

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

На правах рукописи

Николенко Андрей Сергеевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ
ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ НА КРУПНОМАСШТАБНОЙ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ**

Специальность: 1.3.9. – «Физика плазмы»

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Гущин Михаил Евгеньевич

Нижний Новгород – 2025

Оглавление

Введение	4
Актуальность темы исследования	4
Цели и задачи	6
Научная новизна	6
Практическая значимость работы	7
Методология и методы исследования	8
Положения, выносимые на защиту	8
Степень достоверности и апробация результатов	9
Личный вклад автора	12
Благодарности	13
Структура и объем диссертации	13
Глава 1 Описание экспериментальной установки и методов исследований	15
1.1 Обзор методов экспериментальных исследований динамики импульсных плазменных потоков	16
1.2 Крупномасштабный плазменный стенд «Крот»	18
1.3 Коаксиальные генераторы плазменных струй	20
1.4 Диагностика параметров плазмы	24
1.4.1 ICCD камеры с быстрым затвором	24
1.4.2 Индуктивные магнитные зонды	26
1.4.3 Микроволновый интерферометр	27
1.4.4 Электрические зонды	30
1.4.5 Пассивная оптическая эмиссионная спектроскопия	32
1.5 Параметры плазмы на стенде «Крот» применительно к лабораторному моделированию геофизических и астрофизических явлений	33
1.6 Основные результаты главы	41
Глава 2 Исследование динамики диамагнитной каверны при инжекции плазменной струи вдоль магнитного поля	42
2.1 Динамика диамагнитной каверны в вакууме	43
2.1.1 Общая характеристика магнитных возмущений, создаваемых плазменной струей	43
2.1.2 Связь структуры и динамики каверны со структурой свечения плазменной струи	49
2.1.3 Ток выноса	52
2.2 Особенности динамики диамагнитных возмущений при инжекции плазменной струи в фоновую плазму	54
2.3 Энергетические характеристики плазменной струи	57

2.3.1 Оценка кинетической энергии плазмы.....	57
2.3.2 Размеры плазменной струи вдоль и поперек направления инъекции	59
2.4 Механизм восстановления магнитного поля в плазме и электромагнитные неустойчивости.....	61
2.5 Основные результаты главы.....	64
Глава 3 Желобковая неустойчивость плазменной струи, инжектируемой вдоль магнитного поля.....	66
3.1 Основы теоретического описания желобковой неустойчивости границы плазмы в режиме незамагниченных ионов	67
3.2 Общие свойства желобковой неустойчивости плазменной струи	73
3.3 Определение количественных параметров динамики струи плазмы и желобковой неустойчивости.....	81
3.3.1 Методика построения $R-t$ диаграмм	82
3.3.2 Методика определения масштаба границы плазмы.....	86
3.3.3 Методика определения масштаба границы диамагнитной каверны.....	89
3.3.4 Методика определения числа желобков	91
3.3.5 Оценка параметров неустойчивости по экспериментальным данным	93
3.4 Желобковая неустойчивость плазменной струи, инжектируемой в фоновую плазму и в нейтральный газ	95
3.5 Обсуждение.....	97
3.6 Основные результаты главы.....	98
Глава 4 Исследование коллимированного струйного течения плазмы при инъекции плазменной струи поперек внешнего магнитного поля	100
4.1 Общая характеристика плазменных струй, распространяющихся поперек магнитного поля, по результатам скоростной фоторегистрации	101
4.2 Параметры плазмы струи при инъекции поперек магнитного поля.....	109
4.2.1 Оценка концентрации плазмы на основе измерений СВЧ-интерферометром и электрическими зондами	109
4.2.2 Исследование динамики плазмы с помощью коллектора ионов.....	112
4.2.3 Возмущения магнитного поля, создаваемые плазменной струей	115
4.2.4 Зависимость толщины «плазменного листа» от индукции внешнего магнитного поля.....	118
4.3 Модель распространения и коллимации потока плазмы поперек магнитного поля: «плазменный конденсатор».....	120
4.4 Основные результаты главы.....	127
Заключение.....	128
Список цитируемой литературы	130

Введение

Актуальность темы исследования

Задача о разлёте облака плотной плазмы при наличии внешнего магнитного поля и фоновой среды возникает в различных областях экспериментальной физики плазмы, геофизики и астрофизики, включая разработки систем инжекции ионизированного вещества в установки магнитного 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 разлёте плазменных облаков и струй в фоновую среду дали активные эксперименты, проводившиеся с конца 1960-х годов 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 «Флаксус» [10], «North Star» [11]) или легкоионизируемых веществ, таких как барий, литий или цезий (эксперименты «Всполох» [12], «Trigger» [13], AMPTE [14], CRIT [16]), а также включение электроразрядных генераторов, размещаемых на борту космических аппаратов (эксперименты АПЭКС [17], «Porcupine» [18]). В настоящее время обсуждаются новые активные эксперименты, ориентированные, в частности, на высокоэнергетическое воздействие на ионосферу [19] и генерацию низкочастотных волн [20].

Активные космические эксперименты позволили существенно продвинуться в понимании физических процессов в околоземной плазменной среде, характеристик её реакции на внешнее воздействие, трассирования естественных электрических и магнитных полей. В то же время, такие эксперименты обладают рядом принципиальных недостатков, к которым можно отнести низкую воспроизводимость результатов и сложность интерпретации экспериментальных данных, получаемых в неконтролируемых внешних условиях. Сохраняют актуальность вопросы, связанные с геометрией разлёта 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 разлёта плазменных струй и облаков в лаборатории, включая целенаправленное моделирование космических эффектов с использованием преобразований

подобия [21]. Такие эксперименты были начаты на рубеже 60-х годов XX века с коаксиальными плазменными пушками [22] и тета-пинчами [23]. 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 [24, 25]. Вместе с тем, плазменные пушки часто представляют собой достаточно громоздкие устройства, стационарно размещаемые на внешних фланцах вакуумных камер. В результате в большинстве описанных в литературе экспериментов геометрия разлёта плазмы в значительной степени задаётся стенками камеры, находящимися в непосредственной близости от источника плазмы. В такой постановке космический эксперимент моделируется не в полной мере; в частности, затруднена возможность моделирования квазисферического разлёта плазменного облака.

Сегодня модельные эксперименты проводятся преимущественно с облаками лазерной плазмы, расширяющимися в вакуум или в замагниченную фоновую ионизированную среду [26,27,28]. 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 расчётных 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 разлёта (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 [29]. С другой стороны, оправданным выглядит и возврат к более простым и дешевым генераторам - плазменным пушкам. В 1990-х годах с помощью коаксиальных ускорителей моделировались плазменные струи активных экспериментов «Флаксус» и «North Star» [10, 11], в последнее время наблюдается тенденция к более активному применению плазменных пушек и в лабораторной астрофизике [30 - 33].

Цели и задачи

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование комплекса явлений, развивающихся при разлете плазменных струй, создаваемых компактными коаксиальными генераторами на основе эрозионного разряда, в квазиоднородном магнитном поле в вакууме или фоновой плазме применительно к задачам моделирования активных экспериментов и астрофизических плазменных явлений.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить ряд задач:

1. Создать источники плазменных струй на основе коаксиальных ускорителей и диагностический комплекс, включающий в себя контактные датчики (зонды) и бесконтактные диагностики в оптическом и микроволновом диапазонах.
2. Экспериментально исследовать возмущения магнитного поля и возникающие неустойчивости при инжекции плазменных струй вдоль магнитного поля в вакууме и фоновой плазме.
3. Экспериментально исследовать свойства крупномасштабного коллимированного струйного течения, формируемого при инжекции поперек магнитного поля в вакууме – «плазменного листа».

Научная новизна

Полученные в диссертации результаты являются оригинальными и новыми, что подтверждается их публикацией в ведущих рецензируемых научных журналах, а также апробацией на конференциях и научных школах.

Проведены лабораторные эксперименты по инжекции электроразрядной плазмы, создаваемой компактным коаксиальным генератором на основе эрозионного разряда, в «безграничном» режиме разлета в большом объеме с квазиоднородным магнитным полем на уникальной научной установке «Крот» с максимальным размером области взаимодействия плазмы и магнитного поля порядка одного метра во всех направлениях применительно к задачам моделирования эффектов динамики космической плазмы.

Оценка энергии плазменной струи выполнена на основе комплексного подхода, включающего магнитные измерения, измерения концентрации плазмы, а также

электрофизические расчеты. При относительно низком уровне начальной энергии инжектируемой плазмы порядка 0,1 Дж удалось исследовать достаточно широкий спектр явлений, наблюдаемых в активных космических экспериментах, а именно образование диамагнитных каверн, коллимацию плазмы внешним магнитным полем, развитие электромагнитных нижнегибридных неустойчивостей на начальной стадии разлета и развитие желобковых неустойчивостей на стадии торможения плазмы.

Обнаружено, что возбуждаемые неустойчивости на границе плазмы не приводят к аномально быстрому проникновению магнитного поля в плазму, режим диффузии магнитного поля определяется классической проводимостью и кулоновскими столкновениями.

Развивающаяся на границе плазмы желобковая неустойчивость классифицирована как неустойчивость Рэля-Тейлора в режиме незамагниченных ионов; она исследована в диапазоне параметров $R_L/R_B \approx 3 - 5$ (где R_L – гирорадиус ионов, R_B – классический радиус торможения плазмы), ранее не реализованный в экспериментах.

За счет больших размеров камеры плазменного стенда «Крот» исследован крупномасштабный коллимированный поток плазмы, формирующийся при инжекции плазменной струи поперек B_0 – «плазменный лист» с размерами более 1 м, распространяющийся за счет электрического поля поляризации; зондовыми методами и бесконтактными диагностиками удалось определить концентрацию электронов в «плазменном листе», восстановить структуру и особенности динамики плазмы, включая динамику магнитного поля внутри плазменной струи.

Практическая значимость работы

Результаты диссертационной работы имеют практическую значимость для постановки лабораторных экспериментов по моделированию разлета плазменных струй в магнитных полях различных конфигураций в присутствии различных фоновых сред, для планирования будущих натурных активных экспериментов и анализа уже проведенных, интерпретации данных наблюдательной астрономии. Результаты, полученные в условиях «безграничного» разлета плазмы в режиме незамагниченных на масштабах струи ионов, могут быть основой для верификации численных моделей. Технология компактных коаксиальных генераторов на основе эрозионного разряда может применяться при разработке различных плазменных устройств, включая импульсные плазменные двигатели, сильноточные коммутаторы, системы инжекции плазмы в установки УТС.

Методология и методы исследования

Все эксперименты, описанные в диссертационной работе, выполнены на крупномасштабном плазменном стенде «Крот», созданном в ИПФ РАН. Исследования включали в себя выбор параметров и изготовление источников плазмы – коаксиальных пушек различных исполнений, их оптимизацию. В лабораторном эксперименте использовался широкий арсенал диагностических средств. Зондовые диагностики включали в себя индуктивные магнитные зонды, электрический двойной зонд, коллектор ионов. Данные с зондовых диагностик дополнялись и подкреплялись использованием бесконтактных методов, включавших в себя многоракурсную скоростную фотосъемку ICCD камерой, в том числе в режиме двухкадровой съемки, а также специально созданный для проведения экспериментов микроволновый интерферометр. Обработка экспериментальных данных проводилась в программных средах Matlab/Python. Для оценок и расчетов, включая определение параметров подобия лабораторных и космических экспериментов, использовался аналитический аппарат физики плазмы.

Положения, выносимые на защиту

1. Компактные коаксиальные генераторы на основе импульсного эрозионного разряда обеспечивают формирование струй углеродно-водородной плазмы с концентрацией более 10^{13} см^{-3} , скоростью 20–50 км/с и начальной энергией уровня 0,1 Дж и на крупномасштабной лабораторной установке позволяют моделировать отдельные процессы, характерные для активных космических экспериментов и нестационарных астрофизических явлений, за счёт реализации режима инжекции плазмы, близкого к разлёту в безграничном пространстве.

2. Диффузия магнитного поля в плазму, заполняющую диамагнитную каверну при продолжительной инжекции струи ионизированного вещества, сопоставимой по длительности с характерным временем разлета и торможения плазмы, обусловлена классической электронной проводимостью и кулоновскими столкновениями; развитие неустойчивостей на границе плазмы не влияет на темп проникновения магнитного поля в каверну.

3. Желобковая неустойчивость, развивающаяся на боковой границе плазменной струи при ее инжекции вдоль магнитного поля в вакуум, представляет собой неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов. Для заданной начальной энергии плазменной струи число желобков, наблюдаемых на нелинейной стадии развития неустойчивости, практически

постоянно (около 25) при изменении индукции внешнего магнитного поля в диапазоне одного порядка величины.

4. Плазменная струя, инжектируемая поперек квазиоднородного внешнего магнитного поля, за областью диамагнитной каверны формирует коллимированное струйное течение – «плазменный лист», толщина которого обратно пропорциональна индукции внешнего магнитного поля. Распространение плазменной струи поперек магнитного поля в вакууме на расстояние более 1 метра обусловлено электрическим полем поляризации, при этом возмущения внешнего магнитного поля внутри струи малы.

Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано и принято в печать 19 работ, из которых 5 статей по теме диссертации в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, 14 статей и тезисов докладов на конференциях.

Изложенные в диссертации результаты были представлены на следующих всероссийских и международных конференциях и школах:

1. XXII Научная конференция по радиофизике, посвященной 100-летию Нижегородской радиолaborатории (2018).
2. XXIII Научная конференция по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова (2019).
3. Ежегодные конференции «Физика плазмы в Солнечной системе» (2020, 2021, 2022, 2024, 2025).
4. IV Международная научная конференция «Наука будущего» (2021).
5. Международные Байкальские молодежные научные школы по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде» (2022, 2024).
6. I и II Научные школы Национального центра физики и математики «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» (2023, 2024).
7. XXI научная школа «Нелинейные волны – 2024» (2024).
8. XII международный симпозиум «Topical problems of nonlinear wave physics» (2025).

Список опубликованных и принятых в печать статей в рецензируемых научных журналах по теме диссертации:

А1. Гушин М. Е., Коробков С. В., Терехин В. А., Стриковский А. В., Гундорин В. И., Зудин И.Ю., Айдакина Н. А., Николенко А. С. Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде «Крот» // Письма в ЖЭТФ. Т. 108. В. 6. 2018. С. 416 - 421.

А2. Коробков С. В., Гушин М. Е., Гундорин В. И., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Стриковский А. В., Николенко А. С. Простейшая эрозионная плазменная пушка из коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией // Письма в ЖТФ, Т. 45, В. 5, 2019, С. 45 – 49.

А3. Коробков С. В., Николенко А. С., Гушин М. Е., Стриковский А. В, Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Шайхисламов И. Ф., Руменских М. С., Земсков Р. С., Стародубцев М. В. Особенности динамики и неустойчивости плазменных струй, расширяющихся во внешнее магнитное поле, в лабораторных экспериментах с компактными коаксиальными генераторами плазмы на крупномасштабном стенде “Крот” // Астрономический журнал. 2023. Т. 100, № 1. С. 107-118.

А4. Николенко А. С., Гушин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Стриковский А. В., Лоскутов К. Н. Динамика плазменного облака, формируемого компактной коаксиальной пушкой, при разлете в вакуум и фоновую плазму большого объема во внешнем магнитном поле // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 11. С. 1101-1117.

А5. Николенко А. С., Коробков С. В., Гушин М. Е., Зудин И. Ю., Лоскутов К. Н., Стриковский А. В., Журин К. А., Варыгин И. А., Копелович Е. А. Использование источников плазменных струй на основе компактных коаксиальных ускорителей для лабораторного моделирования импульсных астрофизических явлений в большой плазменной камере // Астрономический журнал, 2025, №12 – принята к печати

Статьи в сборниках и тезисы докладов на конференциях:

1. Николенко А. С., Гушин М. Е. Экспериментальное исследование динамики плотной плазменной струи в замагниченной фоновой плазме // Труды XXII Научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию Нижегородской радиолaborатории. С.20 – 22 (17 мая 2018 года, г. Нижний Новгород).

2. Николенко А. С., Гушин М. Е. Экспериментальное исследование диамагнитных возмущений при инжекции плотного плазменного облака в замагниченную фоновую плазму большого объема // Труды XXIII Научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. С. 33 – 36 (13 мая 2019 года, г. Нижний Новгород).

3. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Гундорин В. И., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Стриковский А. В. Лабораторное исследование диамагнитных каверн и неустойчивостей при расширении плазменных облаков во внешнее магнитное поле и в фоновую плазму // Сборник тезисов XIV ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе». С. 119 (10-14 февраля 2020 года, г. Москва).
4. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Гундорин В. И., Стриковский А. В., Айдакина Н. А. Диагностика параметров плотных облаков плазмы в лабораторных экспериментах, моделирующих активные эксперименты в ближнем космосе // Сборник тезисов XVI ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», С. 199 (8-12 февраля 2021 года, г. Москва).
5. Николенко А. С. Лабораторное моделирование динамики плотного высокоскоростного облака плазмы при разлете в магнитном поле в большой плазменной камере // сборник тезисов IV Международной научной конференции «Наука будущего», С. 132 (17-20 ноября 2021 года, г. Москва).
6. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В., Шайхисламов И. Ф., Руменских М. С. Микроволновая и оптическая диагностика плазменных облаков при лабораторном моделировании активных экспериментов в околоземной плазме // Сборник тезисов XVI ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», С. 181 (7-11 февраля 2022 года, г. Москва).
7. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Лабораторное моделирование активных ионосферных экспериментов на крупномасштабном плазменном стенде «Крот» // Труды международной байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике и Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», С. 249–251 (5-10 сентября 2022 года, г. Иркутск).
8. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Лабораторное моделирование динамики плотного высокоскоростного облака плазмы при разлете в магнитном поле в большой плазменной камере // Сборник тезисов I Всероссийской научной школы национального центра физики и математики по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике (10-14 июля 2023 года, г. Саров).
9. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Лабораторное исследование разлета плазменных потоков во внешнем магнитном поле на крупномасштабной установке «Крот» // Сборник тезисов XVIII ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», С. 205 (5-9 февраля 2024 года, г. Москва).
10. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Применение коаксиального плазменного ускорителя и лазерной плазмы для моделирования

импульсных потоков космической плазмы на стенде «Крот» // Сборник тезисов II Всероссийской научной школы национального центра физики и математики по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике (1-5 июля 2024 года, г. Саров).

11. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Лабораторное моделирование околосолнечных и астрофизических плазменных струй на крупномасштабном плазменном стенде "Крот" // Труды международной байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике, С. 180-182 (5-10 сентября 2024 года, г. Иркутск).

12. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В. Лабораторное исследование желобковой неустойчивости, развивающейся при разлёте плазменного потока во внешнем магнитном поле // Сборник тезисов XXI научной школы «Нелинейные волны – 2024», С. 165 (5-11 ноября 2024 года, г. Бор).

13. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Плешков Д. С. Экспериментальное исследование желобковой неустойчивости, развивающейся при разлёте плазменного потока поперек магнитного поля // Сборник тезисов XVIII ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», С. 161 (10-14 февраля 2025 года, г. Москва).

14. Николенко А. С., Гущин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Лоскутов К. Н., Истомин А. А., Стриковский А. В. Development of flute instabilities during the expansion of plasma flows in a magnetic field in space plasma simulation experiments at Krot plasma device // Сборник тезисов VII международного симпозиума «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Р. 147 (7-13 сентября 2025 года, г. Москва — г. Санкт-Петербург).

Личный вклад автора

Все результаты, изложенные в настоящей диссертации, получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Лабораторные эксперименты выполнены на стенде «Крот» из состава уникальной научной установки «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН» (УНУ ККГС) при участии коллектива сотрудников отдела геофизической электродинамики (№260) ИПФ РАН, однако роль диссертанта в получении результатов является определяющей.

Исследования динамики плазмы при разлете поперек магнитного поля выполнены в совместно с Коробковым С. В., который также внес большой вклад в технологию изготовления коаксиальных генераторов. Изучение ионного состава плазмы коаксиального генератора

методом пассивной ионной спектроскопии, а также исследование плазменного потока с использованием коллектора ионов осуществлялись совместно с сотрудниками ИЛФ СО РАН (Шайхисламов И. Ф., Руменских М. С., Чибранов А. А.) В экспериментах использована аппаратура, разработанная Отделом высоковольтной техники (№196) ИПФ РАН, соответствующие результаты опубликованы в соавторстве с Журиным К. А., Варыгиным И. А., Копеловичем Е. А.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему учителю и научному руководителю Михаилу Евгеньевичу Гущину за ценную поддержку, неустанное обсуждение результатов и научное руководство на протяжении всего исследования. Автор благодарит старших коллег с плазменного стенда «Крот» за наставничество и помощь в проведении экспериментов, а также всех, кто содействовал написанию данной работы.

Исследования, изложенные в диссертационной работе, были поддержаны Российским научным фондом (проект №24-12-00459), Национальным центром физики и математики (НЦФМ) в рамках 10 проекта «Экспериментальная и лабораторная астрофизика и геофизика», Государственным заданием ИПФ РАН (проект FFUF-2024-004).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 137 страниц, включая 67 рисунков и 5 таблиц. Список литературы содержит 94 наименования.

Во **введении** обоснована актуальность выбранного направления исследований, кратко изложено содержание диссертации.

Глава 1 содержит описание установки «Крот», на которой выполнялись экспериментальные исследования, а также представлены использованные для проведения экспериментов источники плазмы, средства и методы диагностики параметров плазмы; параметры струй лабораторной и космической плазмы сопоставляются на основе принципов подобия.

Глава 2 посвящена экспериментам, нацеленным на исследование динамики диамагнитной каверны, создаваемой плазменной струей при инъекции вдоль внешнего магнитного поля в вакуум и в фоновую плазму.

Глава 3 содержит результаты исследования желобковой неустойчивости, возникающей на границе плазменной струи при инъекции вдоль магнитного поля в вакуум и фоновую плазму

Глава 4 посвящена экспериментам по исследованию динамики плазменных струй, инжектируемых поперек магнитного поля в вакуум, в которых наблюдается формирование крупномасштабного коллимированного струйного течения плазмы – «плазменного листа».

Глава 1 Описание экспериментальной установки и методов исследований

Исследования, проведенные в рамках диссертационной работы, носят экспериментальный характер. Для ограниченного моделирования динамики космических плазменных струй в лаборатории необходимо, прежде всего, иметь источник плазмы с параметрами, удовлетворяющими условиям исследуемой задачи, и, что немаловажно, иметь вакуумную камеру с размерами, не препятствующими свободному разлету плазмы. В мире имеется ограниченное число крупномасштабных плазменных стендов, которые удовлетворяют этим условиям; среди них выделяются отечественный стенд КИ-1 [34] и стенд LAPD в США [35]. Во многом они схожи: вакуумная камера с источником фоновой плазмы имеет форму цилиндра, снаружи которого расположен соленоид, создающий квазиоднородное аксиальное магнитное поле внутри вакуумного объема. Диаметр этих установок составляет около 1 м, длина 5 м в случае КИ-1 и 20 м в случае LAPD. Для создания фоновой плазмы на этих установках применяются тета-пинч, либо термокатоде. Для создания высокоскоростных плазменных потоков используется лазерная абляция твердотельных мишеней, устанавливаемых внутри вакуумного объема. Характерные масштабы облака плотной плазмы на этих установках составляют от 10 до 50 см, что меньше диаметра камеры. Однако для ряда задач поперечный масштаб этих установок несколько ограничивает возможности исследования, например, при инъекции плазменных струй поперек магнитного поля.

Крупномасштабный плазменный стенд «Крот» (ИПФ РАН) является одной из крупнейших плазменных установок России и мира. Диаметр камеры 3 м, что дает уникальные возможности по постановке и проведению экспериментов в режиме «безграничного» разлета плазменных облаков и струй во внешнем квазиоднородном магнитном поле.

Для моделирования динамики плазмы необходима надежная диагностика параметров плазмы струи и фона (при его наличии) – концентрации, температуры частиц, размеров, скоростей, электрических и магнитных полей. Преимуществом использования крупномасштабных установок является возможность использования зондовых диагностик, позволяющих регистрировать параметры плазмы локально по пространству (*in situ*), в отличие от лазерных установок с большой плотностью энергии, где зачастую применима только бесконтактная диагностика совместно с численным моделированием (см., например, [36]). В данной главе диссертации приводится описание экспериментальной установки, созданных источников плотной плазмы и используемых диагностических методов.

1.1 Обзор методов экспериментальных исследований динамики импульсных плазменных потоков

В лабораторной астрофизике и геофизике параллельно развиваются два подхода к созданию высокоскоростных потоков плотной плазмы. Первым подходом, активно применяемым в последние десятилетия, является абляция твердотельных мишеней, облучаемых мощными лазерными импульсами. 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 [36], MLPD [37], OMEGA [38], LULI [39], в которых пучок лазерного излучения фокусируется на мишени диаметром порядка 1 мм. Типичная длительность лазерного импульса в таких установках составляет 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 [40]. 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 [34], установку PHAROS III [41], LAPD [42, 43], 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 в некоторых активных космических экспериментах и при импульсных астрофизических событиях.

Вторым подходом, который, впрочем, начал разрабатываться гораздо раньше [22], является использование для моделирования астрофизических и геофизических явлений импульсных электроразрядных генераторов. Плазма в таких генераторах может создаваться в результате объемного пробоя газа либо поверхностного пробоя диэлектрика между высоковольтными электродами, с последующим электродинамическим ускорением плазмы за счет протекания по ней импульсного тока. К установкам, в которых для моделирования астрофизических явлений применяются электродинамические ускорители, можно отнести установки класса «плазменный фокус» [32], коаксиальные генераторы плазмы с компланарными (установка Labjet [33]) и цилиндрическими (установка HelCat [31]) электродами, а также установки, в которых реализуется имплозия цилиндрических и плоских проводников или заранее приготовленной плазмы при пропускании тока в цилиндрических и конических Z-пинчах (установки MAGPIE [44,45], COBRA [46]). В большинстве случаев электродинамические ускорители имеют осевую симметрию и используют коаксиальную схему высоковольтного питания, поэтому далее мы будем называть их коаксиальными ускорителями или генераторами плазмы.

Источники плазмы на основе электродинамических коаксиальных ускорителей разрабатывались со второй половины XX века; на данный момент имеется обширное семейство таких источников плазмы, предназначенных для решения тех или иных физических задач. Общей чертой всех коаксиальных ускорителей плазмы является наличие двух коаксиальных проводников, между которыми прикладывается напряжение для ускорения плазмы, находящейся в межэлектродном пространстве, под действием возникающей при протекании тока между электродами силы Ампера. В первом приближении, при рассмотрении различных схем создания плазмы такими устройствами, их отличия состоят в способе создания плазмы. Во-первых, это может быть импульсный или непрерывный напуск нейтрального газа с его последующей ионизацией: подобные устройства использовались в первых экспериментах, моделирующих космические явления [23]. Во-вторых, плазма может создаваться в результате поверхностного пробоя по изолятору между электродами [25] или испарения самих электродов [2, 47]: это — эрозионные коаксиальные генераторы. Именно такие генераторы, изготавливаемые на отрезках коаксиальных кабелей с полиэтиленовой изоляцией, использовались в исследованиях, которым посвящена диссертация.

