Курина Л.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 635.
20. Friedman H.W., Patrick R.M. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 1889.
21. Morse D.L., Destler W.W. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 7417.
22. Гаркуша И.Е., Соляков Д.Г., Чеботарев В.В., Махлай В.А., Кулик Н.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 179.
23. Zakharov Y.P. // IEEE Trans Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 1243.
24. Gekelman W., Van Zeeland M., Vincena S., Pribyl P. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1281.
25. Mostovych A.N., Ripin B.H., Stamper J.A. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2837.
26. Schaeffer D.B., Hofer L.R., Knall E.N., Heuer P.V., Constantin C.G., Niemann C. // High Power Laser Sci. Eng. 2018. V. 6. E. 17.
27. Underwood T.C., Loebner K.T., Miller V.A., Cappelli M.A. // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 1.
28. Zhang Y., Fisher D.M., Gilmore M., Hsu S.C., Lynn A.G. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 055709.
29. Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А. // УФН. 2022. Т. 193. С. 345.
30. Bellan P.M. // J. Plasma Phys. 2018. V. 84. P. 755840501.
31. De la Fuente H., Forsen H.K. // Rev. Sci. Instrum. 1971. V. 42. P. 1453.
32. Mendel C.W. Jr., Zagar D.M., Mills G.S., Humphries S., Goldstein S.A. // Rev. Sci. Instrum. 1980. V. 51. P. 1641.
33. Жерлицын А.А., Ковальчук Б.М., Педин Н.Н. // ПТЭ. 2014. Т. 4. С. 83.
34. Гаврилов Б.Г., Кожухов С.А., Собянин Д.Б. // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 6.
35. Witherspoon F.D., Case A., Messer S.J., Bomgardner R., Phillips M.W., Brockington S., Elton R. // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 083506.
36. Гуцин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А., Стриковский А.В., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Николенко А.С. // Письма ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 416.
37. Коробков С.В., Гуцин М.Е., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Стриковский А.В., Николенко А.С. // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 45.
38. Коробков С.В., Николенко А.С., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Шайхисламов И.Ф., Руменских М.С., Земсков Р.С., Стародубцев М.В. // Астрон. ж. 2023. Т. 100. С. 107.
39. Burdonov K., Bonito R., Giannini T., Aidakina N., Argiroffi C., Beard J., Chen S.N., Ciardi A., Ginzburg V., Gubskiy K., Gundorin V., Gushchin M., Kochetkov A., Korobkov S., Kuzmin A., Kuznetsov A., Pikuz S., Revet G., Ryazantsev S., Shaykin A., Shaykin I., Soloviev A., Starodubtsev M., Strikovskiy A., Yao W., Yakovlev I., Zemskov R., Zudin I., Khazanov E., Orlando S., Fuchs J. // Astron. Astrophys. 2021. V. 648. P. A81.
40. Айдакина Н.А., Галка А.Г., Гундорин В.И., Гуцин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Лоскутов К.Н., Могилевский М.М., Привер С.Э., Стриковский А.В., Чугунин Д.В., Янин Д.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. С. 331.
41. Леонов С.Б., Лукьянов Г.А. // ПМТФ. 1994. № 5. С. 13.
42. Соловьев А.А., Бурдонов К.Ф., Котов А.В., Перевалов С.Е., Земсков Р.С., Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А., Яковлев И.В., Лучинин А.Г., Морозкин М.В., Прохвин М.Д., Глявин М.Ю., Фукс Ж., Стародубцев М.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. С. 973.
43. Tang H.B., Hu G.Y., Liang Y.H., Tao T., Wang Y.L., Hu P., Zhao B., Zheng, J. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 055005.
44. Levesque J.M., Liao A.S., Hartigan P., Young R.P., Trantham M., Klein S., Gray W., Manuel M., Fiksel G., Katz J., Li C., Birkel A., Tzeferacos P., Hansen E.C., Khair B., Foster J.M., Kuranz C.C. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 012106.
45. Revet G., Chen S.N., Bonito R., Khair B., Filippov E., Argiroffi C., Higginson D.P., Orlando S., Béard J., Blecher M., Borghesi M., Burdonov K., Khaghani D., Naughton K., Pépin H., Portugall O., Riquier R., Rodriguez R., Ryazantsev S.N., Yu Skobelev I., Soloviev A., Willi O., Pikuz S., Ciardi A., Fuchs J. // Sci. Adv. 2017. V. 3. P. E1700982.
46. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 1170.
47. Ripin B.H., Huba J.D., McLean E.A., Manka C.K., Peyser T., Burris H.R., Grun J. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. № 10. P. 3491.
48. Bonde J., Vincena S., Gekelman W. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 042110.
49. VanZeeland M., Gekelman W. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 320.
50. Райзер Ю.П. // ПМТФ. 1963. Т. 6. С. 19.

51. *Pisarczyk T., Bryunetkin B.A., Faenov A.Ya., Faryński A., Fiedorowicz H., Koshevoy M., Miklaszewski R., Mroczkowski M., Osipov M.V., Parys P., Skobelev I., Szczurek M.* // *Physica Scripta*. 1994. V. 50. P. 72.
52. *Okada S., Sato K., Sekiguchi T.* // *J. Phys. Soc. Japan*. 1979. V. 46. P. 355.
53. *Colette A., Gekelman W.* // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18. P. 055705.
54. *Hurtig T., Brenning N., Raadu M.* // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. L33.
55. *Smith R.L., Brice N.* // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. P. 5029.
56. *Захаров Ю.П., Антонов В.М., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Посух В.Г., Шайхисламов И.Ф., Пикалов В.В.* // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. С. 207.
57. *Winske D.* // *Phys. Fluids B1*. 1989. V. 9. P. 1900.
58. *Dimonte G., Wiley L.* // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 1755.
59. *Парамоник И.П., Дивин А.В., Шайхисламов И.Ф., Семенов В.С.* // Сб. тез. 18-й ежегодной конференции “Физика плазмы в солнечной системе”. М., 2023. С. 202.
60. *Huba J.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 2033.