1.2 Крупномасштабный плазменный стенд «Крот»

Общий вид плазменного стенда «Крот» представлен на рис. 1.1. Стенд представляет собой вакуумную камеру из нержавеющей стали объемом 170 м^3 , которая откачивается до давления остаточных газов $p \sim 10^{-6}$ Торр. Магнитная система установки – соленоид длиной 3,5 м и диаметром 1,5 м, который установлен внутри вакуумной камеры и формирует поле с конфигурацией магнитной ловушки; пробочное отношение $R \sim 2,3$, индукция в минимуме – до 1 кГс. Объем участка с квазиоднородным магнитным полем порядка 2 м^3 . Фоновая плазма создается импульсным индукционным высокочастотным (ВЧ) разрядом в различных газах (обычно в аргоне или гелии) при давлении $p = 10^{-4}$ - 10^{-3} торр. Для пробоя рабочего газа используются четыре генератора мощностью 1 МВт каждый в импульсе длительностью до 1,6 мс на рабочей частоте $f = 5 \text{ МГц}$. Без магнитного поля плазма с концентрацией $n_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ заполняет весь объем рабочей секции вакуумной камеры, имеющей длину 10 м и диаметр 3 м. С магнитным полем, существенно снижающим потери плазмы на боковую стенку камеры, возможно значительное увеличение концентрации электронов. В этом случае размеры фоновой плазмы определяются габаритами соленоида, максимальная плотность фоновой плазмы в момент разряда достигает значений $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \leq 10 \text{ эВ}$, температура ионов $T_i < 1 \text{ эВ}$. Эксперименты обычно проводятся в режиме распадающейся фоновой плазмы, после выключения ВЧ генераторов.

Установка оснащена средствами контактной и бесконтактной диагностики: зондами различных типов и конструкций для измерений параметров плазмы, а также антеннами для возбуждения радиоволн и электромагнитных измерений; из бесконтактных диагностик могут быть задействованы электроннооптические преобразователи (ICCD камеры) видимого диапазона с быстрым затвором, устанавливаемые на вакуумные фланцы с оптически прозрачными окнами, и СВЧ-интерферометры на длинах волн от 3 см до 8 мм. Конфигурация диагностик показана на рисунке 1.2. Средства зондовой диагностики вводятся в вакуумный объем на штангах, перемещаемых в радиальном направлении, а также устанавливаются на двухкоординатной платформе с электромеханическим приводом внутри вакуумного объема. Несколько шлюзовых камер с дифференциальной откачкой позволяют производить оперативную замену и ремонт средств диагностики без нарушения вакуумных условий в рабочем объеме.



Рисунок 1.1 – Общий вид экспериментального зала станда «Крот»

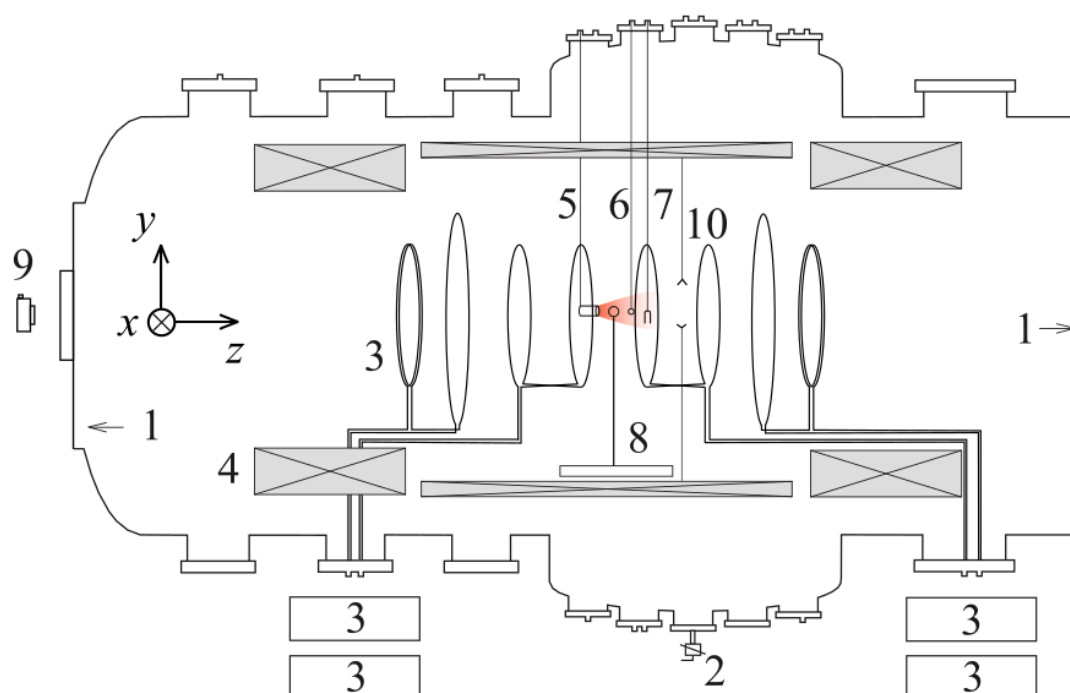


Рисунок 1.2 – Схема станда «Крот» с диагностикой: 1 – система вакуумной откачки, 2 – система напуска рабочего газа, 3 – генераторы фоновой плазмы, 4 – соленоид магнитной системы, 5 – коаксиальный генератор плотной плазменной струи, 6 – магнитный зонд, 7 – двойной электрический зонд, 8 – подвижная платформа с зондовыми диагностикой, 9 – камера с быстрым затвором, 10 – СВЧ-интерферометр

1.3 Коаксиальные генераторы плазменных струй

Коаксиальный генератор плазмы, пригодный для моделирования расширения плазменного облака в вакуум или в квазигомогенную замагниченную фоновую среду в режиме «безграничного» разлёта, должен удовлетворять ряду требований.

Во-первых, для сведения к минимуму возмущений фоновой плазмы деталями генератора необходима его миниатюризация. Во-вторых, для адекватного воспроизведения космических условий требуется свести к минимуму эффекты проникновения в фоновую плазму электромагнитных полей, обеспечивающих формирование плазменного облака. В-третьих, для снижения уровня помех желательно отказаться от цепей высоковольтной инициации пробоя на диэлектрике. Наконец, для реализации такого преимущества модельного лабораторного эксперимента, как получение больших массивов экспериментальных данных со сканированием по параметрам, плазменная пушка должна иметь высокий ресурс (не менее нескольких сотен рабочих циклов – «выстрелов»), 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, 47] или изолятора [48], 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 [49] или полиэтилене [25], которые определяются их назначением.

При проведении исследований был использован эрозионный генератор плазмы простой конструкции, изготавливаемый на торцевом срезе коаксиального кабеля с полиэтиленовым изолятором [50-53]. Коаксиальный кабель с изолятором из полиэтилена низкой плотности одновременно служит и линией высоковольтного питания пушки, и ее рабочим телом. Рабочие части генераторов плазмы размещались на срезах стандартных кабелей марки РК различных типов (рис. 1.3). Для проведения исследований, описанных в диссертации, было изготовлено более 10 вариантов коаксиальных генераторов, которые можно разделить на три категории по типам использованных радиочастотных кабелей и источников высоковольтного питания. В дальнейшем для краткости будем их называть коаксиальными пушками (КП) в вариантах исполнения 1, 2 или 3. Были использованы три вида радиочастотных кабелей - РК-75-4-11 (КП1),

РК-50-7-12 (КП2) и РК-50-11-13 (КП3), которые отличаются геометрическими параметрами. Расшифровка маркировки кабеля марки РК следующая: Р – радиочастотный; К – кабель; 75/50 – волновое сопротивление, Ом; 4/7/11 – диаметр по изоляции; 1 – изоляция сплошная полиэтиленовая, обычной теплостойкости; 1/3 – порядковый номер разработки. К примеру, РК-50-11-13 – радиочастотный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом, диаметром 11 мм по изоляции из полиэтилена обычной теплостойкости.

На срезе изолятора каждой из коаксиальных пушек формировалась зона ускорения, представляющая собой продолжение электродов коаксиальной линии. К оплетке коаксиального кабеля припаивалась тонкостенная трубка или фольга; центральный электрод представлял собой отрезок медного или латунного стержня, припаянного к центральной жиле кабеля. Импульс высокого напряжения прикладывается между центральной жилой и оплеткой кабеля, обычно – отрицательной полярности. В зазоре между центральным и внешним электродом создаваемая плазма ускоряется силой Ампера. Конструкция рабочего отрезка коаксиальной пушки представлена на рис. 1.3, на котором показано направление протекания тока $\vec{J}_r$ при пробое по поверхности изолятора. Возникающее магнитное поле $\vec{B}_\varphi$ и связанная с ним сила Ампера $\vec{F}_A$ приводят к ускорению плазменной перемычки, образованной испаренным материалом изолятора.

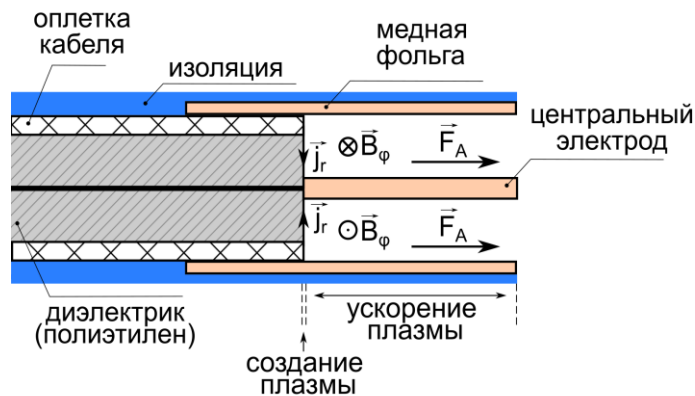


Рисунок 1.3 – Эскиз конструкции рабочего отрезка коаксиальных генераторов плазмы

Для пушек исполнения КП1 и КП2 зона ускорения имела длину 8–12 мм от торцевого среза изолятора и выполнялась из тонкостенной медной трубки (фольги), установленной по внешнему диаметру оплетки (5,5 мм для кабеля РК-75-4-11 или 8 мм для кабеля РК-50-7-12). У более тонкого кабеля РК-75-4-11 центральная жила, имеющая диаметр 0,7 мм, медной втулкой утолщалась до 2 мм для предупреждения перегрева и быстрой выработки. У пушки исполнения КП3 длина зоны ускорения составляла 10 мм, диаметр центрального проводника был увеличен до 1,5 мм. Для облегчения пробоя в поверхность полиэтилена между центральной жилой и

оплеткой кабеля внедрялась графитовая пыль, после чего производилась высоковольтная тренировка пушки при атмосферном давлении (до 10 выстрелов).

Подводящие кабели помещались в металлические штанги, которые вводились через вакуумное уплотнение в рабочий объем плазменной камеры. Другой конец коаксиального кабеля подключался к источнику питания коаксиального генератора через высоковольтный вакуумно-плотный проходной разъем.

Электрическая схема источника питания, использовавшегося с пушками КП1 и КП2, представлена на рис. 1.4. С этим источником питания проводились эксперименты, описанные в работах [50-53]. Внешний вид использованных источников питания коаксиальных пушек показан на рис. 1.5.

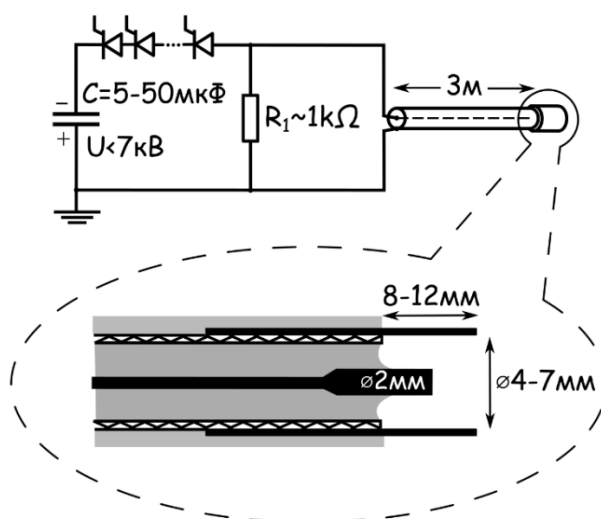


Рисунок 1.4 – Электрическая схема источника питания для пушек исполнения КП1 и КП2



Рисунок 1.5 – Внешний вид высоковольтных источников питания пушек исполнения КП1, КП2 (слева), и ГИТ пушки исполнения КП3 (справа)

Принципиально блоки питания для КП1 и КП2 представляли собой емкостной накопитель энергии (ЕНЭ), коммутируемый полупроводниковыми ключами на коаксиальный ускоритель. Энергия накапливалась в конденсаторных батареях емкостью 50 мкФ или 5 мкФ, разряжаемых через последовательные сборки из тиристоров марки Т500 со снабберными цепями. Накопитель высокой емкости (50 мкФ) использовался с пушкой КП1, при такой ёмкости ЕНЭ и рабочем напряжении 3,5 кВ длительность импульса тока составляла 70 мкс по основанию с фронтом нарастания 15 мкс [50]. С меньшей емкостью в ЕНЭ, но при более высоких напряжениях проводились эксперименты с пушкой исполнения КП2, импульс тока имел длительность 15 мкс с фронтом нарастания 7 мкс [52, 53]. Параллельно нагрузке включался резистор номиналом $R \sim 1$ кОм для обеспечения стабильного открывания тиристоров и шунтирования тока, утекающего на пушку через снабберные цепи при закрытом ключе. Цепей предварительного инициирования разряда не использовалось, пробой развивался непосредственно при подаче на пушки напряжения в пределах 1-7 кВ.

На основании результатов первых экспериментов с целью увеличения скорости и начальной энергии плазменной струи был разработан и изготовлен специальный блок питания коаксиальной пушки – генератор импульсов тока (ГИТ), формируемых в нагрузке (коаксиальная плазменная пушка) при разряде на нее емкостного накопителя энергии через полупроводниковый коммутатор на основе реверсивно-включаемых динисторов с обратной проводимостью. Емкость накопителя ГИТ может изменяться от 5 мкФ до 40 мкФ, а зарядное напряжение - в диапазоне 4-12 кВ, что позволяет варьировать энергию, выделяемую в нагрузке, от 40 Дж до 2 кДж. При этом амплитуда максимально возможного тока в нагрузке при предельных параметрах составляет 50 кА.

Источники питания отличались по форме разрядного тока (рис. 1.6). В случае источника питания генераторов исполнения КП1 и КП2 ток имеет форму одиночной полуволны. В случае ГИТ форма тока представляет собой последовательность колебательных импульсов тока в виде полуволн синусоиды переменной полярности с уменьшающейся амплитудой, разделенных паузами. Форма тока для ГИТ, представленная на рис. 1.6, получена при напряжении 4 кВ, емкость была выбрана равной 20 мкФ. Эксперименты по моделированию динамики плазменной струи проводились, в основном, в течение первого импульса тока, при изменяемой емкости накопителя ГИТ, которая определяла и энергетику инжестируемой плазмы, и длительность инжестии. Так, при емкости накопителя ГИТ 20 мкФ длительность первого импульса тока плазменной пушки составляла 20 мкс; при емкости 5 мкФ – 12 мкс.

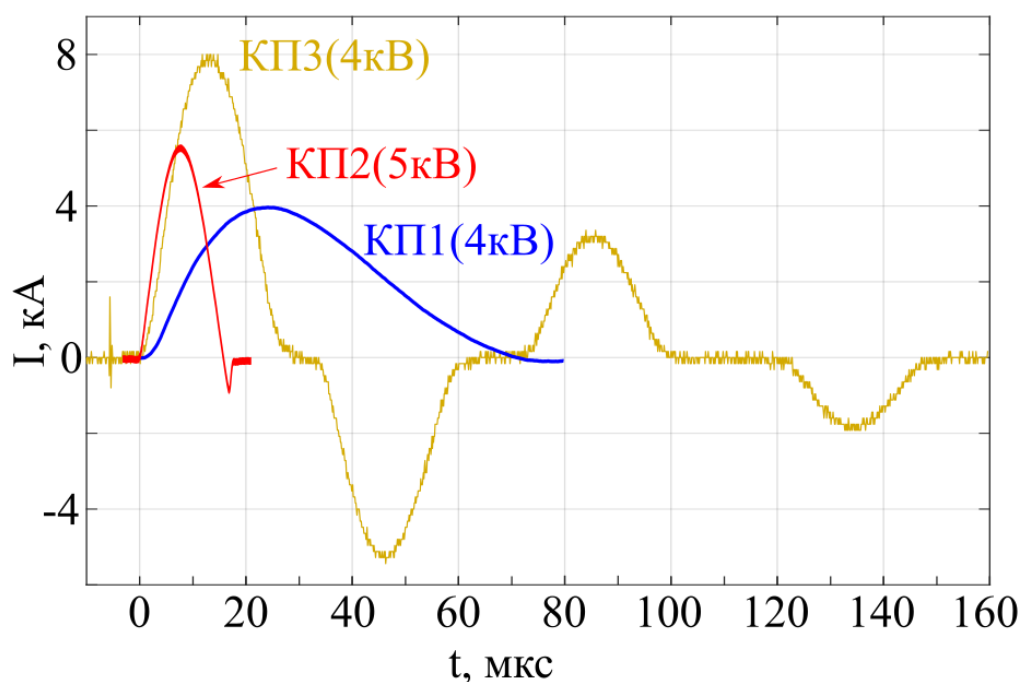


Рисунок 1.6 – Формы импульсов тока при работе с разными коаксиальными пушками, подключенным к источникам питания различных исполнений

1.4 Диагностика параметров плазмы

Для определения параметров плазмы, создаваемой коаксиальными генераторами, применялись различные диагностики, в том числе дублирующие и дополняющие друг друга. Использовались зондовые диагностики для определения локальных параметров плазмы, таких как концентрация и температура электронов, а также бесконтактные методы, включавшие в себя съемку с помощью наносекундных ICCD камер, СВЧ-интерферометрию, пассивную эмиссионную спектроскопию.

1.4.1 ICCD камеры с быстрым затвором

Одной из основных бесконтактных диагностик динамики плазмы являются ICCD-камеры с быстрым затвором. Применялись ICCD камеры моделей 4Picos (компания «Stanford Computer Optics», США) и НАНОГЕЙТ-24 (ООО «НПП НАНОСКАН», Россия) с электронным затвором, обеспечивающим наносекундные выдержки при съемке. Обычно в экспериментах выдержка при съемке плазменных струй составляла 0,1-1 мкс, что позволяло исследовать динамику плазмы в

процессе ее инъекции и взаимодействия с фоновой средой. Использовалось два ракурса съемки: вдоль внешнего магнитного поля с торца камеры – с расстояния около 9 м через объектив «Юпитер-21М» с фокусным расстоянием $F = 200$ мм, и поперек магнитного поля через боковой фланец – с расстояния около 2 м через объектив «Гелиос-44-2» с фокусным расстоянием $F = 58$ мм. Запуск камеры осуществлялся внешним импульсом синхронизации. Перед открыванием электронного затвора камера формирует контрольный импульс (строб - импульс), который в ходе экспериментов записывался вместе с осциллограммой тока коаксиального генератора с целью точной привязки момента съемки к началу инъекции плазмы.

В основном, использование фотокамеры осуществлялось по следующей методике. В начале экспериментальной серии снималось «интегральное» изображение с линейкой масштаба в плоскости плазменного объекта, предполагаемого для изучения. Затем проводилась скоростная фотосъемка с нанесением размерной сетки на набор последовательных снимков, по которым восстанавливалась динамика плазмы и получались ее количественные характеристики. Обработка изображений подразумевала регулировку контрастности и чувствительности, включая преобразование монохромного изображения в цветовые шкалы (т.н. «псевдоцвет»), а также восстановление профилей яркости по пространству в целях получения количественной информации о динамике плазмы. Пример построения профиля яркости показан на рис. 1.7.

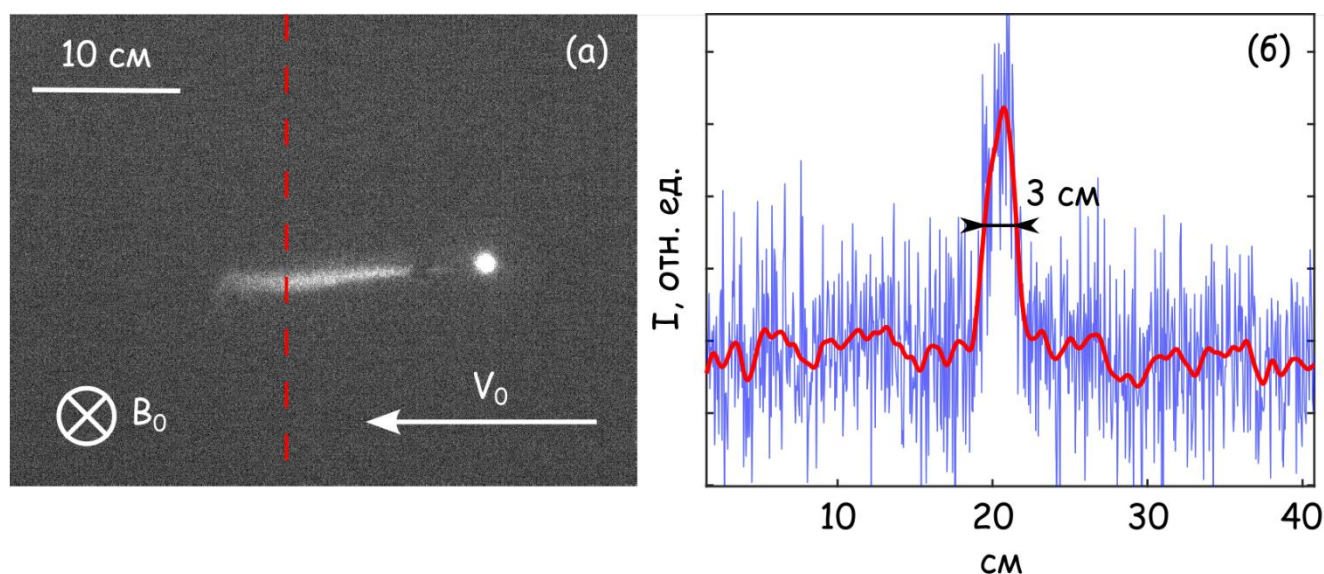


Рисунок 1.7 – Пример использования камеры 4Picos в эксперименте. (а) – Фотография плазменной струи, расширяющейся поперек поля $B_0 = 450$ Гс; (б) – Профиль яркости, построенный по исходному изображению вдоль сечения, отмеченного пунктирной линией: поперечный размер струи плазмы по полувысоте составляет 3 см

1.4.2 Индуктивные магнитные зонды

Для локальных измерений возмущений магнитного поля, создаваемых плазменными струями, использовались магнитные зонды. Работа магнитного зонда типа индуктивной петли основана на законе электромагнитной индукции Фарадея. Основное назначение зонда – определение величины и динамики диамагнитного эффекта в плазменной струе. Конструктивно магнитный зонд представляет собой катушку из n витков площадью S каждый. При изменении магнитного поля в ней, согласно закону Фарадея, наводится ЭДС $\varepsilon = -nS \frac{dB}{dt}$. Регистрация осуществляется цифровым осциллографом, развертка которого синхронизирована с моментом начала инжекции плазмы коаксиальным ускорителем. Для определения зависимости $B(t)$ сигнал с магнитного зонда численно интегрируется по времени.

В экспериментах использовались магнитные зонды разных вариантов исполнения с различными чувствительностями и постоянными времени. В основном, использовались зонды, состоящие из шести круговых витков диаметром 1,5 или 2 см. Зонды подключались коаксиальными линиями с волновым сопротивлением 50 Ом на вход осциллографа с согласованным нагрузочным сопротивлением номиналом $R = 50$ Ом. Постоянная времени зондов, определяемая как $\tau = \frac{L}{R}$, где L – индуктивность катушки зонда, составляла 50-100 нс. Магнитные зонды в измерениях использовались в режиме трансформатора напряжения: постоянная времени зонда удовлетворяла условию $\tau \ll \Delta t$, где Δt – характерное время процесса. Чтобы магнитные зонды были чувствительны только к магнитным полям, они помещались в электростатические экраны с тонким разрезом. Для электрической изоляции зондов от плазмы их экраны покрывались диэлектриком (эпоксидной смолой).

Калибровка зондов проводилась путем их помещения в известное квазиоднородное магнитное поле известной величины. Для этих целей были использованы кольца Гельмгольца – пара круглых катушек, подключенных к источнику импульсного тока. Радиусы колец совпадают с расстоянием между ними, что обеспечивает область однородного магнитного поля в центре. Из закона Био-Савара-Лапласа можно получить выражение для величины магнитного поля в центре колец Гельмгольца: $B = 16\pi I / 5^{2.5} r$, где I – ток в кольцах, r – радиус колец. В качестве источника калибровочных импульсов тока использовался генератор Г5-78. Результатом калибровки является коэффициент K , который связывает интегрированный сигнал $U(t)$ на входе осциллографа с индукцией поля $B(t)$ по формуле $B(t) = K \int U(t) dt$.

1.4.3 Микроволновый интерферометр

Для определения концентрации плазмы плазменной струи был собран гомодинный СВЧ-интерферометр, схема которого приведена на рис. 1.8. В качестве СВЧ-генератора использовался полупроводниковый диод Ганна с частотой генерации 37,1 ГГц с выходной мощностью 100 мВт. Интерферометр был собран на волноводах сечением 7,2×3,4 мм. Соответствующая частоте генератора критическая концентрация плазмы по отсечке составляет $n_e = 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Сигнал с генератора через ферритовый вентиль разделялся на два плеча, одно из которых было опорным, а другое заводилось в рабочий объем плазменной камеры, где, собственно, сигнал набирал фазовый сдвиг, проходя через плазменную струю. Для излучения и приема сигналов использовались диэлектрические антенны, материал диэлектрика – фторопласт.

Проще всего интерпретировать результаты, получаемые интерферометром при просвечивании плоского слоя плазмы: такая геометрия была реализована в экспериментах по инъекции плазмы поперек магнитного поля (см. 4 главу диссертации). В этом случае плазма коллимируется в «лист», растекаясь вдоль поля. В результате образуется слой плазмы с квазипараллельными границами.

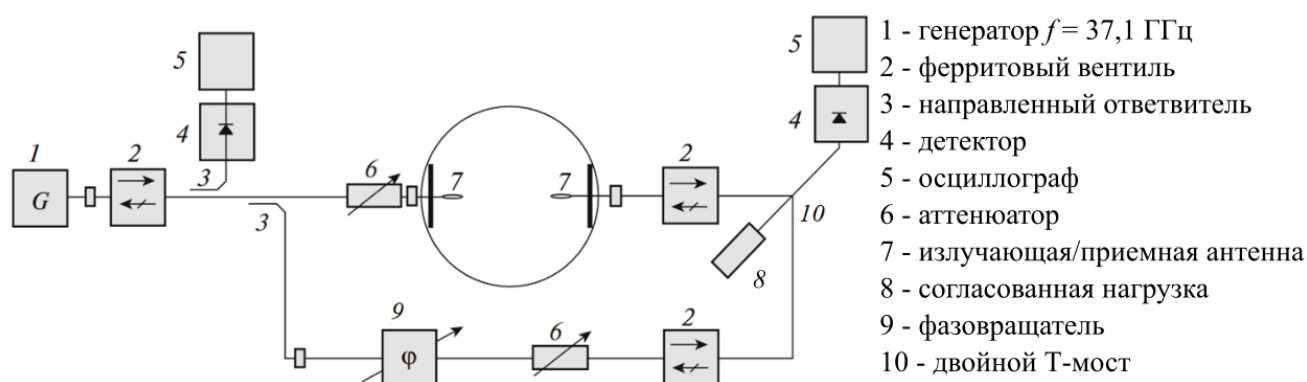


Рисунок 1.8 – Схема гомодинного СВЧ-интерферометра для определения концентрации плазмы

Схема размещения антенн интерферометра в рабочем объеме плазменной камеры показана на рис. 1.9 (слева). Перед монтажом интерферометра были проведены измерения диаграммы направленности используемых антенн в двух ортогональных плоскостях (рис. 1.10). Антенна запитывалась генератором от измерителя КСВН Р2-65, а сканирование по углу производилось полупроводниковым детектором с известным откликом. Диаграмма направленности такой антенны имеет вид лепестка с углом раскрытия по полувысоте 25° в E и в H плоскостях. Данные свидетельствуют о том, что в эксперименте конфигурации рис. 1.9 пятно

засветки интерферометра имеет диаметр 4,5 см. Это – разрешающая способность интерферометра поперек луча зрения.

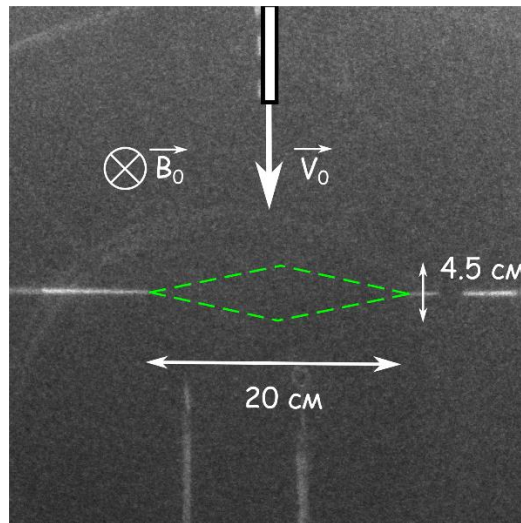


Рисунок 1.9 – Фотография антенн интерферометра, на которую наложены границы области засветки СВЧ-излучением

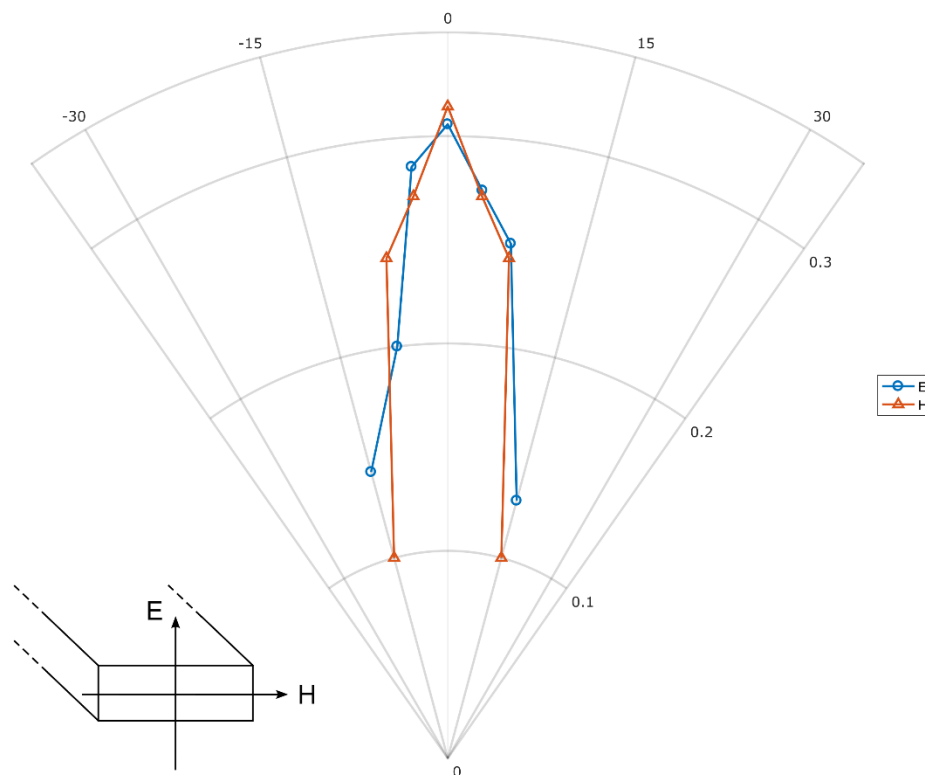


Рисунок 1.10 – Диаграмма направленности антенн, используемых для излучения и приема сигнала в интерферометре, в полярных координатах

При интерпретации измерений интерферометром использовалась стандартная методика [54]. Набег фазы при прохождении электромагнитной волны через слой плазмы толщиной d

записывается как $\Delta\varphi = d(k_{\text{пл}} - k_0)$, где k_0 – волновое число в вакууме, $k_{\text{пл}}$ – волновое число в плазме, выражаемое из дисперсионного соотношения как $k_{\text{пл}} = k_0 \sqrt{1 - f_{pe}^2/f_0^2}$, где f_{pe} – плазменная электронная частота, f_0 – частота сигнала. Концентрация, соответственно, определялась как $n_e = (\frac{f^2\lambda}{\pi d}\Delta\varphi - \frac{f^2\lambda^2}{4\pi^2 d^2}\Delta\varphi^2)$, где $\Delta\varphi$ – набег фазы, $\lambda = 0,8$ см – длина волны, $f = 37,1$ ГГц – частота генератора, d – толщина плазменного слоя, определяемая по результатам съемки (см., например, рис. 1.7). Примеры интерферограмм и восстановленных зависимостей концентрации плазмы от времени приводятся на рис. 1.11.

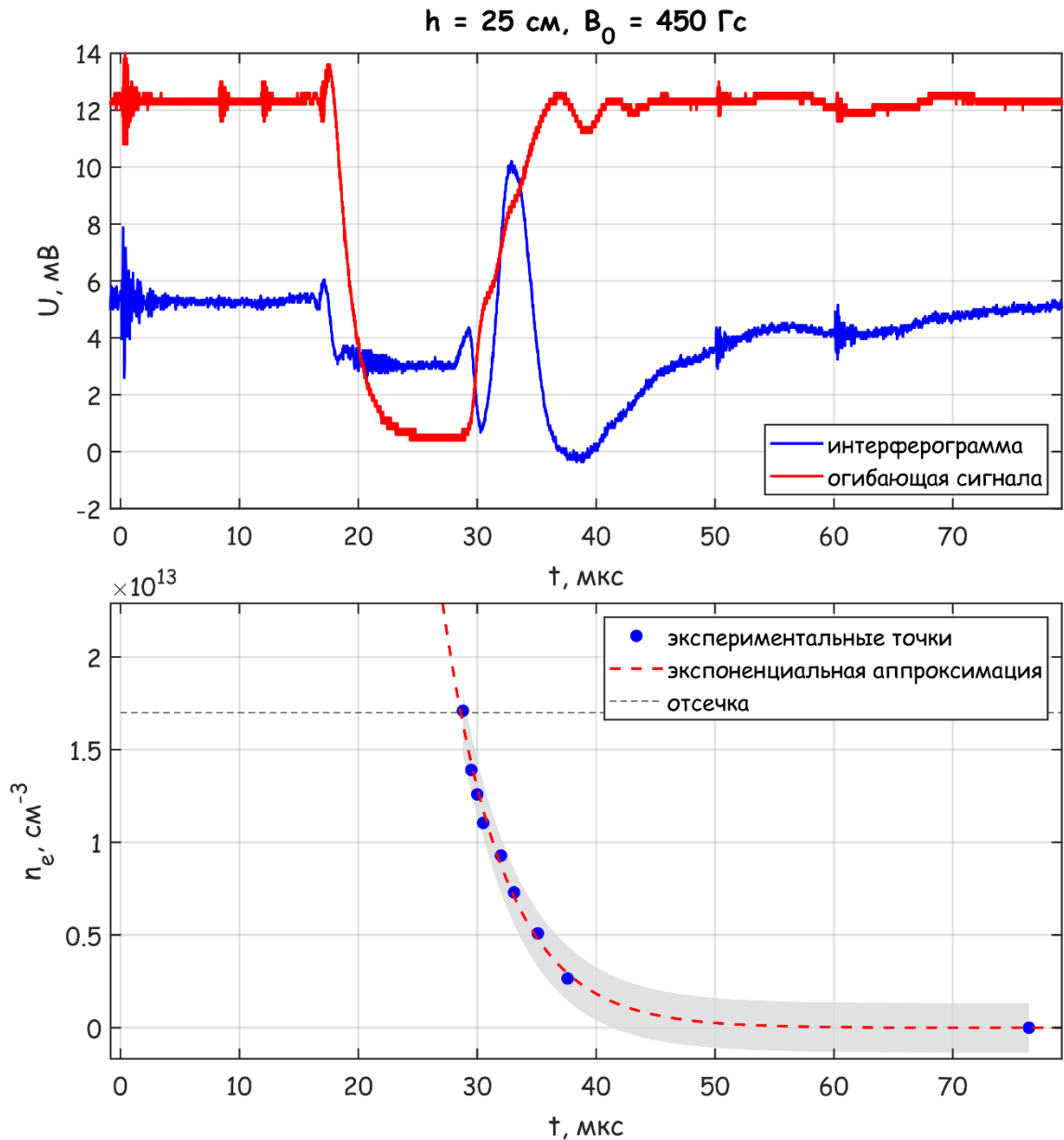


Рисунок 1.11 – Пример типичной интерферограммы (синяя кривая) и огибающей сигнала (красная кривая); восстановленный ход концентрации в зависимости от времени (снизу). Инжекция производилась в поле $B_0 = 450$ Гс в геометрии рис. 1.9, коаксиальная пушка была установлена на 25 см выше основного луча интерферометра

1.4.4 Электрические зонды

Локальные измерения концентрации и электронной температуры плазмы, создаваемой коаксиальным генератором, производились двойным электрическим зондом. Двойной электрический зонд представляет собой пару параллельных молибденовых электродов диаметром 0.7 мм и длиной 10 мм, запаянных в трубку из кварцевого стекла; расстояние между электродами зонда 5 мм. Зонд, установленный в штанге, через проходной вакуумный разъем подключается к аккумуляторному источнику постоянного напряжения. Меняя напряжение на источнике от одного «выстрела» установки к другому, можно снимать ВАХ, из которой извлекается информация о концентрации и температуре электронов плазмы. Устройство электрического зонда и его схема включения представлены на рис. 1.12.

Также измерения концентрации плазмы и ее скорости проводились с помощью коллектора ионов. Коллектор ионов представляет собой одиночный электрический зонд в металлическом экране из медной трубки с отверстием диаметром 0,6 мм. Коллектор обычно используется в режиме ионного тока насыщения – на него подается отрицательный потенциал относительно экрана, при этом коллектор собирает поток ионов с плотностью $n_i V_i$. Для того, чтобы более точно измерять концентрацию потока, коллектор был откалиброван в фоновой плазме с известной концентрацией, определенной СВЧ-зондом на отрезке двухпроводной линии: сначала на установке КИ-1 в ИЛФ СО РАН, затем на стенде «Крот». Устройство коллектора ионов и схема его подключения представлены на рис. 1.12. Коллектором ионов такой конструкции можно не только снимать распределения ионов в пространстве, но и получать информацию о распределении потоков ионов по углу.

Определение концентрации ионов осуществлялось следующим образом. Чтобы работа зонда происходила в режиме ионного тока насыщения на коллектор подавалось постоянное отрицательное напряжение $U_0 = -90$ В. Зонд подключался к осциллографу через разделительную емкость на нагрузочное сопротивление $R = 50$ Ом; осциллограммы напряжения пересчитывались в осциллограммы тока, из которых восстанавливался временной ход концентрации ионов: $I = U_0/R = Z_i n_i e V_0 S K$, где Z_i – зарядовое число иона, n_i – концентрация ионов, e – элементарный заряд, V_0 – скорость ионов, $S = 0,0028$ см² – площадь собирающей поверхности (отверстия в экране), K – калибровочный коэффициент, получаемый в фоновой плазме известной концентрации. Зарядовое число ионов, исходя из данных пассивной эмиссионной спектроскопии углеродо-водородной плазмы, можно принять равным единице, скорость ионов для расчетов определялась по задержкам появления тока на коллекторе в заданных точках пространства, и составляла от 30 до 50 км/с.

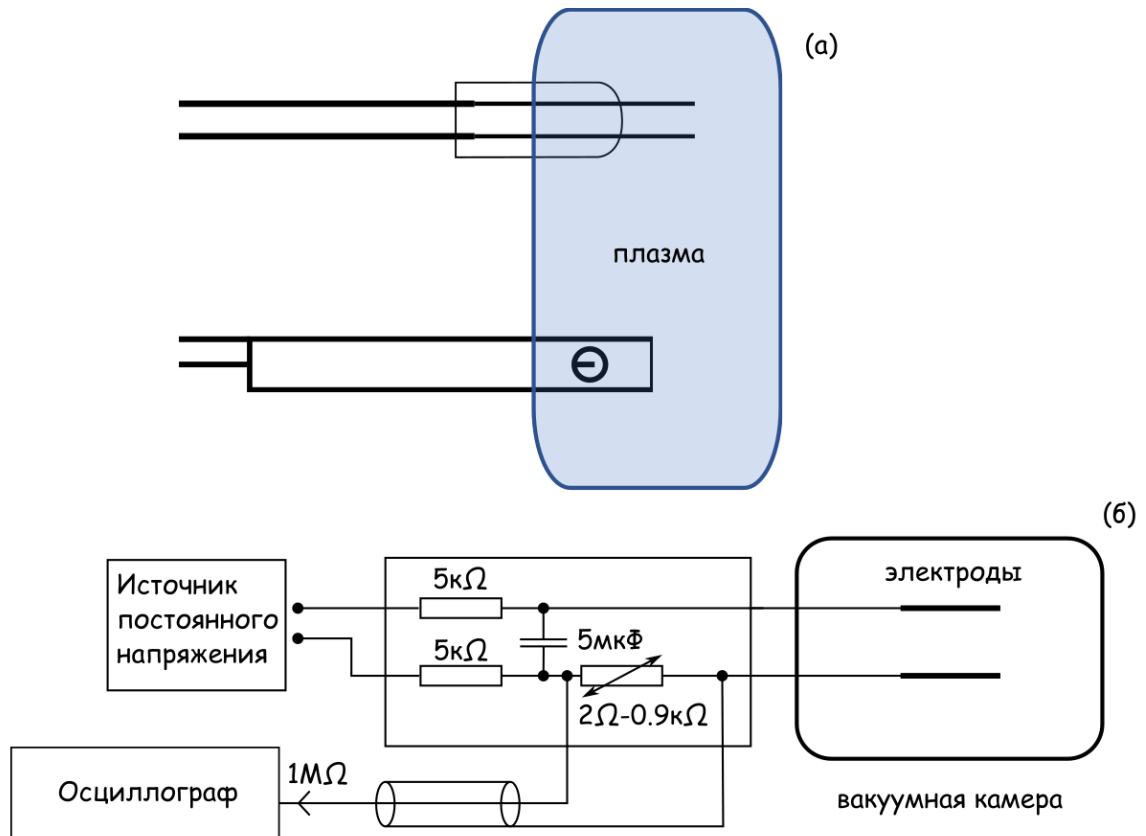


Рисунок 1.12 – (а) Схематическое изображение двойного электрического зонда и коллектора ионов; (в) схема включения электрических зондов

Пример исходной осциллограммы и полученной зависимости концентрации ионов от времени приведен на рис. 1.13. Приводится запись всей последовательности сгустков плазмы при инжекции поперек магнитного поля индукцией 450 Гс, коллектор был установлен на расстоянии $y_0 = 12$ см. Видно, в частности, что сигналы с коллектора появляются все позже с каждым последующим импульсом тока, что соответствует уменьшению скорости ионов по мере уменьшения амплитуды ускоряющего напряжения и тока.

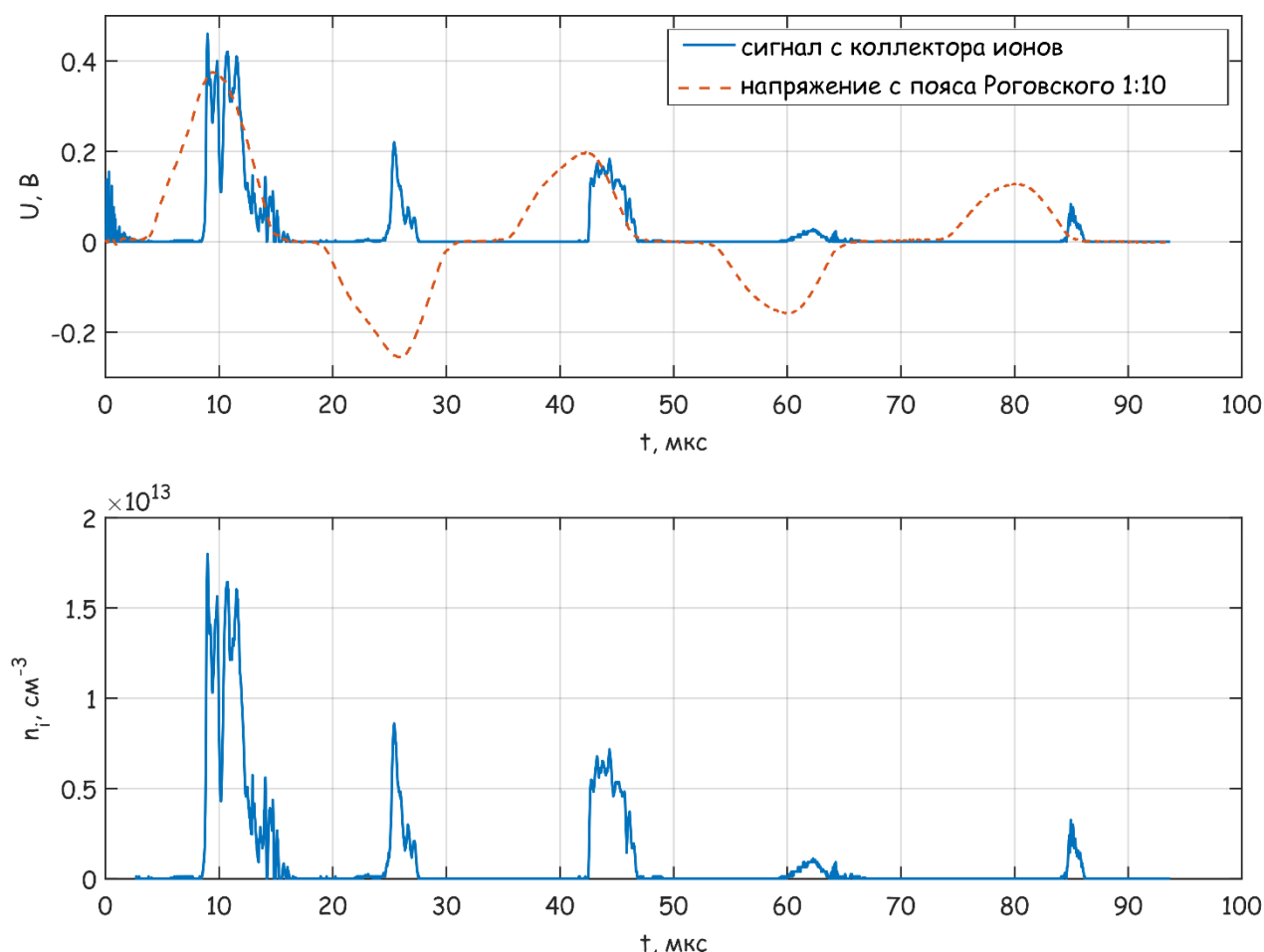


Рисунок 1.13 – Верхняя панель: пример полной осциллограммы сигнала с коллектора при инъекции последовательных сгустков плазмы поперек поля $B_0 = 450$ Гс, пунктиром нанесена осциллограмма разрядного тока в коаксиальном генераторе с пояса Роговского. Нижняя панель: временной ход ионной концентрации, восстановленный из сигнала с коллектора

1.4.5 Пассивная оптическая эмиссионная спектроскопия

Для определения ионного состава плазмы, создаваемой коаксиальными генераторами, совместно со специалистами ИЛФ СО РАН проводились измерения свечения плазмы в спектральных линиях водорода и углерода. Для спектрального разложения оптического излучения использовался монохроматор МДР-3. Регистрация осуществлялась либо импульсной ПЗС-линейкой (прибор с зарядовой связью), позволяющей получать спектр излучения в широком диапазоне длин волн с временным разрешением ~ 10 мкс, либо с ФЭУ-83 с высоким временным разрешением в настройке на конкретные линии. Схема измерений показана на рисунке 1.14.

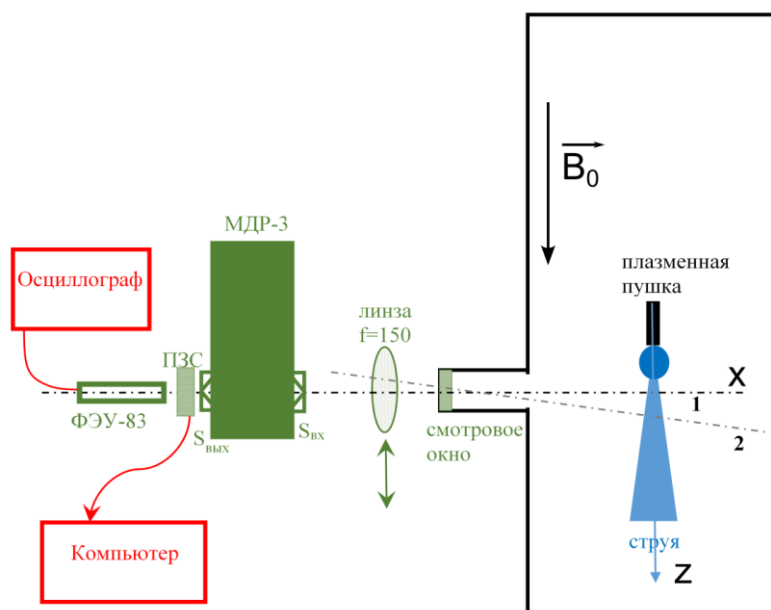


Рисунок 1.14 – Схема спектральных измерений излучения плазмы, создаваемой коаксиальным генератором

1.5 Параметры плазмы на стенде «Крот» применительно к лабораторному моделированию геофизических и астрофизических явлений

На рис. 1.15 приведена серия изображений плазменной струи, полученных при достаточно высокой энергии, запасаемой в ЕНЭ источника питания коаксиального генератора (12 кВ, 5 мкФ). Скорость движения переднего края струи, оцениваемая по серии последовательных изображений в видимом свете, составляет несколько десятков км/с, в данном случае $V_0 = 50$ км/с. Длительность импульса инжекции от 10 до 70 мкс, в зависимости от источника питания, характерные продольные размеры плазменной струи – от 20 см до приблизительно 1 м; они определялись длительностью инжекции и энергией, запасенной в ЕНЭ.

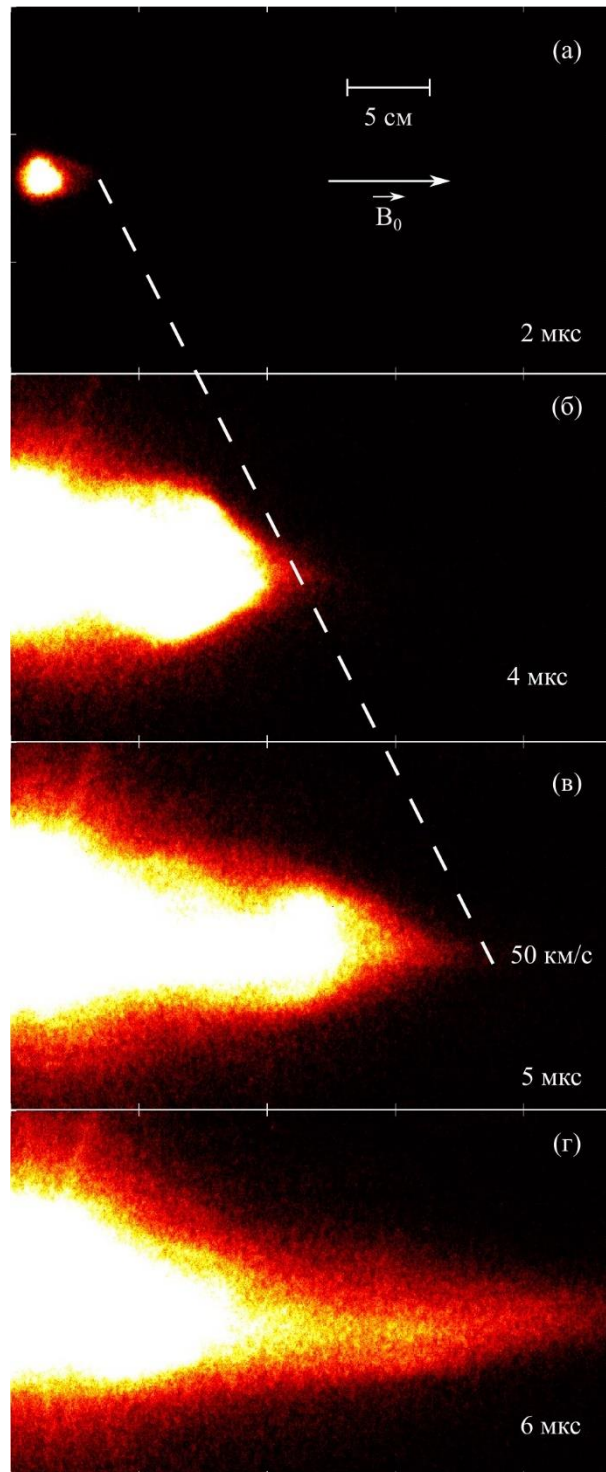


Рисунок 1.15 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи при разлете вдоль магнитного поля индукцией $B_0 = 450$ Гс, полученные в различные моменты времени после начала нарастания тока коаксиальной пушки (2, 4, 5 и 11 мкс); выдержка при съемке 0,1 мкс; параметры ГИТ: 12 кВ, 5 мкФ

Исследование основных параметров плазмы – концентрации n_e и температуры электронов T_e производились двойными электрическими зондами. Наиболее качественные измерения были проведены для плазмы коаксиальной пушки при умеренной энергетике, с параметрами

емкостного накопителя $U = 3,5$ кВ и $C = 50$ мкФ, при длительности импульса тока около 70 мкс. На рис. 1.16 приведены осциллограммы тока и напряжения на пушке, под ними восстановленные зависимости $n_e(t)$ и $T_e(t)$ за одну инжекцию. При прикладываемом к ускорителю напряжении 3.5 кВ ток разряда достигает величины 4 кА (рис. 1.16(а)). Параметры плазмы, измеренные на расстоянии 30 см от точки инжекции плазмы, таковы: максимальная электронная концентрация составляет $n_e \approx 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, электронная температура достигает $T_e \approx 4$ эВ (рис. 1.16 (б)). Вольтамперные характеристики двойного электрического зонда, из которых были получены эти параметры плазмы, приводятся на рис. 1.16 (в).

Для того, чтобы получить ВАХ приемлемого качества при воспроизводимых параметрах плазмы от «выстрела» к «выстрелу», на которой каждая точка соответствует отдельному «выстрелу», измерения проводились достаточно далеко от точки инжекции ($z = 30$ см). Это обусловлено необходимостью очистки поверхности зонда после каждого выстрела, поскольку она быстро покрывается углеродной пленкой – сажей. Разумно предположить, что в непосредственной близости от точки инжекции концентрация n_e и температура T_e электронов могут быть больше. При более высокой энергии в емкостном накопителе максимальная концентрация в струе превышает 10^{14} см^{-3} .

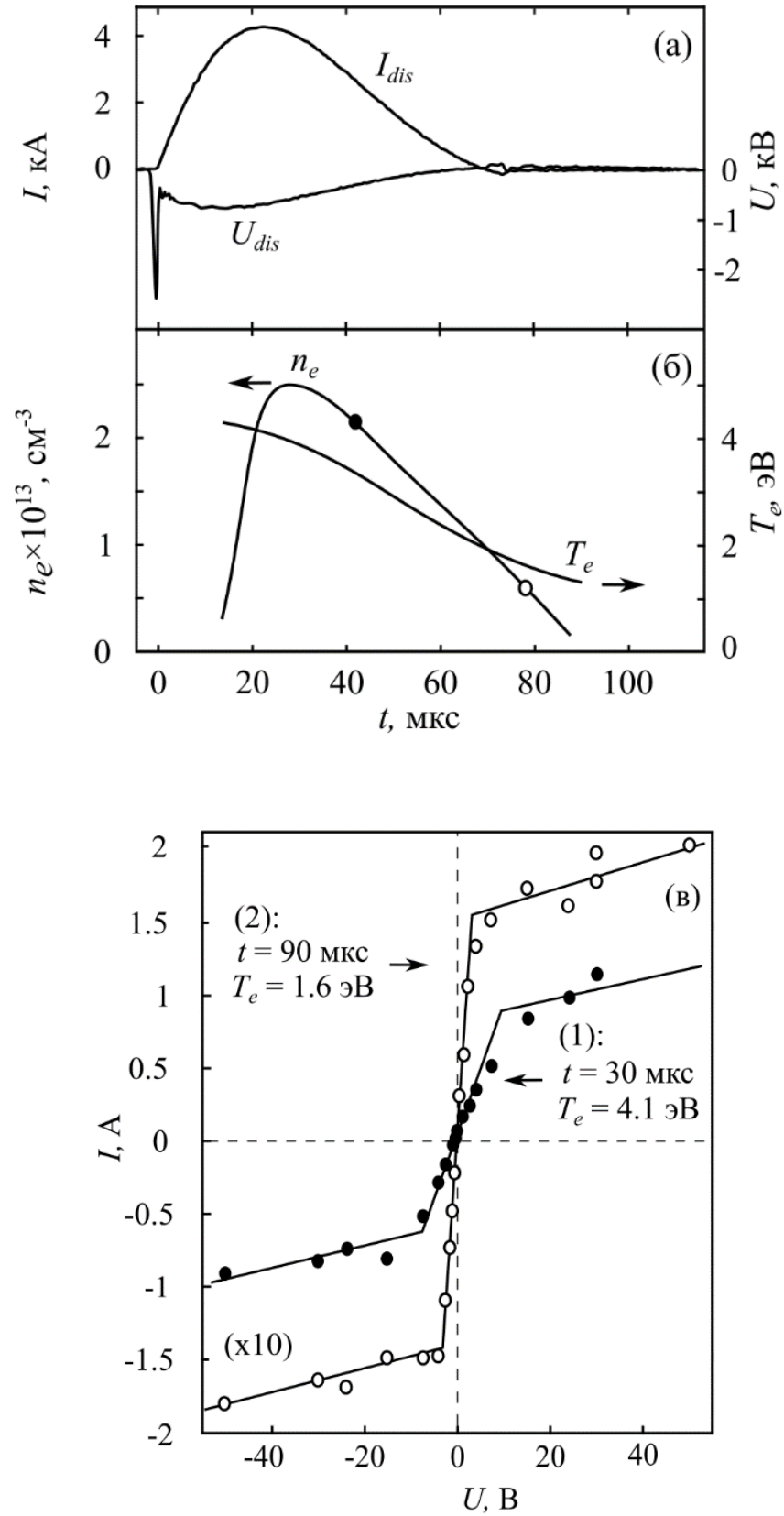


Рисунок 1.16 – Зависимости тока разряда и напряжения от времени (а); зависимости концентрации электронов n_e и электронной температуры T_e от времени (б); ВАХ двойного электрического зонда в моменты времени 30 мкс (кривая 1) и 90 мкс (кривая 2, увеличенная в 10 раз) после начала импульса тока пушки (в), измерения проведены на расстоянии 30 см от точки инжекции

Так как рабочее вещество в коаксиальных пушках представляет собой полиэтилен с химической формулой $(C_2H_4)_n$, то очевидно, что в результате высоковольтного пробоя должны образовываться ионы водорода и углерода. Говорить об ионном составе плазмы, создаваемой коаксиальными генераторами, можно на основе данных измерений методом пассивной эмиссионной спектроскопии. На рис. 1.17 приведен пример измерений светимости основных групп спектральных линий при индукции внешнего магнитного поля $B_0 = 45$ Гс. Эти измерения выполнены при средней энергии струи $E_0 \sim 0,1$ Дж и скорости $V_0 = 30$ км/с. Спектроскопические измерения, проведенные в диапазоне магнитных полей 45-450 Гс, показывают, что плазма включает ионы водорода (протоны) H^+ , однократно ионизированный углерод C^+ (CII) и, в небольшом количестве, двукратно ионизированный углерод C^{+2} (CIII).

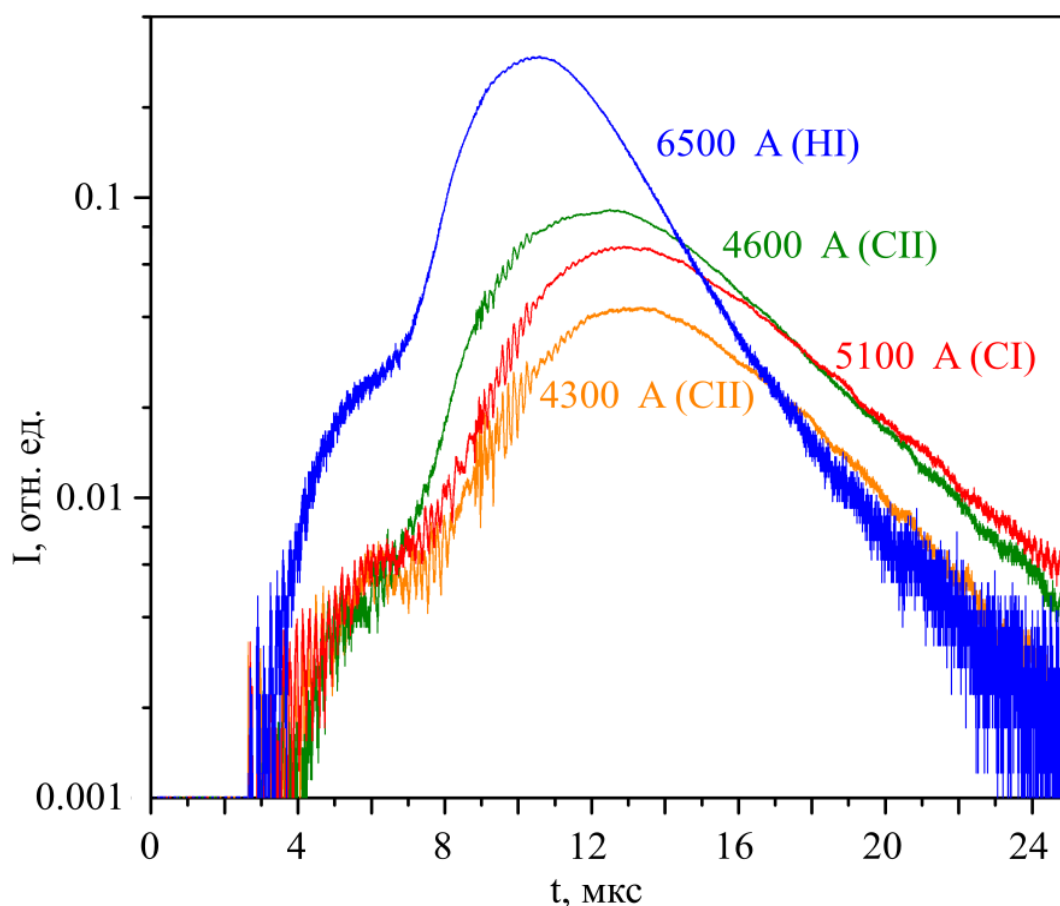


Рисунок 1.17 – Осциллограммы интенсивности свечения плазменной струи в спектральных полосах шириной 100 Å , содержащих основные линии излучения, полученные из области на расстоянии 12 см от среза пушки вдоль направления инжекции. Индукция внешнего магнитного поля $B_0 = 45$ Гс, ускоряющее напряжение пушки $U = 5$ кВ, ток пушки в максимуме $I_0 = 4$ кА

Полученные на основе диагностических данных параметры плазмы в экспериментах на стенде «Крот» сведены в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 – Параметры плазменной струи коаксиального генератора и фоновой плазмы на стенде «Крот»

Индукция внешнего поля B_0 , Гс	45 – 450
Концентрация нейтралов остаточного газа n_n , см ⁻³	3×10^{11}
Скорость плазменной струи V_0 , км/с	20 – 50
Ионный состав плазменной струи	H ⁺ , C ¹⁺
Концентрация плазмы струи n , см ⁻³	$10^{13} - 10^{14}$
Температура электронов плазменной струи T_e , эВ	1 – 4
Поперечный размер плазменной струи $R_{\text{плазмы}} \sim R_B$, см	11 – 2 см
Время инжекции плазменной струи $t_{\text{инж}}$, мкс	10 – 100
Ионный состав фоновой плазмы	Ar ⁺ , He ⁺
Концентрация фоновой плазмы n_* , см ⁻³	10^{12} см ⁻³
Температура электронов фоновой плазмы T_{e*} , эВ	~ 1
Поперечный размер фоновой плазмы $R_{\text{камеры}} = R_{\text{фоновой плазмы}}$, см	75
Время жизни фоновой плазмы t_* , мс	~ 3

На основе таблицы 1.1 оценим длины свободного пробега для кулоновских столкновений частиц всех сортов плазменной струи и фоновой плазмы, а также столкновений ионов плазмы с нейтрами. Длины свободного пробега между столкновениями ионов водорода и углерода с нейтрами остаточного воздуха, рассчитанные по поляризуемости N₂ и O₂, существенно превышают размеры плазмы и вакуумной камеры, и составляют не менее 10 метров. Длина свободного пробега λ_{ei} между столкновениями электронов и ионов плазменной струи составляет порядка и менее одного сантиметра, что свидетельствует о реализации режима столкновительных электронов на масштабе плазменной струи (~ 10 см). Длина ион-ионных столкновений λ_{ii} различных фракций струи варьирует в зависимости от типа частиц. Для протонов (H⁺-H⁺) режим взаимодействия на масштабе струи столкновительный: соответствующая длина свободного пробега порядка и меньше 1 см. Режим взаимодействия между ионами углерода (C¹⁺-C¹⁺) на масштабе струи близок к бесстолкновительному, если скорость струи больше 30 км/с.

Часть исследований была проведена при наличии фоновой аргонной плазмы с концентрацией $n_* = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при относительно низких скоростях плазменной струи $V_0 < 30 \text{ км/с}$. В этом режиме столкновения ионов струи с нейтралами рабочего газа не играют существенной роли в динамике взаимодействия, поскольку соответствующие длины свободного пробега оказываются не менее $\lambda_{in} \sim 1 \text{ м}$. В то же время, длина свободного пробега ионов струи относительно кулоновских соударений с ионами фоновой плазмы при скоростях струи уровня 20 км/с может составлять величину порядка нескольких сантиметров, т.е. соответствует столкновительному режиму взаимодействия.

При сопоставлении результатов лабораторных и космических экспериментов важно использовать безразмерные параметры подобия, а не абсолютные значения физических величин. При оценках используем то обстоятельство, что масштаб плазмы струи в условиях лабораторных и космических экспериментов во многих ситуациях, включая расширение плазмы в магнитном поле в вакуум и в фоновую плазму в режиме субальвовенского разлета, составляет величину порядка классического радиуса торможения $R_B \approx \sqrt[3]{3E_0/B_0^2}$ [55]. Мы ограничимся сопоставлением следующих основных безразмерных параметров: λ_{ii}/R_B , R_{Li}/R_B , λ_{ei}/R_B , Re_M , M_A . Отношения λ_{ii}/R_B и λ_{ei}/R_B характеризуют кулоновские столкновения (ион-ионные и электрон-ионные) на масштабе плазмы R_B ; отношение R_{Li}/R_B показывает, насколько замагничены ионы плазмы на ее поперечном масштабе; магнитное число Рейнольдса Re_M характеризует то, насколько заморожено магнитное поле в электроны; по числу Альвена-Маха $M_A = \sqrt{4\pi n_i m_i V_0/B_0}$ можно установить механизм взаимодействия плазменного потока с фоновой плазмой при ее наличии. В таблице 1.2 представлены оценки безразмерных параметров в двух активных космических экспериментах – AMPTE [56] и «North Star» [11] в сравнении с данными из экспериментов с плазменными струями на стенде «Крот».

Таблица 1.2 – Ключевые безразмерные параметры активного эксперимента в магнитосфере AMPTE [56], ионосферного эксперимента «North Star» [11] и экспериментов с плазменными струями на стенде «Крот»

	AMPTE [56]	«North Star» [11]	«Крот»
λ_{ii}/R_B	700	0,1	$10^{-2} - 1$
R_{Li}/R_B	1	0,4	3 – 5
λ_{ei}/R_B	300	10^{-2}	$10^{-3} - 10^{-1}$
Re_M	4×10^5	4×10^4	> 10
M_A	$\ll 1$	$\ll 1$	0,1 – 1

Сопоставление параметров в таблице 1.2 позволяет выявить следующие особенности различия режимов динамики плазмы. В случае магнитосферной инжекции АМРТЕ, с одной стороны, реализуется полностью бесстолкновительный режим взаимодействия частиц плазмы и магнитного поля: отношение длины свободного пробега ионов и электронов к характерному радиусу каверны существенно превышает единицу. С другой стороны, именно в этом эксперименте ионы оказываются не замагничены на масштабе облака плазмы в целом: $\frac{R_{Li}}{R_B} \sim 1$. Что касается инжекционных экспериментов типа «North Star», то внутри плазменной струи, где концентрация плазмы максимальна, для них характерен столкновительный режим и по электрон-ионным, и по ион-ионным столкновениям, подобный реализуемому в экспериментах на стенде «Крот». Однако во внешней области плазменной струи ионы, пересекающие границу плазмы и взаимодействующие с внешним магнитным полем, во всех трех случаях вполне можно рассматривать как бесстолкновительные.

В итоге, модельные эксперименты по инжекции плазменной струи в магнитное поле в вакуум и фоновую плазму на стенде «Крот» по ряду параметров воспроизводят активные космические эксперименты. Длина свободного пробега ионов внутри плазменного облака может быть как меньше его масштабов, так и сравнимой с ними, что соответствует ситуации в экспериментах типа «North Star». То, что на стенде «Крот» во внешней области плазменной струи ионы существенно незамагничены (в сравнении с масштабом торможения плазмы R_B), приближает условия моделирования к активным экспериментам, проводимым на магнитосферных высотах. Электроны в плазме оказываются существенно столкновительными ($\lambda_{ei}/R_B \ll 1$), что может обеспечивать эффективную диффузию магнитного поля на стадии распада плазменной струи, как, впрочем, и в экспериментах типа «North Star». В то же время, магнитное число Рейнольдса оказывается много больше единицы, что обеспечивает эффективное вытеснение магнитного поля потоком плазмы и формирование глубоких диамагнитных каверн, что наблюдается практически в любых активных экспериментах в околоземном космическом пространстве. Можно также считать, что эксперименты, подобные проводимым на стенде «Крот», позволяют расширить область безразмерных параметров моделирования до значений (комбинаций значений), не охваченных активными экспериментами: это, в перспективе, важно для верификации развиваемых моделей космических плазменных явлений на результатах активных и лабораторных экспериментов.

1.6 Основные результаты главы

Для экспериментов на стенде «Крот» по инжекции плазменных струй в магнитном поле в вакуум и в фоновую плазму изготовлены компактные коаксиальные генераторы на основе эрозионного разряда на полиэтилене с импульсными источниками питания, включая генератор импульсов тока с твердотельным коммутатором с максимальным током уровня до 50 кА.

Для исследования физических параметров электроразрядной плазмы генераторов создан диагностический комплекс, включающий контактные зондовые и бесконтактные диагностики. Контактные диагностики – магнитные зонды типа индуктивной петли, двойной электрический зонд, коллектор ионов с коллимирующим отверстием. Бесконтактные диагностики – ICCD камеры с быстрым затвором, СВЧ-интерферометр с частотой 37,1 ГГц, схема пассивной оптической эмиссионной спектроскопии для определения ионного состава плазмы.

С помощью зондовых диагностик и методами пассивной ионной спектроскопии определены параметры плазменной струи: концентрация электронов $n_e \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в основной части струи, температура электронов $T_e = 1\text{-}4 \text{ эВ}$. Плазма состоит, преимущественно, из ионов водорода (протонов) и ионов углерода низкой зарядности C^{1+} .

Определенные параметры плазмы позволили оценить режим расширения струй и их взаимодействия с внешним магнитным полем. Оценки безразмерных параметров подобия показали, что по режиму замагниченности, бесстолковительности, энергетике и динамике магнитного поля на плазменном стенде «Крот» возможно ограниченное моделирование эффектов, присущих некоторым активным космическим экспериментам.

Глава 2 Исследование динамики диамагнитной каверны при инжекции плазменной струи вдоль магнитного поля

Инжекция плазменной струи в вакуум или фоновую плазму вдоль магнитного поля – достаточно распространенный сценарий, реализуемый и в лабораторных экспериментах, и в активных экспериментах в ближнем космосе, и в астрофизике. С точки зрения анализа и интерпретации экспериментальных данных, такая геометрия достаточно удобна, поскольку изначально предполагает аксиальную симметрию. Симметрия, в свою очередь, позволяет уменьшить объем измерений и несколько упростить оценки. В частности, в плане теоретического описания, картину динамики плазменной струи на некоторых стадиях можно свести к разлету бесконечной цилиндрической плазменной струи в продольном магнитном поле, задача о котором хорошо проработана [57].

Инжекция искусственных плазменных потоков вдоль геомагнитного поля в различных постановках на разных высотах проводилась в активных ракетных экспериментах, например «Fluxus» [10], CRRES [15]. Активные эксперименты оставили после себя ряд вопросов, связанных с диамагнитными кавернами, образующимися при разлете плазмы в магнитном поле, включая проблему аномально быстрого восстановления магнитного поля. Оценки показывают, что во многих экспериментах характерное время классической диффузии магнитного поля, обусловленной кулоновскими столкновениями, в несколько раз, а то и на порядки величины, превышает фактическое время восстановления магнитного поля. Это явление принято связывать с развитием различных неустойчивостей на границе плазмы на стадии ее торможения. Аномально быстрое проникновение магнитного поля в плазму наблюдается и в лазерных экспериментах [40, 58, 59], моделирующих космические явления, в которых плазменные потоки подвержены развитию различного вида неустойчивостей, однако вопрос о том, всегда ли развитие неустойчивостей (нижнегибридных [60], желобковых [58]) сопровождается аномальной диффузией магнитного поля в плазму, остается открытым.

Данная глава диссертации посвящена экспериментам по продольной инжекции плазмы, создаваемой компактными коаксиальными генераторами различных исполнений. Основное внимание уделено масштабам и динамике диамагнитных каверн, связи их параметров со скоростью и энергией плазменных струй. Основные результаты главы изложены в статьях [50, 51, 52, 53].

2.1 Динамика диамагнитной каверны в вакууме

2.1.1 Общая характеристика магнитных возмущений, создаваемых плазменной струей

Все эксперименты по инъекции плазменной струи вдоль магнитного поля концептуально выглядели следующим образом. Внутри соленоида вакуумной камеры помещалась коаксиальная пушка, ориентированная так, чтобы плазменная струя инжектировалась вдоль направления силовых линий магнитного поля B_0 . Большая часть экспериментов проводилась при инъекции в вакуум, часть исследований проводилась с фоновой аргоновой или гелиевой плазмой, создаваемой индукционным ВЧ разрядом. При исследованиях динамики плазменной струи основными диагностическими средствами являлись различные зонды, применяемые совместно со скоростными ICCD камерами. На рис. 2.1 показана типичная геометрия эксперимента по инъекции плазменных струй вдоль внешнего магнитного поля и используемое диагностическое оборудование — магнитные и электрические зонды, скоростная камера.

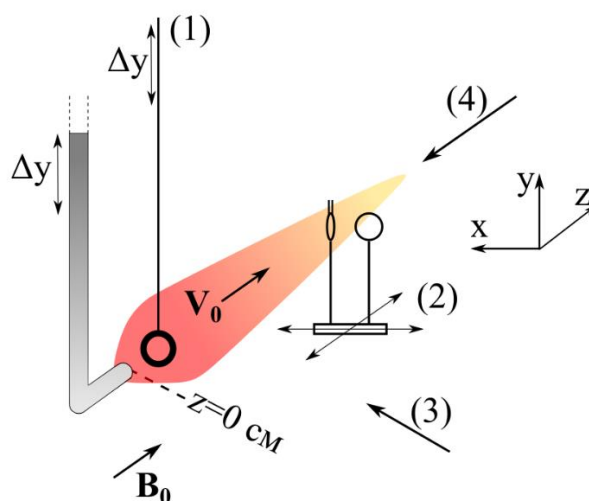


Рисунок 2.1 – Схема эксперимента при инъекции вдоль магнитного поля с расположением диагностик: (1) – магнитный зонд; (2) – двухкоординатная подвижная платформа с магнитным и электрическим зондами; (3)-(4) – ракурсы фотосъемки сбоку и с торца вакуумной камеры

Расширение плазменной струи в магнитном поле сопровождается возмущением последнего, и, в первую очередь, диамагнитным эффектом. При превышении давлением (динамическим, $nMV_0^2/2$, и газокINETическим $n(T_e + T_i)$) потока плазмы давления магнитного поля, внешнее магнитное поле в объеме плазмы может ослабляться вплоть до полного вытеснения. Величина полностью вытесненного магнитного поля, размеры и время жизни диамагнитной каверны зависят от энергии плазменной струи и длительности инъекции.

На рис. 2.2 представлены интегрированные сигналы с магнитных зондов, отражающие возмущения магнитного поля при расширении плазмы различных коаксиальных генераторов в полях уровня 50 Гс и 200 Гс, полученные на оси струи на расстоянии $z \approx 10$ см от точки инъекции. При расширении плазменного потока в одном и том же поле плазма из коаксиального генератора с наибольшей запасенной энергией в накопителе формирует более глубокую диамагнитную каверну. Важна и длительность импульса инъекции: чем короче фронт нарастания тока, тем глубже каверна образуется. Полное вытеснение магнитного поля наблюдается для пушек исполнения (2) и (3) – максимальный уровень полностью магнитного поля B_0 превышает 200 Гс. Для пушки исполнения (1), у которой наименьшая амплитуда разрядного тока и наибольшая его длительность, полное вытеснение магнитного поля наблюдается при индукциях не более 50 Гс. Также на рис. 2.2 хорошо видна электромагнитная неустойчивость, развивающаяся в процессе инъекции плазмы и имеющая на осциллограммах вид интенсивных пульсаций сигнала. Электромагнитные шумы наиболее выражены в экспериментах с коаксиальной пушкой (2), причем интенсивные шумовые всплески наблюдаются только в интервале времени, соответствующем максимальному вытеснению магнитного поля. Менее выражены шумы в магнитных сигналах в экспериментах с длинноимпульсным (~ 70 мкс) коаксиальным генератором (1) с небольшой энергией в емкостном накопителе ($C = 5$ мкФ, $U = 3,5$ кВ). Для пушки (3) со сравнимой с (2) энергией, но большей скоростью V_0 в экспериментах, где реализовывалось полное вытеснение B_0 , электромагнитные шумы не наблюдались.

Число рабочих циклов («выстрелов») без замены рабочей части коаксиального генератора при умеренных параметрах источника питания ($C = 5$ мкФ, $U = 7$ кВ, длительность импульса тока порядка 11 мкс) превышает несколько тысяч, что позволяет детально изучить пространственную структуру диамагнитной каверны в её динамике. В эксперименте по исследованию структуры каверны использовались шесть идентичных шестивитковых магнитных зондов диаметром 1,5 см, установленных в линию с шагом 1,5 см на двухкоординатной подвижной платформе. Такая диагностическая система позволила провести сканирование возмущений магнитного поля в плоскости (x, z) . Профили $B_z(x)$ измерялись от «выстрела» к «выстрелу» в пяти сечениях по координате z : 8, 13, 18, 25 и 33 см. Для каждого значения индукции B_0 в каждом сечении регистрировалось около 30 волновых форм вдоль координаты x , причём в каждой позиции по x записывалось 3–5 волновых форм для последующего усреднения. Применение шести датчиков одновременно сократило число инъекций плазмы: за один «выстрел» фиксировались волновые формы сразу в шести точках пространства по x . В каждом сечении по z платформа с зондами устанавливалась в пяти положениях по x , обеспечивая шаг сканирования менее 1 см.

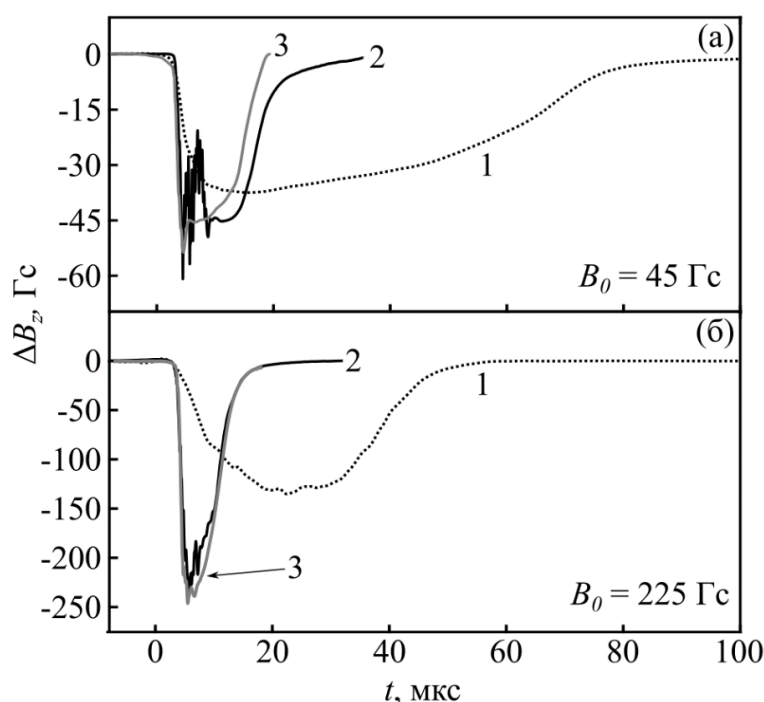


Рисунок 2.2 – Пример записей возмущения фонового магнитного поля уровня 50 Гс (а) и уровня 200 Гс (б) при инъекции струи плазмы различными коаксиальными пушками. 1 – пушка с $C = 50$ мкФ, $U = 3,5$ кВ и длинным импульсом тока (70 мкс); 2 – пушка с $C = 5$ мкФ, $U = 5$ кВ и укороченным импульсом тока (15 мкс); 3 – пушка с $C = 5$ мкФ, $U = 7$ кВ (11 мкс). Магнитный зонд располагался на расстоянии $z \approx 10$ см от точки инъекции

На рис. 2.3-2.4 представлена восстановленная из зондовых измерений пространственная структура диамагнитной каверны в полях с индукциями $B_0 = 45$ -225 Гс. На рис. 2.5 приведены сводные данные распределения возмущений магнитного поля в двух плоскостях – вдоль и поперек направления инъекции. Из этих данных видно, что в поле индукцией 45 Гс диамагнитная каверна с полностью вытесненным полем простирается вдоль направления инъекции более чем на 30 см. При увеличении индукции внешнего поля до 225 Гс длина области пространства с полностью вытесненным полем уменьшается приблизительно до 10 см. Диаметр диамагнитной каверны, определяемый по полуширине полученных кривых, меняется от 20 до 5 см при изменении индукции внешнего поля от 45 Гс до 225 Гс. В полях уровня 50-150 Гс скорость расширения диамагнитной каверны вдоль B_0 , также определяемая по полуширине профилей, практически не изменяется и составляет около 40 км/с, при больших индукциях наблюдается уменьшение до 20 км/с (225 Гс).

Оценить объем каверны можно путем графического интегрирования, предполагая, что каверна имеет аксиальную симметрию. Такие расчеты показывают, что объем V_{cav} уменьшается от 2×10^4 см³ до 400 см³ при увеличении индукции с 45 Гс до 225 Гс. Величина энергии вытесненного магнитного поля $V_{cav} \cdot \Delta B^2 / 8\pi$ при этом остается приблизительно постоянной – около 0,1 Дж.

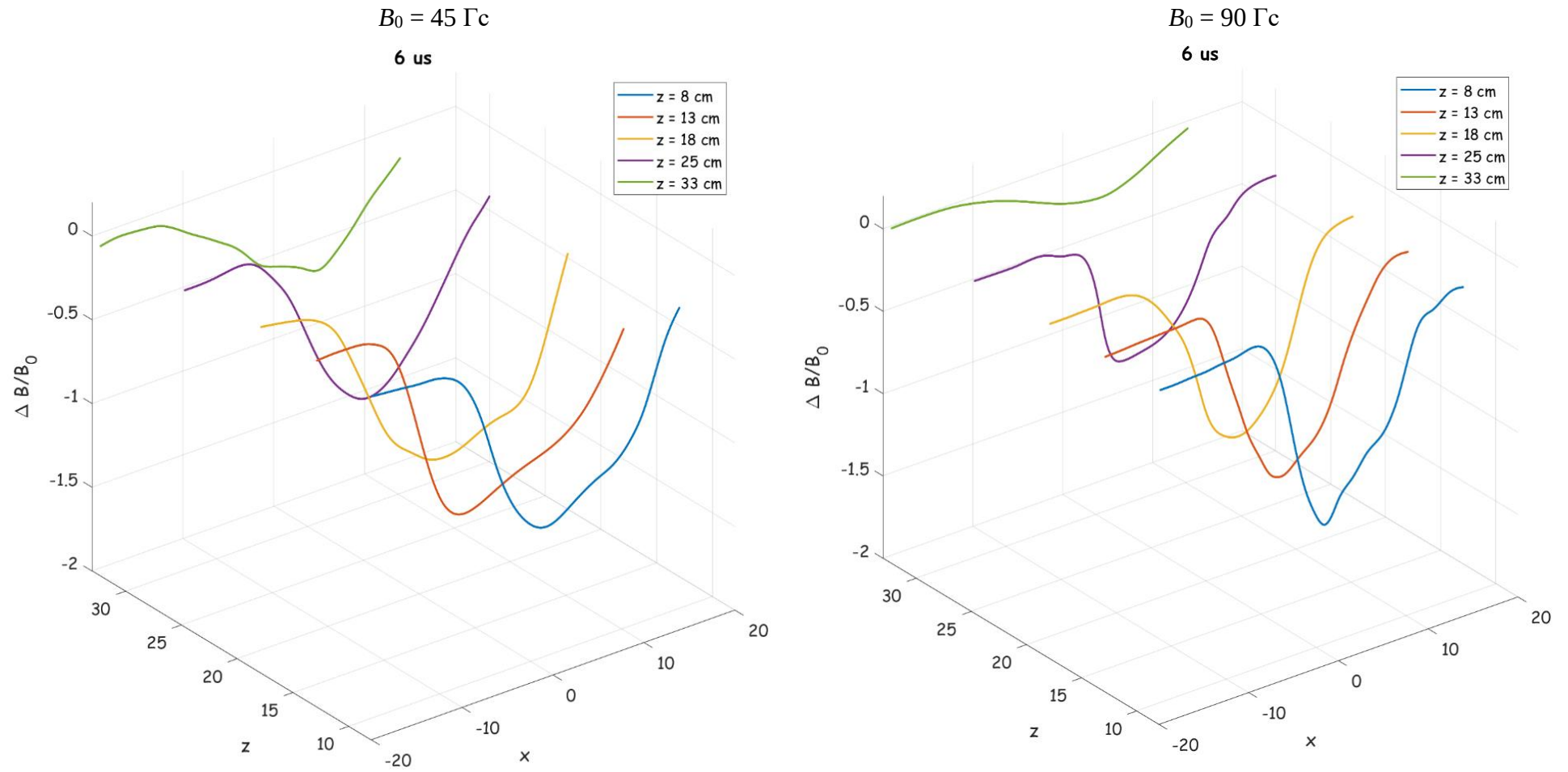


Рисунок 2.3 – Восстановленная из зондовых измерений пространственная структура диамагнитной каверны в момент $t = 6 \text{ мкс}$, соответствующий максимуму разрядного тока. Левая панель: $B_0 = 45 \text{ Гс}$, правая панель: $B_0 = 90 \text{ Гс}$ (б). Данные получены с источником плазмы с параметрами $C = 5 \text{ мкФ}$, $U = 7 \text{ кВ}$ ($t_{\text{имп}} = 11 \text{ мкс}$)

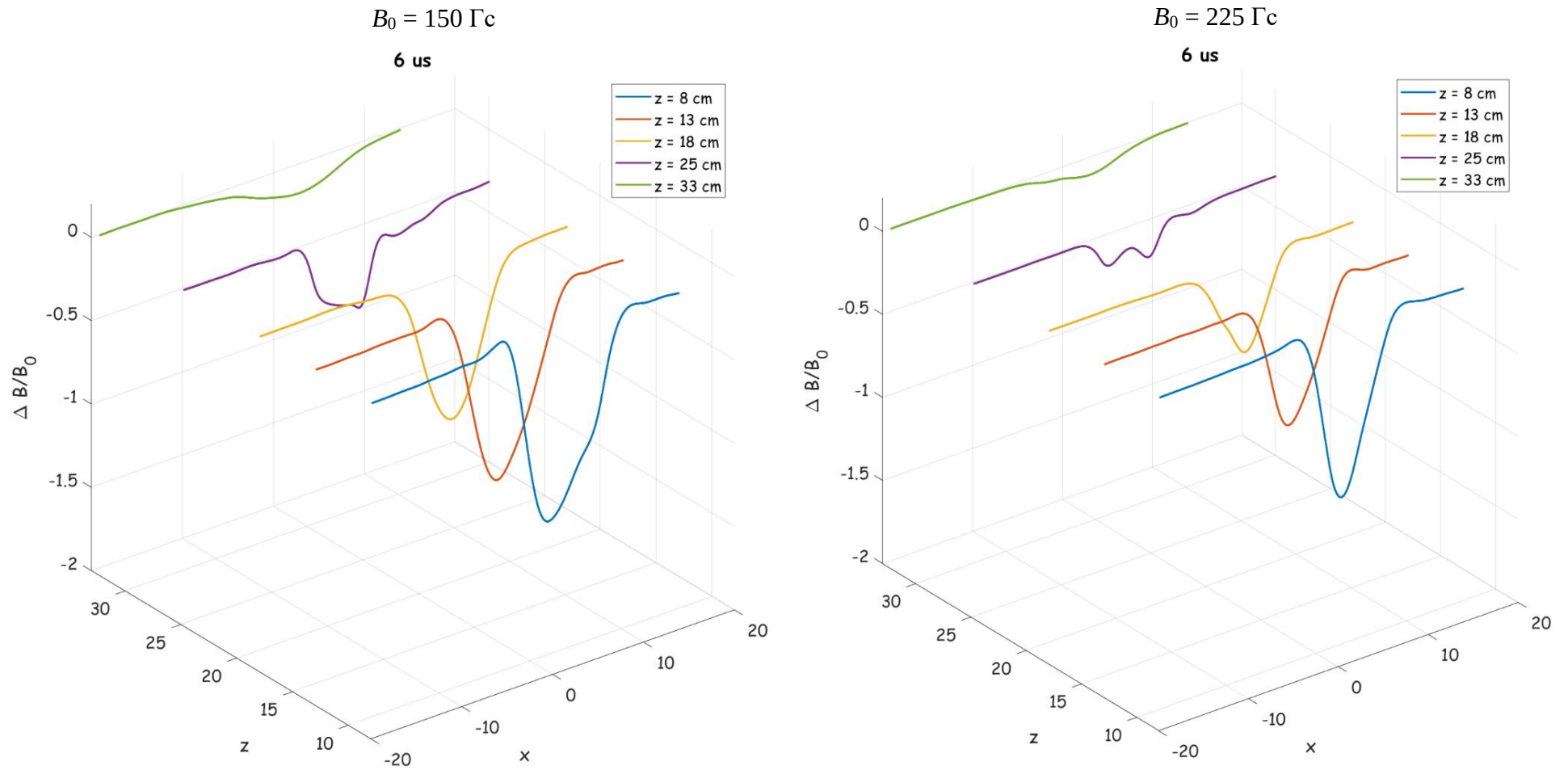


Рисунок 2.4 – Восстановленная из зондовых измерений пространственная структура диамагнитной каверны в момент $t = 6 \text{ мкс}$, соответствующий максимуму разрядного тока. Левая панель: $B_0 = 150 \text{ Гс}$, правая панель: $B_0 = 225 \text{ Гс}$ (б). Данные получены с источником плазмы с параметрами $C = 5 \text{ мкФ}$, $U = 7 \text{ кВ}$ ($t_{\text{имп}} = 11 \text{ мкс}$)

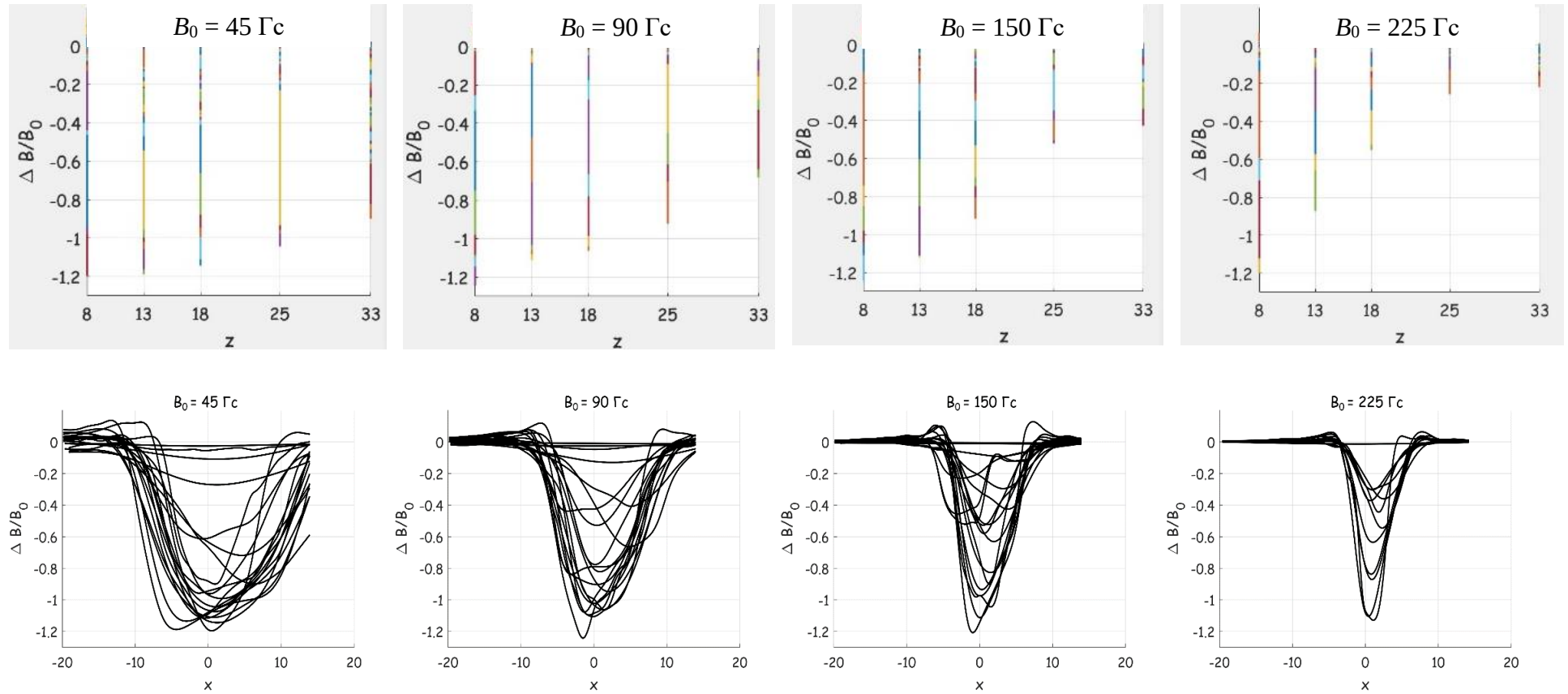


Рисунок 2.5 – Сверху: диаграммы по всем инъекциям, демонстрирующие максимальную глубину каверны на различных расстояниях по z от точки инъекции для полей $B_0 = 45\text{--}225$ Гс. Снизу: данные всех инъекций, демонстрирующие максимальную ширину диамагнитной каверны для тех же полей B_0 . Данные получены с источником плазмы с параметрами $C = 5$ мкФ, $U = 7$ кВ ($t_{\text{имп}} = 11$ мкс)

Важным вопросом является влияние величины энергии, подводимой к коаксиальной пушке, на параметры диамагнитной каверны. На рис. 2.6 представлена зависимость величины магнитных возмущений от времени, измеренная близко к центру каверны ($z = 2,5$ см) при различных напряжениях на источнике питания ГИТ. Во-первых, чем выше напряжение, тем раньше развиваются диамагнитные возмущения, что может свидетельствовать об облегчении условий пробоя в коаксиальной пушке, а именно о смещении момента начала плазмообразования к началу импульсу тока. Во-вторых, видно, что увеличение напряжения в два раза (с 5 кВ до 10 кВ), а следовательно, энергии, затрачиваемой на создание плазмы, в четыре раза, не приводит к полному вытеснению магнитного поля B_0 . Начиная с напряжений уровня 8 кВ углубление каверны прекращается: уровень вытесненного поля составляет около 400 Гс при невозмущенном значении $B_0 = 450$ Гс. По-видимому, при последующем увеличении напряжения ГИТ глубина каверны уже не изменяется, изменяется только её размер. На увеличение размеров каверны с повышением напряжений ГИТ указывают измерения, выполненные в тех же условиях на расстояниях $z = 22$ см и $z = 42$ см от точки инъекции. То, что размер каверны увеличивается, видно и из динамики восстановления магнитного поля: каверна существует дольше при больших напряжениях на источнике питания коаксиальной пушки. Таким образом, увеличение энергии в накопителе ведет к увеличению объема плазмы.

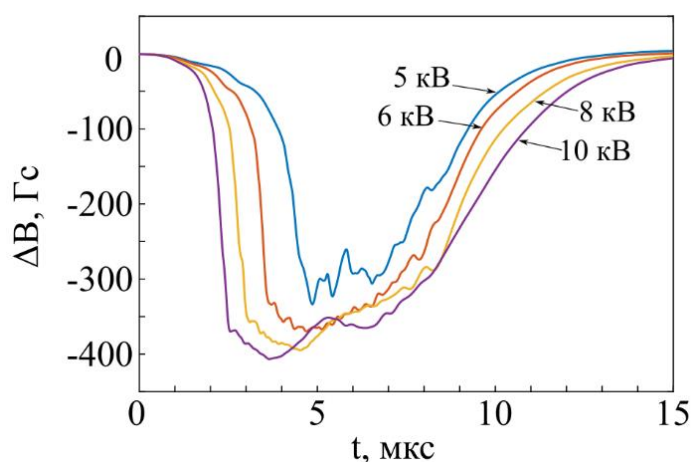


Рисунок 2.6 – Возмущения магнитного поля в зависимости от времени при продольной инъекции в поле $B_0 = 450$ Гс, полученные магнитным зондом, установленным на расстоянии $z = 2.5$ см напротив точки инъекции плазменной струи в зависимости от напряжения на ГИТ в диапазоне 5-10 кВ

2.1.2 Связь структуры и динамики каверны со структурой свечения плазменной струи

На рис. 2.7 представлены результаты экспериментальной серии, в которой производились фотосъемка струи с бокового ракурса и измерения создаваемых ей магнитных возмущений;

инжекция плазмы осуществлялась из коаксиальной пушки, подключенной к источнику питания с параметрами $U = 4$ кВ, $C = 5$ мкФ, вдоль поля индукцией 45–450 Гс в вакууме. Съемка выполнялась с выдержкой 1 мкс. Снимки приведены на рис. 2.7 (а), (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. 2.7 (б), (г), (е), (з)); сечение, в котором перемещался зонд, отмечено на фотографиях белой штриховой линией.

Структура инжектируемой струи и ее динамика зависят от индукции внешнего магнитного поля B_0 . В целом, эту зависимость можно охарактеризовать следующим образом. С увеличением поля наблюдается уменьшение поперечного размера струи — проявляется эффект коллимации плазмы, причем увеличение яркости свечения плазмы происходит практически обратно пропорционально уменьшению площади поперечного сечения струи. При переходе от низких полей уровня 50 Гс к умеренным и выше (>200 Гс), наблюдается изменение формы струи. При малых магнитных полях облако плазмы на фотографиях имеет форму вытянутого вдоль поля эллипсоида вращения с нечеткой внешней границей в направлении движения плазмы. При магнитных полях более 100 Гс струя приобретает форму веретена со сходящимся на конус, заостренным передним краем в направлении движения плазмы.

Важным вопросом для понимания динамики разлета плазмы в экспериментах является сопоставление профилей диамагнитной каверны, полученных из магнитных измерений, с видимыми изображениями струи, получаемыми камерой с быстрым затвором. По фотографиям были определены профили яркости свечения плазмы в видимом диапазоне в том же сечении на рис. 2.7 (б), (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 струи на изображениях при фотосъемке сбоку плазменного потока превышает поперечный размер диамагнитной каверны, по крайней мере, в полтора раза.

Наблюдаемое отличие в поперечных масштабах диамагнитных возмущений и свечения обусловлено развитием на границе плазмы желобковой неустойчивости, которой посвящена следующая глава диссертации. При фотосъемке сбоку, видимый поперечный размер плазмы оказывается больше размера каверны за счет желобков, появляющихся на внешней границе струи ионизированного вещества.

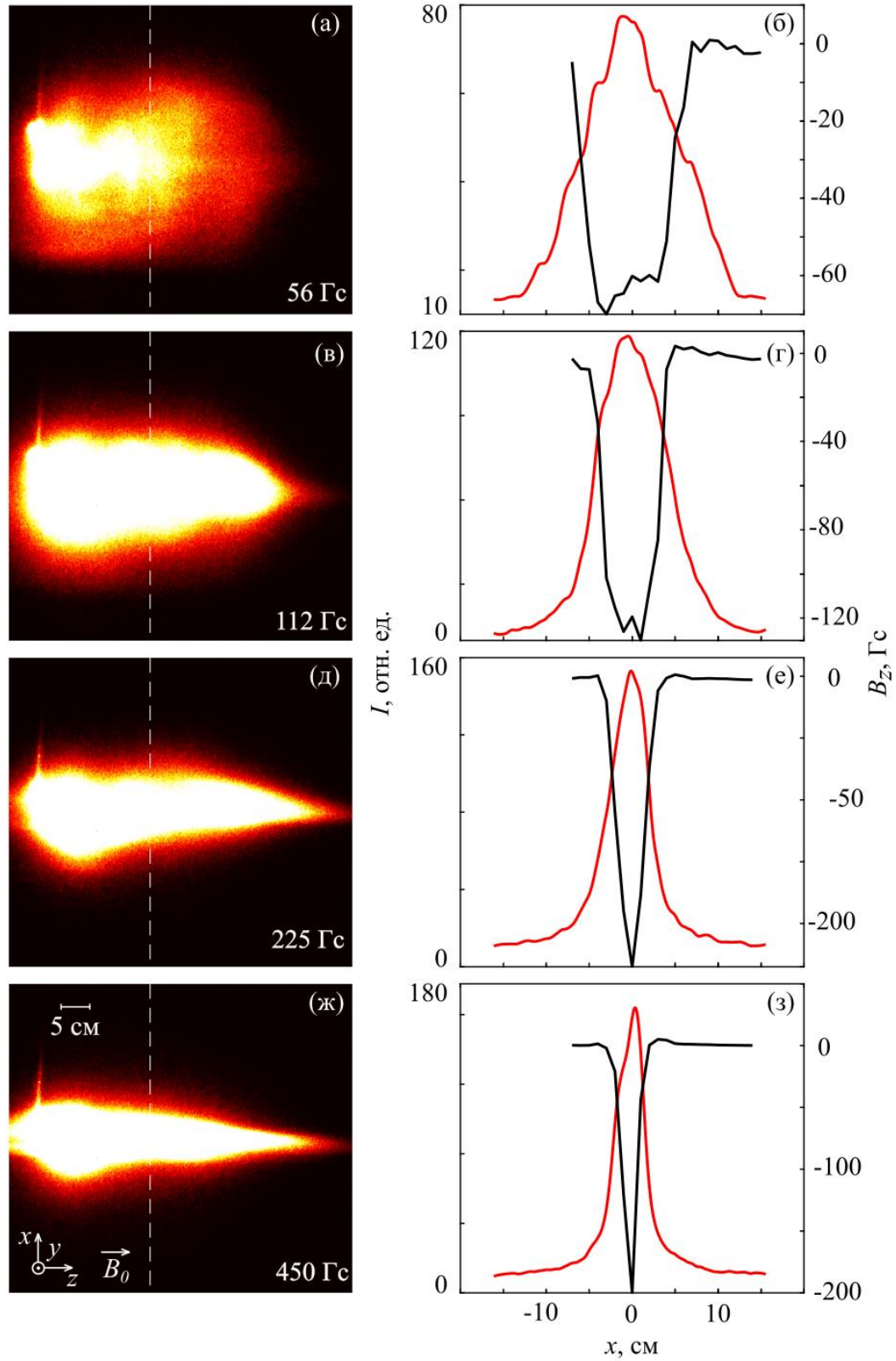


Рисунок 2.7 – Фотографии (а, в, д, ж), соответствующие им профили светимости плазмы $I(x)$ (красные кривые) и профили диамагнитной каверны B_z (б, г, е, з) (черные кривые) в сечении $z = 10$ см при инъекции плазменной струи в различные магнитные поля B_0 . Сечение, в котором установлен магнитный зонд, отмечено на фотографиях белой штриховой линией

2.1.3 Ток выноса

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 расширяющейся струи с внешним магнитным полем. Добавочные магнитные поля, порождаемые током выноса коаксиальных генераторов [62], необходимо контролировать для оценки их вклада во взаимодействие плазмы с фоновой средой. На рис. 2.8 (а)-(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. Инжекция плазмы проводилась из пушки с разрядным током 5 кА в поле $B_0 = 56\text{--}225$ 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 инжекции ($x = 0$). Величина компоненты B_x , судя по измерениям, слабо зависит от индукции внешнего магнитного поля, причем $B_x < B_z$ во всем диапазоне B_0 . Также на рис. 2.8 (г) представлен вычисленный из квазистатического закона Ампера профиль плотности тока выноса j_z из исходного профиля компоненты B_x в предположении о цилиндрической симметрии задачи. На оси инжекции ($x = 0$) ток выноса протекает против направления движения плазменного потока, а на периферии ($x > 5$ см) — 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 выносится 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.

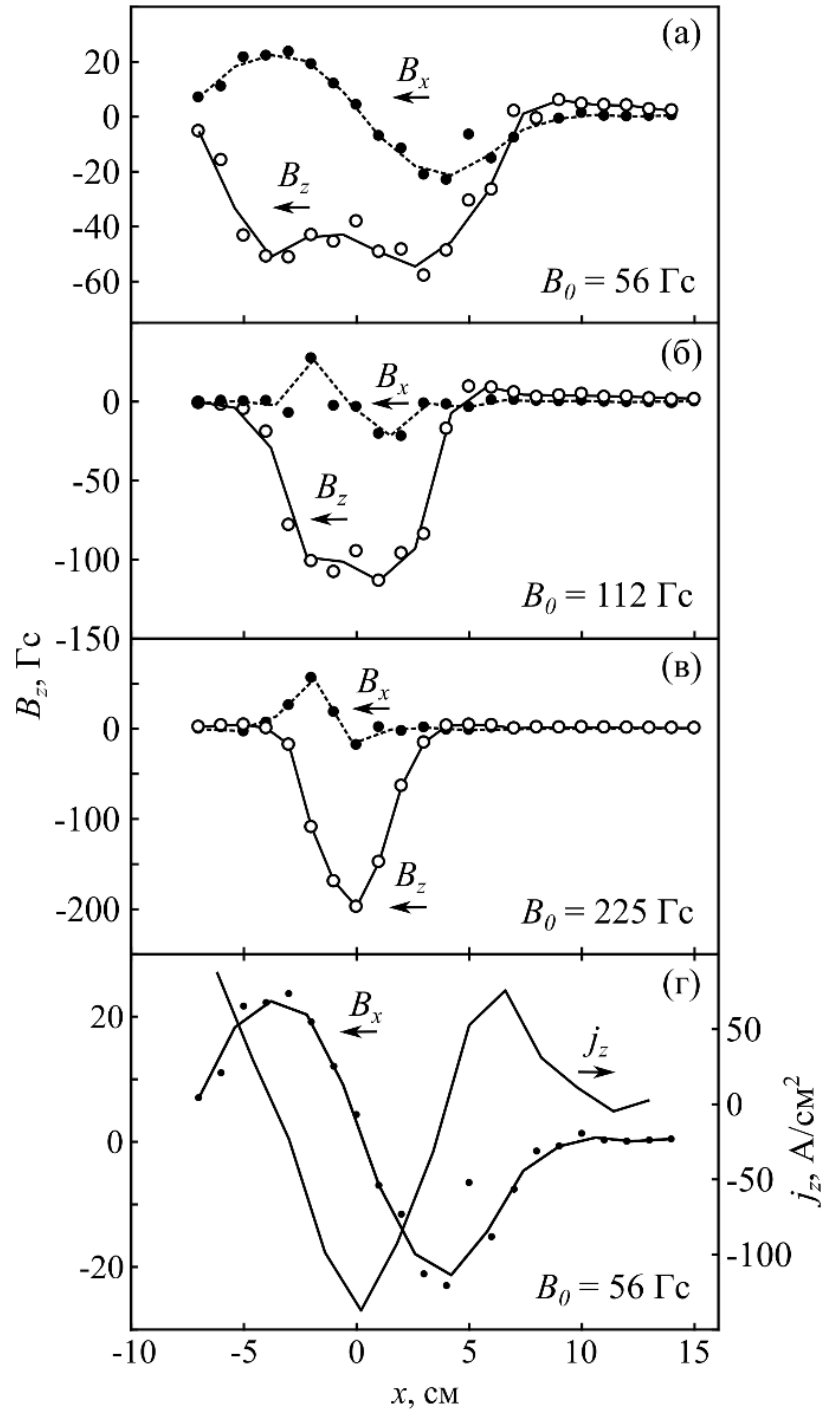


Рисунок 2.8 – Компоненты B_z (сплошные кривые) и B_x (пунктирные кривые) магнитного поля при инжекции плазмы, созданной источником питания с параметрами $C = 5$ мкФ, $U = 5$ кВ в точке $z = 10$ см в поле индукцией $B_0 = 56$ -225 Гс (а)-(в); профиль B_x и соответствующий профиль плотности тока выноса j_x при инжекции во внешнее поле $B_0 = 56$ Гс (г)

2.2 Особенности динамики диамагнитных возмущений при инжекции плазменной струи в фоновую плазму

Динамика расширения плазменной струи в вакуум и фоновую плазму заметно отличается. На рис. 2.9 представлены мгновенные профили диамагнитных каверн при продольной инжекции плазмы из пушки с параметрами ГИТ $U = 3,5$ кВ, $C = 50$ мкФ, $t_{\text{имп}} = 70$ мкс в полях индукцией 90 и 225 Гс в фоновую аргоновую плазму с концентрацией $n_* \approx 10^{12}$ см⁻³ (сплошные кривые) и в вакуум (пунктирные кривые). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инжекции, для которых приведены пространственные распределения. При инжекции в фоновую плазму диамагнитная каверна в целом появляется раньше, чем в вакууме, и ее размер на начальном этапе несколько больше. Объяснить это явление можно эффектом «сгребания» более плотным плазменным облаком менее плотной фоновой плазмы, который на начальном этапе обуславливает больший объем диамагнитной каверны по сравнению со случаем расширения в вакуум. Толщина слоя сгребаемой фоновой плазмы 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.

Существенное – до порядка величины – увеличение толщины слоя фоновой плазмы, сгребаемой расширяющейся струей, 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, некоторым увеличением скорости плазмы в режиме коллимации вблизи оси инжекции. Такое увеличение скорости заметно и по результатам фотосъемки плазменного потока.

Важно отметить, что в данном эксперименте во всех режимах инжекции реализовался субальвеновский режим разлета плазменной струи в фоновую плазму, альвеновское число Маха $Ma \sim 0,1-1$.

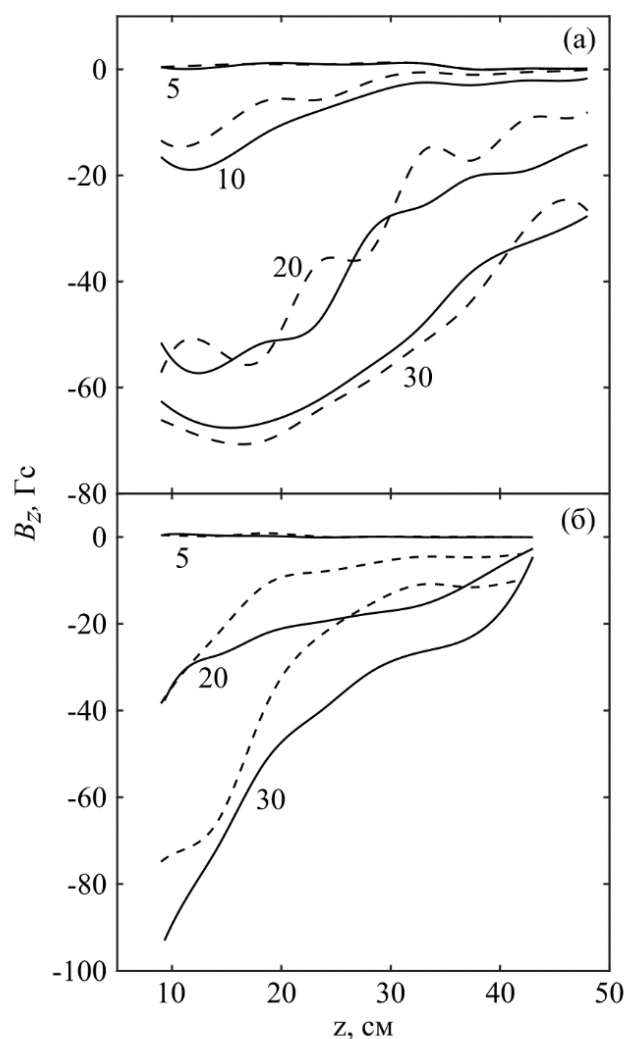


Рисунок 2.9 – Мгновенные профили возмущения магнитного поля при продольной инжекции в фоновую плазму (сплошные кривые) и в вакуум (штриховые кривые), использована пушка с длительность импульса тока 70 мкс; $B_0 = 90$ Гс (а), $B_0 = 225$ Гс (б). Цифрами у кривых отмечены моменты времени после начала инжекции в микросекундах

Для определения механизма взаимодействия вещества струи с ионами фона, оценим длины свободного пробега заряженных частиц струи со всеми типами частиц фоновой среды. Длины свободного пробега тепловых электронов струи, рассеивающихся на всех сортах ионов фоновой плазмы и плазмы струи, составляют менее 1 см. Длины свободного пробега ионов струи (как H^+ , так C^+) относительно столкновений с нейтральными частицами остаточных и рабочих газов (O_2 , N_2 , Ar) превышают размеры установки. Длины свободного пробега ионов струи относительно ионов фоновой плазмы существенно меньше. В случае инжекции струи плазмы в фоновую аргонную или гелиевую плазму с концентрацией $n_* = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, длину свободного пробега можно оценить как $l = 1/n_*\sigma$. Транспортное сечение 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 струи $V_0 = 10-30$ км/с, при которых проводились эксперименты, сведены в таблицу 2.1.

Таблица 2.1 – Длины свободного пробега ионов струи (H^+ , C^+) относительно ионов фоновой плазмы (Ar^+ , He^+)

V_0 , км/с	$l_{H^+-Ar^+}$, см	$l_{C^+-Ar^+}$, см
10	0,5	44
20	8	700
30	40	$3,6 \times 10^3$

Из таблицы 2.1 видно, что различие в длинах свободного пробега для разных скоростей ионов струи и сортов ионов фона доходит до четырех порядков величины. Это обусловлено тем, что длина свободного пробега сильно зависит как от скоростей ионов струи ($l \propto V_0^4$), так и от масс взаимодействующих ионов ($l \propto \mu^2$). Меньшие длины свободного пробега, от долей сантиметров и более, характерны для легких ионов; длины свободного пробега в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких метров имеют тяжелые, быстрые ионы.

Ионы водорода имеют длину свободного пробега одного порядка с характерными масштабами плазменной струи, ионы углерода не испытывают соударений с ионами аргона или гелия на том же масштабе. Поэтому режим взаимодействия плазмы струи с фоновой плазмой следует различать для ионов водорода, для которых режим столкновительный, и для ионов углерода, для которых режим разлета является бесстолкновительным при относительно низких начальных скоростях 10-20 км/с.

Эффект торможения плазменной струи исследовался магнитными зондами – скорость струи определялась по основанию (дну) каверны и по переднему склону (фронту) каверны. Торможение струи фоновой плазмой наблюдается при магнитных полях менее 100 Гс – скорость струи уменьшается в среднем на 10-20% при инжекции в плазму по сравнению с разлетом в вакуум [51], причем уменьшается как скорость центральной части струи, так и скорость фронта диамагнитной каверны. При высоких магнитных полях (>100 Гс) при продольной инжекции эффект торможения струи фоновой плазмой не выражен, скорости движения каверны в вакууме и в фоновой плазме по центральной части струи практически не отличаются.

2.3 Энергетические характеристики плазменной струи

2.3.1 Оценка кинетической энергии плазмы

Для оценки эффективности взаимодействия плазменной струи 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 плазменной струи может быть определена несколькими независимыми способами. Во-первых, её можно оценить исходя из концентрации плазмы, энергий теплового и направленного движения электронов и ионов в облаке по диагностическим данным:

$$E_0 = (n_e T_e + n_{i1} T_{i1} + n_{i2} T_{i2} + n_{i1} m_{i1} V_0^2 / 2 + n_{i2} m_{i2} V_0^2 / 2) V, \quad (2.1)$$

где индексы обозначают различные сорта частиц: e – электроны, i_1, i_2 – ионы сорта 1 и 2, в нашем случае это H^+ и C^{1+} соответственно; n_e, n_{i1}, n_{i2} – концентрации электронов и ионов сорта 1 и 2 плазмы струи 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 струи. Данные оптической диагностики [52], показывают, что углерод в облаке плазмы присутствует, в основном, в виде однозарядных ионов C^{1+} .

Здесь и далее мы при оценках будем рассматривать случай инжекции плазмы в магнитное поле $B_0 \approx 200$ Гс, который характеризуется полным вытеснением поля из плазменной струи. Для оценок используем следующие параметры: концентрация электронов $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, начальная скорость струи $V_0 \sim 20$ км/с, температуры электронов и ионов $T_e = T_i = 1$ эВ. Для оценки объема плазмы положим, что оно представляет собой каплевидную фигуру вращения (рис. 2.7(д)), в этом случае графическое интегрирование по контурам изображений струи дает $V \sim 500 \text{ см}^3$. В результате выражение (2.1) даёт 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 струей магнитного поля. Энергия магнитного поля E_B в объеме V записывается как

$$E_B = \frac{B_0^2}{8\pi} V, \quad (2.2)$$

что для $B_0 = 200$ Гс и $V = 500$ см³ дает оценку $E_B \sim 0,1$ Дж. Поскольку энергия струи E_0 , оцененная по формуле (2.1), имеет тот же порядок величины, что и оценка (2.2), можно заключить, что на вытеснение магнитного поля пошла значительная часть начальной энергии струи.

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 (2τ), для известной скорости плазмы V_0 можно оценить массу вылетающего ионизированного вещества из пушки m :

$$m = \int_0^{2\tau} \frac{f_A}{V_0} dt = \frac{\ln(r_1/r_0)}{V_0 c^2} \int_0^{2\tau} I^2(t) dt \quad (2.3)$$

где $I(t)$ – 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, $\tau = 15$ мкс, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $r_1/r_0 = 3,5$, $V_0 = 20$ км/с. Оценка (2.3) дает массу инжектируемой плазмы за один выстрел $m \sim 1$ мкг. Эта масса соответствует полному количеству ионов углерода около 5×10^{16} . Это количество частиц, распределенное в объеме струи $V (\sim 500$ см³), дает оценку средней концентрации в облаке порядка 10^{14} см⁻³, что сходится с диагностическими данными. Используя оценку массы, можно определить кинетическую энергию плазмы:

$$E_0 = mV_0^2/2 \sim 0,1 \text{ Дж} \quad (2.4)$$

Таким образом, независимые оценки (2.1), (2.2) и (2.3) дают близкие по порядку величины значения энергии порядка 0,1 Дж. Для этой пушки энергия, запасенная в ёмкостном накопителе источника питания, составляет $E = 40$ Дж при типичном рабочем напряжении $U = 4,5$ 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 [40, 41].

С модернизированным источником питания с умеренными параметрами накопителя ($C = 5$ мкФ, $U_{\text{гит}} = 7$ кВ), что соответствует энергии на создание плазмы около 80 Дж в первой волне тока, удалось провести более детальные измерения магнитных возмущений в их динамике. Из полученных карт распределения диамагнитных возмущений (см. рис. 2.3-2.4) был более точно вычислен объем диамагнитной каверны в приближении её аксиальной симметрии. Ключевым результатом является то, что и с данным источником питания при изменении B_0 максимальный объем каверны V изменялся таким образом, что энергия вытесненного магнитного поля снова

оставалась практически постоянной, $E_B = \frac{B_0^2}{8\pi} V \sim 0,1$ Дж. Подобная нижняя оценка кинетической энергии плазмы по энергии вытесненного магнитного поля свидетельствует о КПД преобразования энергии, запасаемой в источнике питания, в энергию плазменной струи на уровне 0,1 %. Эту величину и следует рассматривать как нижнюю оценку кинетической энергии плазменной струи.

Провести столь же подробные измерения магнитных возмущений в их динамике при более высокой энергии ЕНЭ проблематично из-за снижения ресурса коаксиальной пушки и снижения воспроизводимости параметров плазмы от «выстрела» к «выстрелу». Однако можно попытаться оценить энергию вытесненного магнитного поля при предельных значениях энергетики ГИТ, используя оценку доли энергии, переходящей в кинетическую энергию плазмы, полученную при более низкой запасенной энергии в ЕНЭ. В предположении о сохранении доли энергии, идущей на создание плазмы, при увеличении напряжения и емкости до предельных значений (10 кВ, 40 мкФ), энергия, расходуемая в накопителе за первый импульс тока, должна составить 1,2 кДж. Соответственно, кинетическая энергия потока плазмы при предельных параметрах ГИТ может составлять около 1 Дж.

Таким образом, в экспериментах с разными источниками питания с отличающейся энергией, запасенной на создание плазмы, энергия получаемой плазмы, оцениваемая по энергии вытесненного магнитного поля в объеме каверны, составляет менее 1% от запасенной в емкостном накопителе энергии.

2.3.2 Размеры плазменной струи вдоль и поперек направления инжекции

Зная начальную энергию инжектируемой плазмы, можно оценить пространственный масштаб, на котором кинетическая энергия струи расходуется на полное вытеснение магнитного поля, или классический радиус торможения плазмы R_B [55]. Классический радиус торможения для сферического облака идеальной бесстолкновительной плазмы с энергией E_0 , расширяющегося в однородном магнитном поле индукцией B_0 , определяется следующим образом:

$$R_B \approx \sqrt[3]{3E_0/B_0^2} \quad (2.5)$$

Хотя выражение (2.5) получено в приближении квазисферического разлёта плазмы, данные некоторых экспериментов с лазерной плазмой [43] говорят о том, что при продольной

инжекции плазмы во внешнее магнитное поле поперечный размер струи оказывается порядка радиуса торможения R_B , что дает возможность использовать (2.5) для оценок поперечных масштабов струи в нашем случае. Действительно, для начальной энергии струи $E_0 = 0,1$ Дж при инжекции в поле $B_0 = 200$ Гс классический радиус торможения составляет согласно (2.5) $R_B = 4$ см; экспериментально полученный радиус струи поперек поля $r_\perp = 3,5$ см, что близко. Далее, имея массив накопленных экспериментальных данных о поперечных размерах плазменной струи, полученных разными методами (включая зондовые измерения и фотосъемку), можно построить зависимость поперечного размера плазмы от индукции магнитного поля и сопоставить с теоретической зависимостью $R_B(E_0)$ для различных значений E_0 . Эти зависимости приведены на рис. 2.10; для наглядности масштаб по оси абсцисс выбран неоднородным – таким образом, чтобы теоретическая зависимость $r_\perp(R_B)$ отображалась на графике как прямая. Из рис. 2.10 видно, что все экспериментальные данные о поперечном размере струи ложатся в область энергий от 0,02 до 0,2 Дж, по порядку величины соответствующих оценкам (2.1), (2.2) и (2.3).

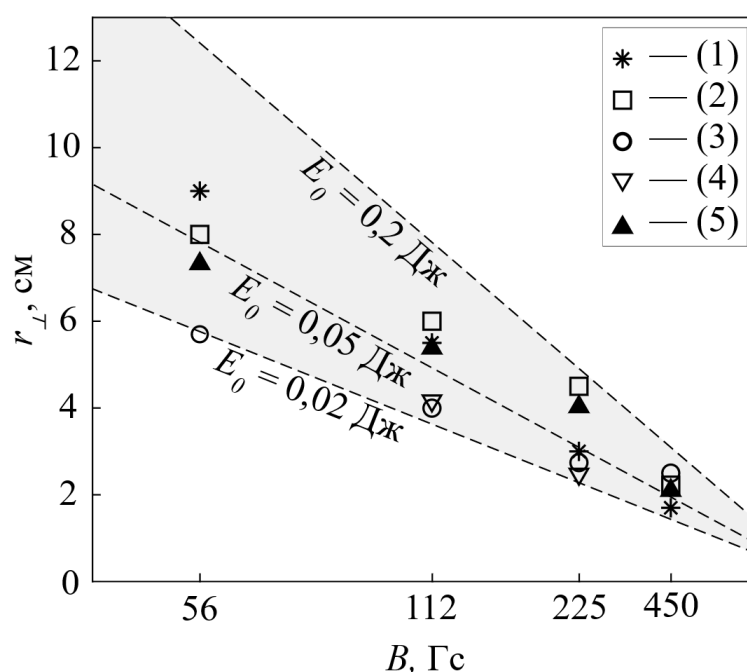


Рисунок 2.10 – Зависимости радиуса плазменной струи $r_\perp$ от индукции внешнего магнитного поля B_0 (точки) из эксперимента и построенные по [55] R_B для начальной энергии струи 0,02–0,2 Дж (пунктир); экспериментальные кривые включают данные с магнитного зонда $B(t)$ (1) и данные полученные скоростной фотокамерой $I(t)$ из разных экспериментальных серий (2–5)

Размер струи вдоль внешнего поля в случае $B_0 = 200$ Гс составляет $l_\parallel \approx 30$ см при параметрах источника питания 5 кВ и 50 мкФ как по данным скоростной фотосъемки, так и по измерениям магнитных возмущений в пространстве. При использовании пушки с более длинным импульсом тока, продольный размер струи по данным диамагнитных измерений составляет $l_\parallel \approx 50$ см. Полученные величины значительно (на порядок) отличаются от оценки классического

радиуса торможения $R_B = 4$ см (2.5) для начальной энергии струи $E_0 = 0,1$ Дж и индукции магнитного поля $B_0 = 200$ Гс. Таким образом, размер струи 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 струи вдоль B_0 в виде $l_{||} = V_0 \tau$, где τ – время истечения плазмы, принимаемое равным времени нарастания импульса тока до максимального значения. Для пушки с не слишком крутым фронтом тока такая оценка дает $l_{||} = 50$ см ($V_0 = 20$ км/с, $\tau = 25$ мкс), для более короткоимпульсной $l_{||} = 14$ см ($V_0 = 20$ км/с, $\tau = 7$ мкс). Эти оценки близки к экспериментально наблюдаемым продольным размерам струи. Таким образом, продольный размер струи определяется длительностью инжекции плазмы и ее начальной скоростью. Подобная динамика наблюдалась и в лазерно-плазменных экспериментах, см., например, [61].

2.4 Механизм восстановления магнитного поля в плазме и электромагнитные неустойчивости

В натурном и лабораторном эксперименте инжекция 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 струи желобкового типа, которая будет более подробно обсуждаться в следующей главе диссертации.

Электромагнитная неустойчивость струи проявляется в виде пульсаций магнитного поля в каверне. Переменная (пульсирующая) составляющая магнитного поля хорошо видна на осциллограммах с индуктивных зондов до интегрирования сигналов. На рис. 2.11 показаны характерные осциллограммы сигналов с магнитных зондов до интегрирования при работе с пушками с разными параметрами ГИТ в экспериментах с полями уровня 50 и 200 Гс без фоновой плазмы. При инжекции плазмы из пушки с длинным импульсом тока (70 мкс) электромагнитная неустойчивость достаточно слаба; она, однако, наблюдается практически в течение всего времени инжекции плазмы, которое составляет 70 мкс. Амплитуда пульсаций составляет до 5% от величины диамагнитного сигнала, причем неустойчивость более выражена в сильных магнитных полях. Доминирующие периоды пульсаций лежат в диапазоне 1-3 мкс, в частотной области спектр колебаний доходит до 1 МГц. При использовании коаксиального генератора с более коротким импульсом разрядного тока неустойчивость возникает на стадии расширения струи, 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, их спектр простирается почти до 10 МГц.

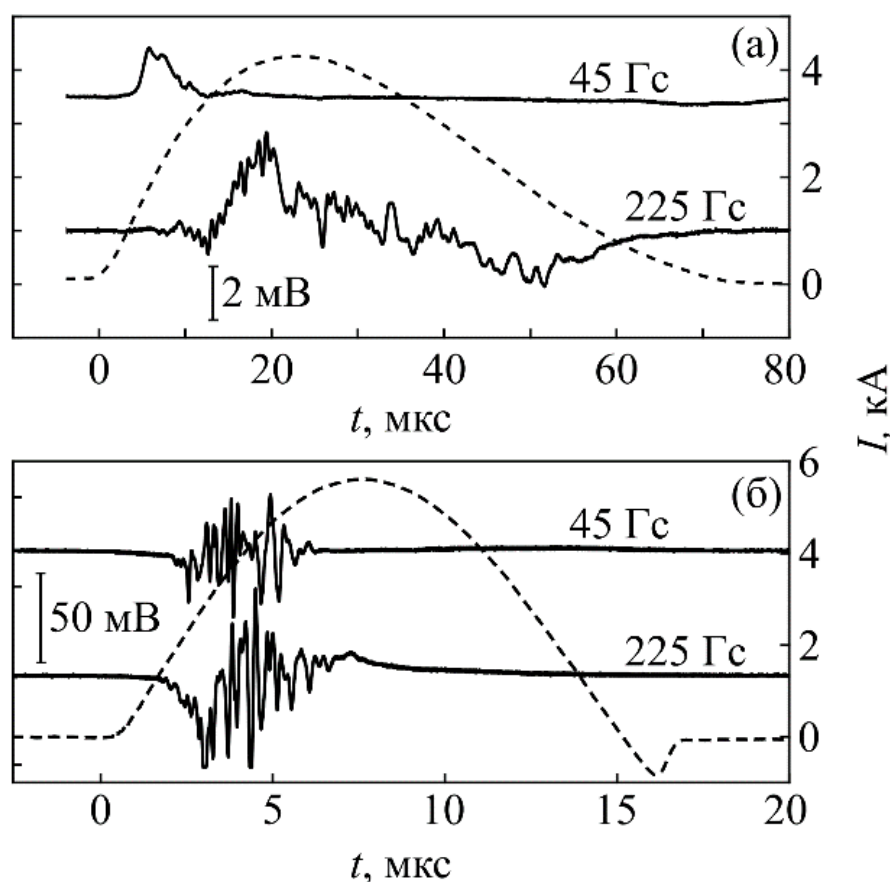


Рисунок 2.11 – Сплошные кривые: осциллограммы сигналов с магнитного зонда, установленного на расстоянии 10 см от пушки при инъекции в поле уровня $B_0 = 45$ и 225 Гс, демонстрирующие электромагнитную неустойчивость в каверне; пунктирные кривые: запись тока (а) – для пушки с длинным импульсом разрядного тока, (б) – для пушки с коротким импульсом разрядного тока

Исследование пространственной структуры неустойчивости показало, что шумы локализованы по оси z вдоль направления инъекции. Вблизи пушки шумов 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 $z = 15-20$ см, для индукций $B_0 > 100$ Гс характерное расстояние от пушки до максимума амплитуды шумов составляет $z = 5-10$ см. Можно утверждать, что при разлете плазмы из пушки область наиболее интенсивных шумов соответствует положению «стенки» диамагнитной каверны в направлении инъекции.

Подобные неустойчивости наблюдались ранее в экспериментах с расширяющимися облаками плазмы, в том числе в нижегибридном диапазоне частот [59, 63]. Оценим

нижнегибридную частоту в многокомпонентной плазме, включающей электроны и ионы двух сортов с различными массами: протоны H^+ и однократно ионизованный углерод C^+ . Пользуясь приближением $f_{ce} \ll f_{pe}$ (f_{pe} – электронная плазменная частота, f_{ce} – электронная гирочастота), реализуемым в нашем эксперименте в объеме плазменной струи, нижнегибридную частоту можно записать в следующем виде [64]:

$$f_{LH} = f_{ce} \sqrt{(n_{i1} m_e / n_e m_{i1} + n_{i2} m_e / n_e m_{i2})}, \quad (2.6)$$

где m_e – масса электронов. 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 $^{-3}$), в предположении о приблизительно равных пропорциях водорода и углерода в смеси, нижнегибридная частота составляет $f_{LH} \sim 5-10$ МГц для диапазона индукций магнитного поля на стенке каверны от 100 до 200 Гс.

Электрон-ионная частота столкновений в облаке плазмы для типичных параметров эксперимента ($n \sim 10^{13}-10^{14}$ см $^{-3}$, $T_e \sim 1$ эВ) оценивается как $\nu_{ei} \sim 10^8-10^9$ с $^{-1}$, и оказывается больше (много больше), чем оценка нижнегибридной частоты (2.6): $\nu_{ei}/2\pi f_{LH} > (>>) 1$. Из этого следует, что возбуждаемая нижнегибридная неустойчивость может не играть существенной роли в процессе проникновения магнитного поля в каверну. Иными словами, может не возникать явления аномальной проводимости за счет развития нижнегибридной неустойчивости, присущего, например, лазерно-плазменным экспериментам [58].

После расширения плазмы до максимальных размеров магнитное поле начинает проникать обратно в облако, что видно из динамики профилей диамагнитной каверны. Время восстановления магнитного поля в объеме струи 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 $D_B = (\frac{c}{\omega_{pe}})^2 \nu_{ei} = 4,5 \times 10^6$ см 2 /с – коэффициент диффузии, $\omega_{pe} \sim 6 \times 10^{11}$ с $^{-1}$ – электронная плазменная частота для концентрации $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, $\nu_{ei} \sim 10^9$ с $^{-1}$ частота электрон-ионных столкновений для типичных параметров эксперимента. Получаемое время диффузии $t_{diff} \approx 5$ мкс оказывается одного порядка величины как со временем инжекции струи, так и с экспериментально измеренным временем релаксации каверны (рис. 2.2). На рисунке 2.12 приведен пример записи магнитных возмущений, иллюстрирующий время восстановления каверны $t_{восст} \approx 8 - 10$ мкс, соответствующее время обратной диффузии магнитного поля в плазму оценивается как $t_{диф} \sim 5 - 24$ мкс для диапазона $\nu_{ei} = 10^8 - 10^9$ с $^{-1}$ при поперечном масштабе $r_{\perp} = 5,8$ см. Подобные оценки были проделаны для проведенных экспериментов с индукциями магнитного поля в диапазоне 45-450 Гс, и они

свидетельствуют о том, что во всем этом диапазоне $t_{\text{восст}} \sim t_{\text{диф}}$. Таким образом, механизм диффузии магнитного поля в струю можно считать классическим.

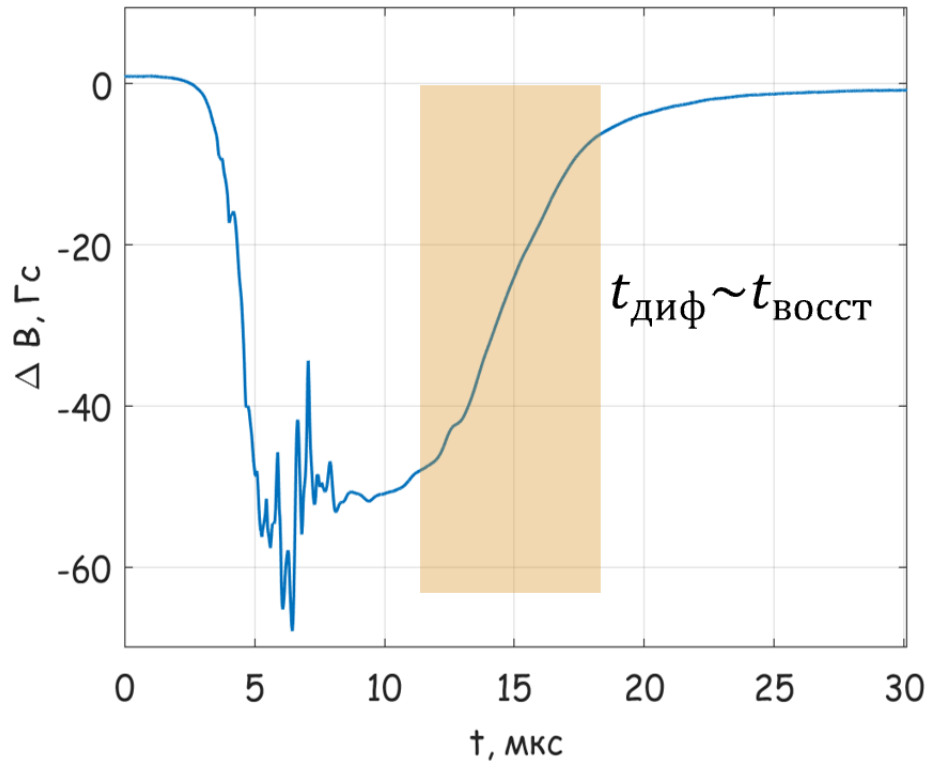


Рисунок 2.12 – Пример записи диамагнитных возмущений магнитным зондом, установленным на расстоянии 10 см от пушки, при инъекции в магнитное поле индукцией 56 Гс

Реализации классического механизма диффузии способствует то, что струей плазмы коаксиального генератора создается диамагнитная каверна, заполненная плазмой, а не разлетающаяся «полая» ионная оболочка (англ. «ion shell»), как во многих геофизических и лазерно-плазменных экспериментах (см. обзор [57]). Такой режим диффузии может наблюдаться при проведении активных космических экспериментах в режиме достаточно продолжительной инъекции ионизированного вещества.

2.5 Основные результаты главы

Взаимодействие плазменной струи с магнитным полем приводит к формированию глубокой диамагнитной каверны с полностью вытесненным полем индукцией 200-400 Гс, в зависимости от энергии плазмы. Объем диамагнитной каверны с полностью вытесненным полем с изменением индукции B_0 изменяется таким образом, что полная энергия вытесненного магнитного поля $\sim 0,1$ Дж при умеренных параметрах ускорителя, и близка к постоянной величине в широком диапазоне индукций внешнего поля.

Поперечный размер потока плазмы и диамагнитной каверны достаточно близок к величине классического радиуса торможения плазмы магнитным полем, оцениваемой для начальной энергии струи несколькими независимыми способами; продольный размер струи определяется длительностью инжекции плазмы.

Оцениваемая различными способами кинетическая энергия плазмы (по измерениям концентрации, температуры электронов и скорости направленного движения; по работе силы Ампера в коаксиальном ускорителе; по энергии вытесненного магнитного поля) составляет порядка 0,1 Дж, что соответствует менее 1% от энергии, запасаемой в ЕНЭ источника питания коаксиальной пушки.

При инжекции в фоновую плазму на начальной стадии размер диамагнитной каверны несколько увеличивается, что указывает на взаимодействие струи с фоновой плазмой – её «сгребание» плотной плазменной струей с относительно небольшой скоростью в субальфеновском режиме (~ 10 -20 км/с).

Динамика магнитного поля в области каверны 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.

Развивающуюся в каверне электромагнитную неустойчивость можно классифицировать как нижнегибридную неустойчивость, но она не оказывает влияния на темп проникновения магнитного поля в плазму: механизм диффузии близок к классическому за счет реализации режима, в котором вся диамагнитная каверна заполнена плотной плазмой с высокой частотой электрон-ионных столкновений.

Глава 3 Желобковая неустойчивость плазменной струи, инжектируемой вдоль магнитного поля

Желобковая неустойчивость (или магнитная неустойчивость Рэлея-Тейлора) является одним из ключевых явлений, определяющих динамику и время жизни плазмы в магнитном поле. Её изучение имеет большое значение как для фундаментальных исследований, так и для прикладных задач, включая управляемый термоядерный синтез [65-67], разработку устройств типа плазмонаполненных диодов [68, 69] и тета-пинчей [70-72], а также моделирование космической плазмы [73, 58, 59]. В частности, желобковая неустойчивость играет критическую роль в процессах возникновения аномального сопротивления и ускоренного проникновения плазмы поперёк магнитного поля, что делает её исследование актуальным для изучения динамики лазерной плазмы и постановки активных экспериментов в ближнем космосе.

В конце XX века внимание исследователей привлекла так называемая неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов или LLRTI (Large Larmor Rayleigh-Taylor Instability) [41] – разновидность желобковой неустойчивости, характерная для условий, когда слабостолкновительные ионы остаются незамагниченными на поперечных масштабах плазменного потока. Эта неустойчивость отличается от классической желобковой неустойчивости Рэлея-Тейлора [74, 75], возникающей на границе плазмы с магнитным полем, своим источником – электрическим полем незамагниченных ионов, опережающих замагниченные электроны за счет большей массы и, соответственно, большей инерции. Теоретическая база для её описания была заложена в рамках интерпретации данных проекта Active Magnetospheric Particle Tracer Experiment (AMPTE) – активного эксперимента по инжекции нейтрального бария в хвосте магнитосферы Земли [14], и последующего лабораторного моделирования этого процесса группой из Военно-морской исследовательской лаборатории США (Naval Research Laboratory) с применением лазерной плазмы [77, 41]. Интерес к исследованию такого режима неустойчивости был вызван необычными масштабами неоднородных структур (желобков) на границе облака плазмы и тем, насколько быстро они появлялись в процессе расширения плазмы. Позднее данная модификация неустойчивости наблюдалась в лабораторных экспериментах, преимущественно – с лазерной плазмой [58, 59, 37]. Одной из особенностей неустойчивости данного вида является то, что в экспериментах она хорошо видна уже только на нелинейной стадии, на которой её анализ требует использования численных моделей высокого уровня сложности и детальности. Для верификации таких моделей представляет интерес накопление экспериментальных данных, получаемых при хорошо

контролируемых исходных параметрах, что возможно, фактически, только в лабораторных условиях.

Цель данной главы диссертации – экспериментальное исследование желобковой неустойчивости плазменного потока в режиме незамагниченных ионов, включая её временные и пространственные параметры, динамику развития, влияние на процессы поперечного переноса плазмы. Эксперименты с использованием коаксиального генератора на основе эрозионного разряда позволяют накопить большой объем высококачественных данных о неустойчивости благодаря хорошей повторяемости экспериментов и большому количеству реализаций – «выстрелов». Анализируются ключевые параметры неустойчивости, такие как масштабы желобков, скорость расширения плазмы, число желобковых мод и их эволюция во времени в зависимости от внешних параметров (в первую очередь – от индукции магнитного поля), что позволяет классифицировать наблюдаемые явления и сопоставить их с теоретическими оценками, и, в конечном итоге, сформировать информационный массив, который может быть использован для верификации развиваемых моделей желобковой неустойчивости. Основные результаты главы изложены в статьях [52, 53, A5].

3.1 Основы теоретического описания желобковой неустойчивости границы плазмы в режиме незамагниченных ионов

Граница плазмы, расширяющейся в магнитном поле, подвержена желобковой неустойчивости, которая является аналогом неустойчивости Рэлея-Тейлора; два сценария её развития схематически изображены на рис. 3.1. Классическая неустойчивость Рэлея-Тейлора, сформулированная в гидродинамике, возникает, когда более плотная жидкость находится над менее плотной в поле силы тяжести. Формально эта конфигурация эквивалентна случаю границы движущейся массивной жидкости, испытывающей замедление под действием внешних сил [77]. В ситуации с плазмой, расширяющейся в магнитном поле, её торможение создаёт «эффективное» ускорение ($g = -dV_0/dt$), которое в неинерциальной системе отсчёта, связанной с движущейся границей плазмы, играет роль силы тяжести; это – сила инерции, ориентированная вдоль вектора скорости плазмы. Именно это «эффективное» гравитационное поле и является «драйвером» развития неустойчивости Рэлея-Тейлора в случае плазмы, расширяющейся в магнитном поле.

При развитии неустойчивости Рэлея-Тейлора жидкости имеют тенденцию меняться позициями в состоянии с более низкой энергией через образование «шипов» (spikes) и «пузырьков» (bubbles). Неустойчивость Рэлея-Тейлора для проводящей жидкости или плазмы

(«тяжелая» жидкость) с резкой границей или градиентом плотности на границе, находящейся под действием внешней силы, например, тяжести, поперек магнитного поля («легкая» жидкость), описана в 1950-х годах [74]. В плазме низкого давления, при $\beta \ll 1$, инкремент неустойчивости Рэлея-Тейлора для МГД-жидкостей такой же, как и для обычных жидкостей: для случая резкой границы $\gamma_{\text{MHD}} = \sqrt{k g}$, где k – волновое число неустойчивых возмущений, g – ускорение свободного падения; для плавной границы $\gamma_{\text{MHD}} = \sqrt{g/L_n}$, где $L_n = (\nabla n/n)^{-1}$ – масштаб градиента концентрации плазмы в коротковолновом пределе $k L_n \gg 1$ [78].

Классическая желобковая неустойчивость описывается идеальной магнитной гидродинамикой (МГД), в рамках которой ионы и электроны замагничены на масштабах границы плазмы и, соответственно, размера всей плазмы; также плазма предполагается бесстолкновительной; далее для обозначения этого режима будет использоваться аббревиатура MHD. Ситуация существенно меняется, если ионы не замагничены на масштабах плазмы и ее границы. Вариант неустойчивости Рэлея-Тейлора с незамагниченными ионами или с большим ларморовским радиусом также принято называть «холловской» неустойчивостью Рэлея-Тейлора. В англоязычной литературе используются термины Hall Rayleigh-Taylor Instability (HRTI) или Large Larmor Radius Rayleigh-Taylor Instability (LLRTI). В диссертации для обозначения этого вида неустойчивости будет использоваться аббревиатура LLR.

Различие обоих режимов неустойчивости на примере плазмы с градиентом концентрации, расширяющейся поперек магнитного поля, проиллюстрировано рис. 3.1, адаптированным из работы [41]. Сценарий развития неустойчивости в режиме MHD следующий. «Эффективное» ускорение свободного падения g перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$, что приводит к гравитационному дрейфу обеих компонент движущейся плазмы со скоростями $V_g \sim g/\omega_c$, где ω_c – циклотронная частота электронов или ионов. Так как направление гравитационного дрейфа зависит от знака заряженной частицы, ионы и электроны дрейфуют в противоположные стороны. Если граница плазмы не плоская, то этот разнонаправленный дрейф приводит к разделению зарядов и возникновению электрического поля $\delta \mathbf{E}$; поскольку масса иона намного больше массы электрона, ионы дают больший вклад в поляризацию возмущений плазмы на границе. Возникшее электрическое поле вызывает дрейф в скрещенных полях $[\delta \mathbf{E}, \mathbf{B}_0]$, который усиливает первоначальные флуктуации профиля границы, по аналогии с гидродинамической неустойчивостью: «пузыри» легкого магнитного поля поднимаются, а «шипы» тяжелой плазмы – опускаются.

В случае LLR электроны по-прежнему замагничены и «чувствуют» эффективное торможение g . Однако, поскольку ионы не замагничены, их ларморовский радиус оказывается

больше масштаба градиента плотности, они пролетают вперед, несколько опережая замагниченные электроны. В результате, в отличие от режима MHD, на границе плазмы возникает сильное радиальное электрическое поле E_0 , направленное внутрь плазмы. Электроны начинают усиленно дрейфовать в этом электрическом поле, скрещенном с внешним магнитным со скоростью $V_e = c[E_0, B_0]/B_0^2$. Двигаясь таким образом, электроны сильнее поляризуют возмущения границы, чем в режиме классической неустойчивости с замагниченными ионами (MHD): создаваемое электрическое поле поляризации, направленное вдоль границы плазмы, $\delta E_{LLR} \gg \delta E_{MHD}$. Ионы не успевают участвовать в компенсации возмущения границы плазмы, пролетая дальше электронов, что обуславливает развитие неустойчивости с гораздо большей скоростью и инкрементом, чем режиме MHD.

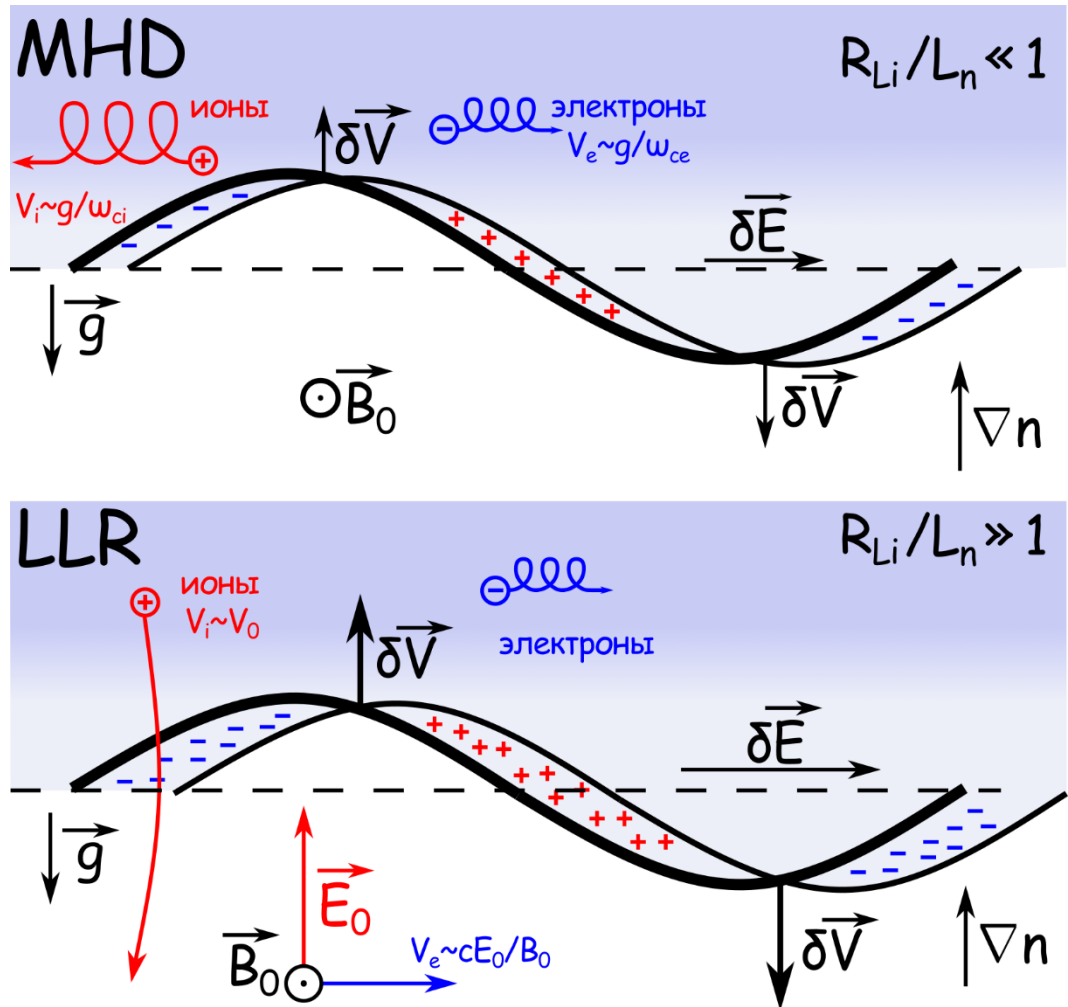


Рисунок 3.1 – Разница режимов неустойчивости Рэлея-Тейлора с замагниченными ионами (MHD) и незамагниченными ионами (LLR). Адаптировано из работы [41]

Сравнивая физическую картину этих двух неустойчивостей, можно сделать вывод о разнице типов возможных движений плазмы. Можно показать [56, 78], что в случае обычной неустойчивости Рэлея-Тейлора (MHD) плазма ведет себя как несжимаемая жидкость ($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$), где $\mathbf{V}$ – массовая скорость, и имеет отличную от нуля завихренность $[\nabla, \mathbf{V}] \neq 0$. В холловской

модификации неустойчивости (LLR) плазма, как жидкость, сжимаема ($\nabla \cdot \mathbf{V} \neq 0$), но при этом ротор скорости $[\nabla, \mathbf{V}] = 0$. Этим объясняется вид наблюдаемых в экспериментах желобковых структур – в случае LLR это не вихревое перемешивание (англ. spikes and bubbles), как в режиме MHD, а образование уплотнений плазмы (англ. clumping), чередующихся с разрежениями. Причиной этого является потенциальное электрическое поле, создаваемое опережающими электронами ионами, что открывает новый, «запрещённый» в стандартной магнитной гидродинамике вид движения плазмы – прямое ускорение заряженных частиц.

В классической работе [56] неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов (LLR) рассмотрена аналитически в цилиндрической геометрии в локально-плоском приближении для $kL_n \gg 1$. Система уравнений холловской магнитной гидродинамики, из которой можно получить дисперсионное уравнение, применив метод малых возмущений, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{V}) = 0 \quad (3.1)$$

$$nM \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -T\nabla n - \frac{\nabla B^2}{8\pi} + \frac{(\mathbf{B}, \nabla \mathbf{B})}{4\pi} + nM\mathbf{g} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = [\mathbf{V}, [\mathbf{V}, \mathbf{B}]] - \frac{Mc}{e} [\mathbf{V}, \frac{d\mathbf{V}}{dt}] \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(n_0 T + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) = -n_0 M \mathbf{g}, \quad (3.4)$$

где n – концентрация плазмы, $\mathbf{V}$ – массовая скорость плазмы, $\mathbf{B}$ – магнитное поле, M – масса ионов, $\mathbf{g}$ – эффективное торможение, $T = T_e + T_i$. Торможение расширяющейся плазмы задается начальной скоростью $\mathbf{V}_0$, а «эффективное» ускорение свободного падения $\mathbf{g} = -d\mathbf{V}_0/dt$. В системе отсчета, движущейся вместе с границей, $\mathbf{V}_0 = 0$. Уравнения магнитной гидродинамики (3.1)-(3.3) получены в следующих предположениях. Во-первых, электроны считаются сильно замагниченными: $R_{Le} \ll L$, R_{Le} – гирорадиус электронов, и безмассовыми. Во-вторых, тензоры давления электронов и ионов считаются изотропными. Последнее слагаемое в уравнении (3.3) – холловский член, который может быть переписан как $[\mathbf{V}, [\mathbf{j}, \mathbf{B}]]/ne$. Уравнение (3.4) представляет собой уравнение баланса давлений расширяющейся плазмы и магнитного поля. Будем рассматривать в декартовых координатах плазму, однородную вдоль оси y : $n_0 = n_0(y)$; внешнее

магнитное поле, направленное по z : $\mathbf{B} = B_0(x)\mathbf{e}_z$; гравитационное ускорение по оси x : $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_x$, на рис. 3.2 представлена геометрия рассматриваемой задачи.

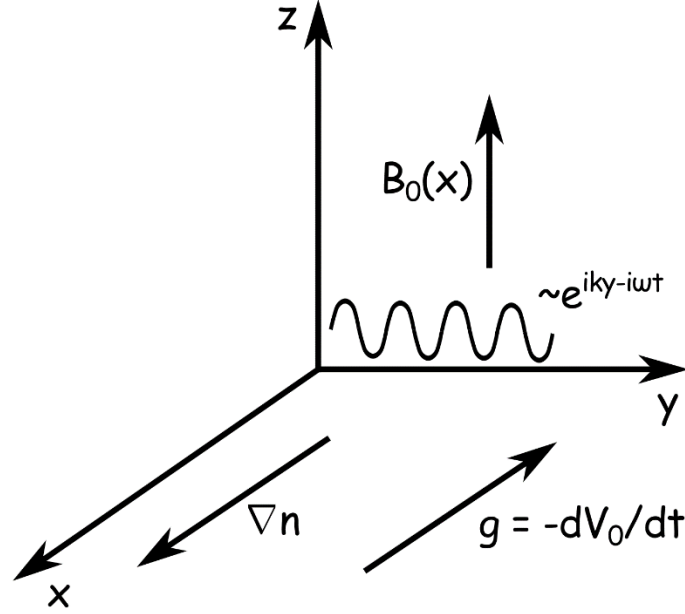


Рисунок 3.2 – Геометрия рассматриваемой задачи

Уравнения (3.1)-(3.3) в проекции на оси x, y принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nV_x)}{\partial x} + \frac{\partial(nV_y)}{\partial y} &= 0 \\
 nM \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) &= -T \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \\
 nM \left(\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) &= -T \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \\
 \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (BV_x) + \frac{\partial}{\partial y} (BV_y) &= -\frac{Mc}{e} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \right] \\
 \frac{\partial}{\partial x} \left(n_0 T + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) &= -n_0 M g
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Рассмотрим возмущения вида $\sim e^{i(k_y y - \omega t)}$, т.е. возмущения, распространяющиеся только вдоль оси y . Тогда после линеаризации (3.5) можно получить следующее дисперсионное уравнение [56]:

$$\frac{\omega^4}{k^2 V_A^2} - (1 + \beta)\omega^2 + \frac{g}{L_n} \left(1 - \frac{\partial \ln B_0}{\partial \ln n_0}\right) - \frac{R_{Li}}{L_n} (\omega^2 - k^2 g L_n) \frac{\omega}{k C_s} = 0 \quad (3.6)$$

где $V_A = \sqrt{B_0^2 / 4\pi n_0 M}$, $\beta = 4\pi n_0 T / B_0^2$, $R_{Li} = C_s / \Omega_{ci}$, $C_s^2 = T / M$. Параметр отношения газокINETического давления к магнитному давлению β введен таким образом (не как $8\pi n_0 T / B_0$) для упрощения выкладок.

В пределе сильно замагниченных ионов $R_{Li} \ll L_n$ в дисперсионном уравнении (3.6) можно пренебречь последним слагаемым. У получившегося биквадратного уравнения при условии $\frac{g}{k^2 V_A^2 k^2 L_n} \ll 1$ имеется два асимптотических решения, соответствующих магнитозвуковым волнам и обычной желобковой неустойчивости Рэлея-Тейлора с замагниченными ионами (при $g/L_n < 0$):

$$\omega^2 = k^2 (C_s^2 + V_A^2) \quad (3.7)$$

$$\omega^2 = \frac{g}{L_n} \left(1 - \frac{\partial \ln B_0}{\partial \ln n_0}\right) \frac{1}{1 + \beta} \quad (3.8)$$

Данные решения получаются при разложении квадратного корня из дискриминанта дисперсионного уравнения в ряд Тейлора: $D = (1 + \beta)^2 - \frac{4g}{k^2 V_A^2 k^2 L_n} (1 - \frac{L_N}{L_B})$: условие $\frac{g}{k^2 V_A^2 k^2 L_n} \ll 1$ соответствует реализации коротковолнового предела $kL_n \gg 1$. Используя аналитическую оценку максимального коэффициента торможения при остановке плазмы на масштабе R_B в цилиндрической геометрии [57], $g = V_0^2 / 4R_B$, можно получить, что $g \sim \frac{V_0^2}{V_A^2} \frac{1}{kL_n} \frac{1}{kR_B}$. Поскольку дисперсионное уравнение (3.6) получено в пределе $kL_n \gg 1$, а поперечный масштаб плазмы превышает градиент его границы, $R_B \gg L_n$, условие $kR_B \gg 1$ автоматически выполняется. Соотношение между начальной скоростью границы плазмы и «локальной» альвеновской скоростью V_A можно установить из соотношения между начальной кинетической энергией ионов плазмы и давлением магнитного поля. Концентрация ионов в объеме плазмы с радиусом R_B к моменту остановки такова, что локальная альвеновская скорость V_A сравнивается с начальной скоростью V_0 , и, соответственно, $\frac{V_0^2}{V_A^2} \sim 1$. Таким образом, действительно, в коротковолновом приближении $\frac{4g}{k^2 V_A^2 k^2 L_n} \ll 1$.

В другом пределе, соответствующем полностью незамагниченным ионам, $R_{Li} \gg L_n$, последний член (3.6) становится значимым, при этом возникает новая ветка в решении дисперсионного уравнения:

$$\omega^2 = k^2 g L_n \quad (3.9)$$

При $g/L_n < 0$ мнимая часть ω становится отрицательной и данная мода является неустойчивой – это и есть неустойчивость Рэля-Тейлора в режиме LLR. Отметим, что зависимость инкремента γ желобковой неустойчивости с незамагниченными и замагниченными ионами от волнового числа k различна: в случае незамагниченных ионов, инкремент пропорционален волновому числу: $\gamma \sim k$, т.е. для малых k (в коротковолновом пределе $kL_n \gg 1$) неустойчивость должна развиваться очень быстро из-за большого инкремента.

Соответствующий (3.9) обратный инкремент неустойчивости, который характеризует время развития неустойчивости в режиме незамагниченных ионов (LLR) для цилиндрической границы плазмы, выраженный через число желобков m_f на длине окружности с радиусом плазмы R , имеет следующий вид:

$$\gamma^{-1} = (k\sqrt{gL_n})^{-1} = \frac{R}{m_f\sqrt{gL_n}}, \quad (3.10)$$

Таким образом, для классификации неустойчивости и оценки ее пространственно-временных параметров по экспериментальным данным необходимо иметь информацию о скорости границы плазмы (скорости ионов), коэффициенте торможения g , масштабе градиента концентрации L_n , числе желобков m_f и радиусе плазмы R .

3.2 Общие свойства желобковой неустойчивости плазменной струи

В проводившихся экспериментах основной метод исследования желобковой неустойчивости – скоростная съемка плазмы. Эксперименты проводились с двумя источниками питания коаксиальной пушки с различными уровнями энергии, запасаемой в ЕНЭ на первый импульс тока: около 40 Дж, и около 80 Дж.

На рис. 3.3-3.4 приведены изображения плазменного потока с развитой на его границе желобковой неустойчивостью при инжекции струи в магнитное поле индукцией в диапазоне $B_0 = 90-450$ Гс, полученные с разными источниками питания генератора плазмы. Исследовать желобковую неустойчивость удобно при сравнительно слабых магнитных полях ($B_0 < 200$ Гс), поскольку в них плазменный поток имеет максимальные поперечные размеры, и, соответственно, наибольшую протяженность боковой границы. При бóльших индукциях развивающиеся желобковые структуры видны несколько хуже, но однозначно прослеживаются.

При фоторегистрации плазменной струи меньшей энергии никаких специальных мер по повышению качества изображения не предпринималось. В результате засветка кадра, обусловленная высокой яркостью свечения плазмы в области ускорительного канала коаксиальной пушки, снижала контрастность изображений и мешала различать желобковые структуры на ранней стадии инжекции; их удавалось зарегистрировать лишь на временах после прохождения максимума импульса тока – спустя 7 мкс при полной длительности импульса 15 мкс. В экспериментах со струей плазмы более высокой начальной энергии для предупреждения нежелательной засветки перед ускорительным зазором пушки в сечении $z = 8$ см вдоль линии визирования устанавливался непрозрачный диск диаметром 3 см. Использование экрана повысило контрастность изображения и позволило наблюдать, как невозмущенная граница плазмы начинает структурироваться уже спустя 2-3 мкс после начала инжекции.

В целом, динамика желобковой неустойчивости имеет сходный характер для разных режимов по вложенной в разряд энергии, но количественные параметры отличаются. В обоих случаях на границе плазменной струи формируются радиально отрастающие желобки, которые в процессе эволюции увеличиваются в длину, при этом их количество уменьшается со временем вследствие укрупнения и слияния отдельных желобковых структур.

В режиме с низкой вложенной энергией (40 Дж) на начальной стадии расширения струи желобки удавалось различить на временах, близких к максимуму тока пушки, когда струя достигает максимальных размеров (рис. 3.5 (б)). На этом этапе видно порядка 10 желобков с начальной радиальной длиной около 3 см и азимутальным размером (шириной) около 2 см. В течение последующих 10 мкс наблюдается увеличение их длины по радиусу до ~ 6 см, а также слияние (укрупнение) в азимутальном направлении, в результате чего число желобков уменьшается до 3–5 (рис. 3.5 (в)). На поздней стадии отчетливо видно отклонение желобков в направлении против часовой стрелки, что соответствует направлению циклотронного вращения ионов (рис. 3.6).

При использовании экрана-маски в экспериментах с увеличенной энергией струи (80 Дж на накопителе) первые признаки неустойчивости наблюдаются значительно раньше — на стадии расширения плазмы спустя 2-3 мкс после начала инжекции (см. рис. 3.7). Рост желобковых структур происходит быстрее: в течение первого полупериода тока их длина достигает ~ 10 см, а максимальное число составляет 20–25, что заметно больше, чем при низкой энергии струи. К окончанию импульса тока количество желобков также уменьшается в результате слияния приблизительно до 10.

Таким образом, количество и масштабы желобков зависят от скорости и начальной энергии плазмы струи: двукратная разница в энергии соответствует отличию числа желобков приблизительно в два раза.

После окончания импульса тока через коаксиальную пушку плазма существует еще достаточно долго – порядка нескольких десятков микросекунд. На рис. 3.8 приводится изображение плазмы, полученное спустя 80 мкс после инъекции (или спустя 65 мкс после окончания протекания разрядного тока). Динамика свечения плазмы свидетельствует о том, что плазменный поток, модифицированный желобковой неустойчивостью, расширяется уже не только вдоль магнитного поля: значительная часть плазмы уходит поперек поля. Видно, что струя, полностью потеряв аксиальную симметрию, распространяется в виде нескольких струйных выбросов поперек магнитного поля: развитие желобковой неустойчивости может в значительной мере определять поперечный транспорт плазмы на поздних стадиях инъекции.

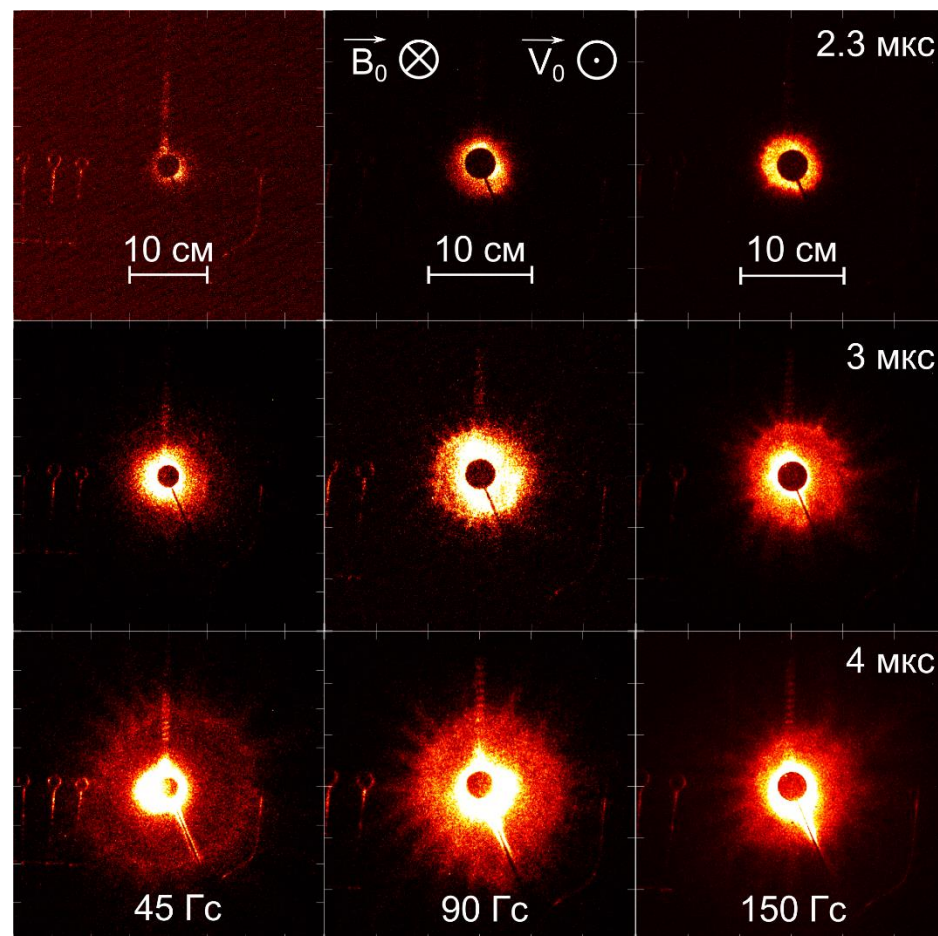


Рисунок 3.3 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи с развитой желобковой неустойчивостью при инъекции вдоль магнитного поля $B_0 = 90, 315, 450$ Гс. Энергия, затрачиваемая на создание плазмы 80 Дж, выдержка при съемке 0,1 мкс

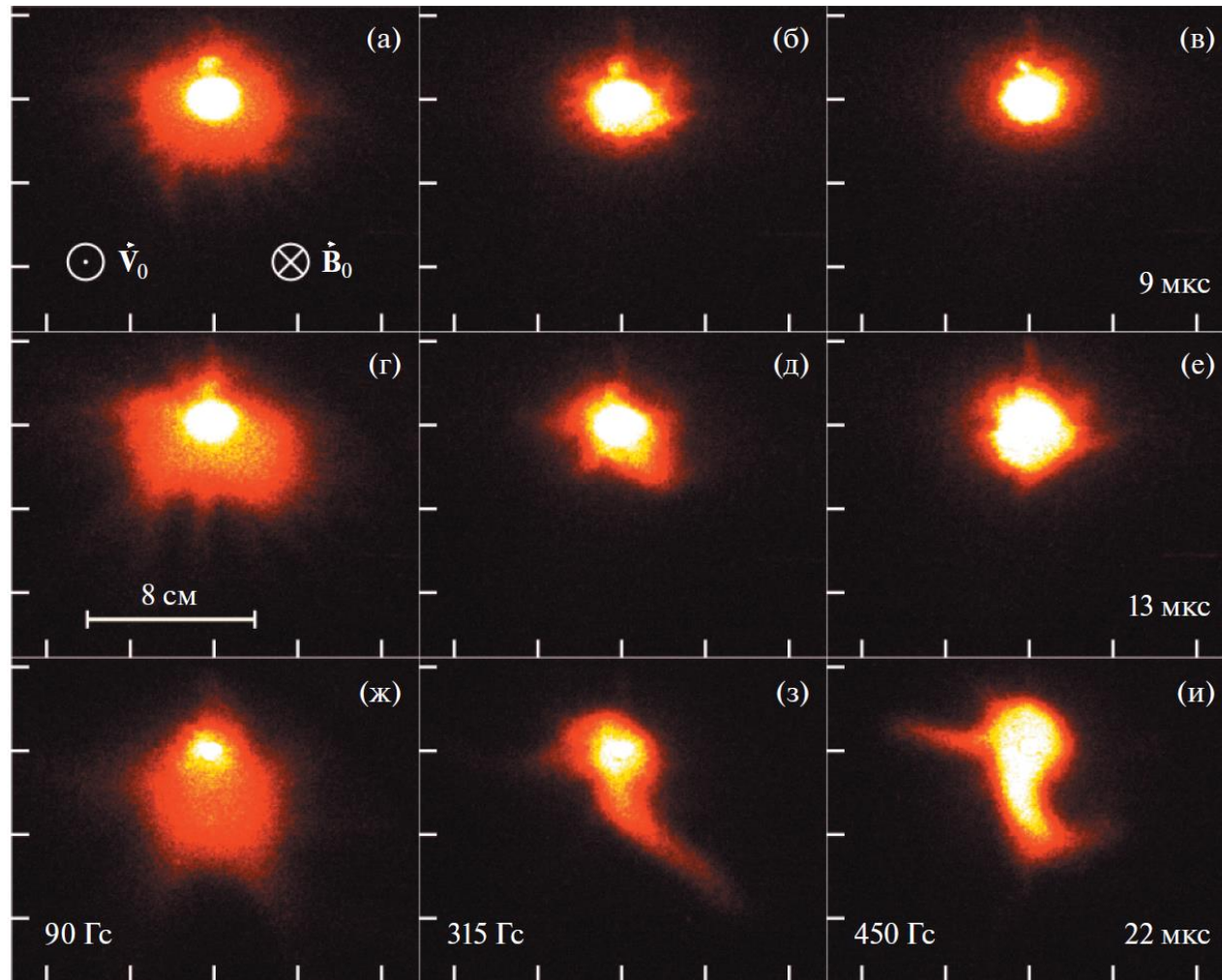


Рисунок 3.4 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи, инжектированной вдоль магнитного поля, на стадии развития желобковой неустойчивости при различных значениях индукции B_0 для трех последовательных моментов времени (9 мкс, 13 мкс, 22 мкс); выдержка при фотосъемке 1 мкс; энергия, затрачиваемая на создание плазмы, 40 Дж

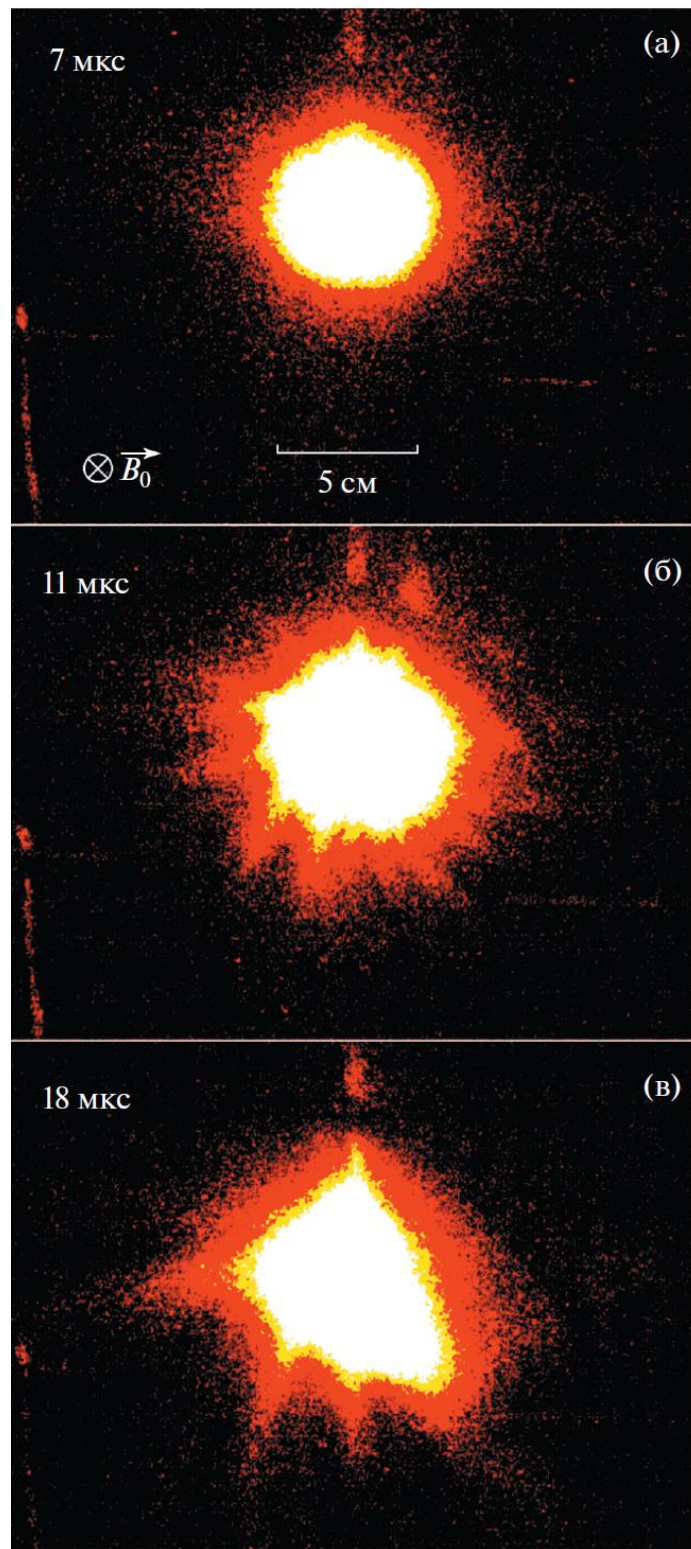


Рисунок 3.5 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи, инжектируемой в магнитное поле $B_0 = 90$ Гс, в различные моменты времени (энергия накопителе 40 Дж): 7 мкс после начала инъекции, что соответствует фазе расширения струи (а); 11 мкс — образование желобков на стадии торможения струи (б); 18 мкс — желобки сливаются в более крупные (в). Выдержка каждого кадра составляет 1 мкс

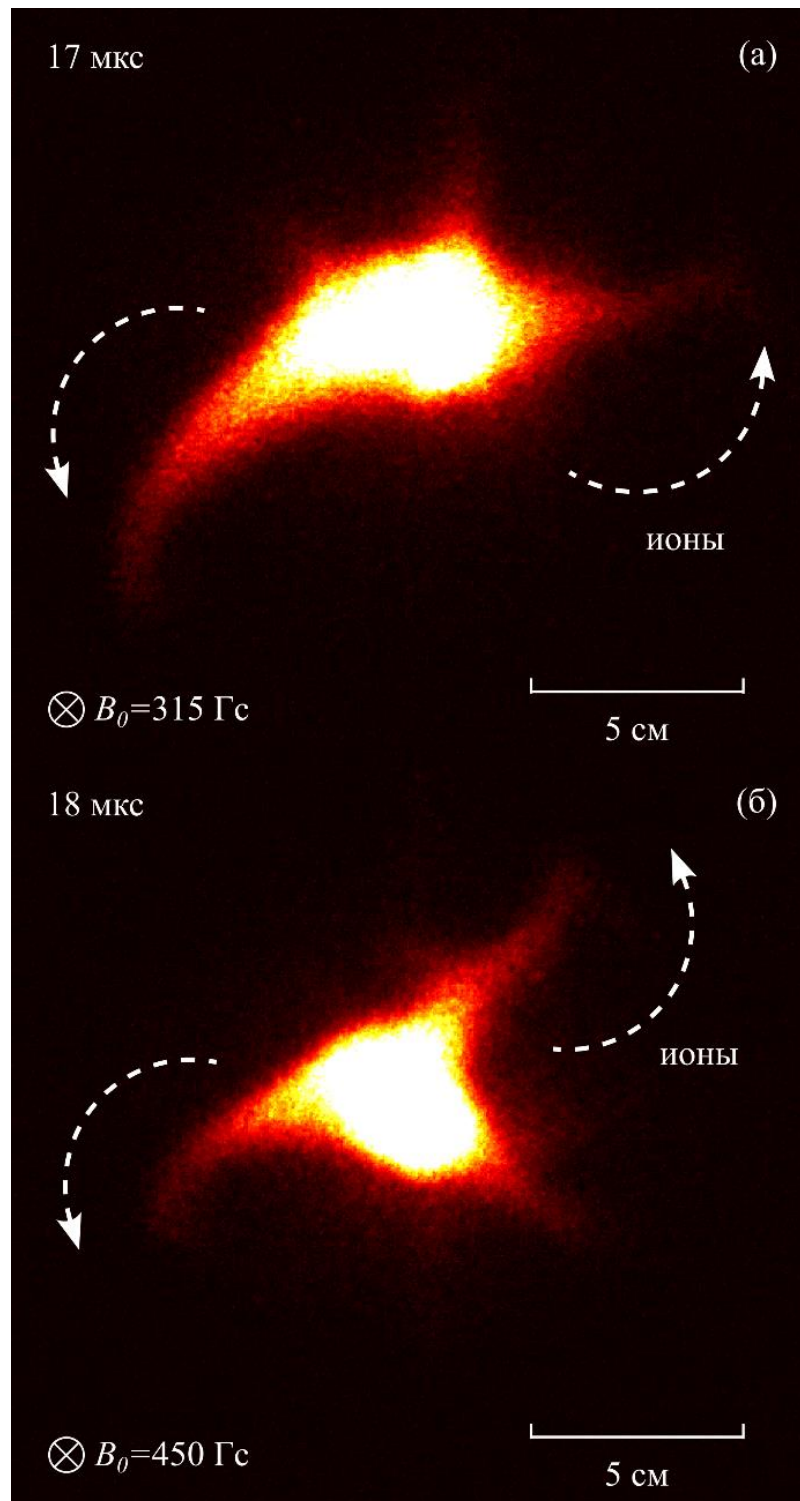


Рисунок 3.6 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи в полях $B_0 = 315 \text{ Гс}$ (а) и 450 Гс (б) на поздней стадии инжекции струи, демонстрирующие закручивание желобков в направлении циклотронного вращения ионов (отмечено стрелкой). Энергия, затрачиваемая на создание плазмы, 40 Дж.

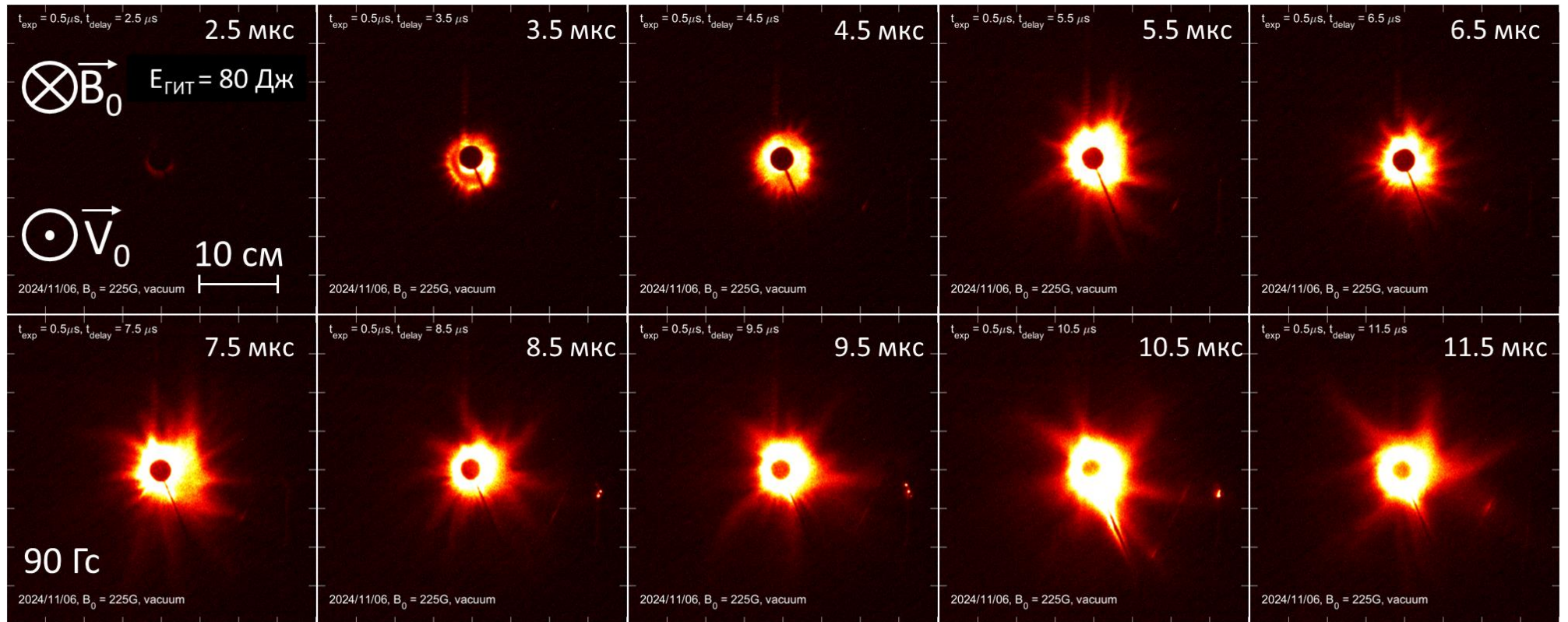


Рисунок 3.7 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи, инжектируемой в магнитное поле $B_0 = 225 \text{ Гс}$, в различные моменты времени при энергии на накопителе 80 Дж. Серия снимков получена в течение импульса тока через коаксиальную пушку. Выдержка каждого кадра составляет 0,5 мкс

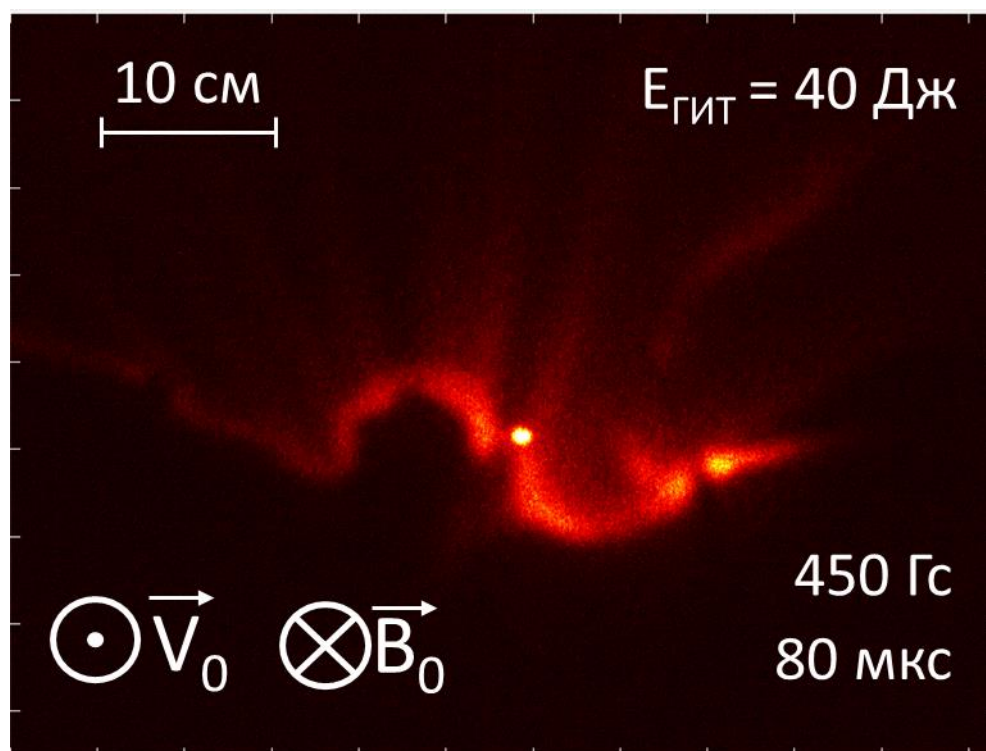


Рисунок 3.8 – Изображение плазмы спустя 65 мкс после окончания импульса тока в поле $B_0 = 450$ Гс. Выдержка кадра составляет 5 мкс, ширина кадра превышает 50 см. Яркая точка в центре изображения – ускоряющий канал коаксиальной пушки; энергия, затрачиваемая на создание плазмы, 40 Дж

3.3 Определение количественных параметров динамики струи плазмы и желобковой неустойчивости

Имея достаточный объем данных о динамике развития неустойчивости по изображениям плазмы, в том числе полученным в режиме накопления и усреднения, можно определить количественные параметры, по которым возможна надежная классификация неустойчивости. Эти параметры были определены на основании результатов, полученных при использовании ГИТ в качестве источника питания коаксиального ускорителя, при емкости накопителя $C = 5$ мкФ и ускоряющем напряжении $U = 7$ кВ, что соответствует энергии, затрачиваемой на создание плазмы в первой полуволне тока, около 80 Дж.

3.3.1 Методика построения R - t диаграмм

Анализируя динамику масштабов плазмы и диамагнитной каверны по свечению и R - t – диаграммам, можно получить достаточно точную информацию о скорости границы плазмы, увидеть общие закономерности поведения плазмы и каверны. Методика получения данных для R - t диаграмм иллюстрируется рис. 3.9. По исходному 16-битному изображению строились профили интенсивности свечения $I(r)$ вдоль диаметров, пересекающихся в центре кадра, с шагом по углу 2° - 10° . Полученные таким образом профили приведены на рис. 3.9(б) синим цветом, результат их сплайн-интерполяции – красная кривая. Использование большого количества диаметральных сечений изображения для построения профилей свечения позволило усреднить поперечный размер невозмущенной части плазменного потока и самих желобковых структур в азимутальном направлении. Черная кривая на рис. 3.9(б) представляет собой профиль возмущений магнитного поля $-\Delta B_z/B_0$, получаемый из результатов синхронных диамагнитных измерений линейкой магнитных зондов. Линейка магнитных зондов была расположена в плоскости $z = 8$ см от точки инъекции, как и экран-маска при фотосъемке. Профиль диамагнитных возмущений строился для каждого момента времени, в который получалось изображение плазменного потока (рис. 3.9(а)).

На стадии развития желобковой неустойчивости на склонах профилей интенсивности свечения $I(r)$ после их обработки и усреднения заметна особенность – локальный перегиб, отмеченный зеленой обоюдоострой стрелкой на рис. 3.9(б). Положение этого перегиба соответствует визуально определяемой границе плазменного потока – основному «телу», от которого отрастают желобки. Это – внутренняя граница желобков. Внешняя граница желобков на профилях свечения соответствует выходу средней интенсивности свечения на уровень фоновой засветки, она показана оранжевой обоюдоострой стрелкой.

Диапазон индукций внешнего магнитного поля был выбран таким образом, что при инъекции плазменной струи наблюдалось полное (до «нуля») вытеснение поля в области каверны. Для анализа было выбрано два характерных уровня диамагнитных возмущений – граница «дна» каверны, где регистрируется полное вытеснение, и «стенка» каверны, определяемая по полувысоте диамагнитного возмущения.

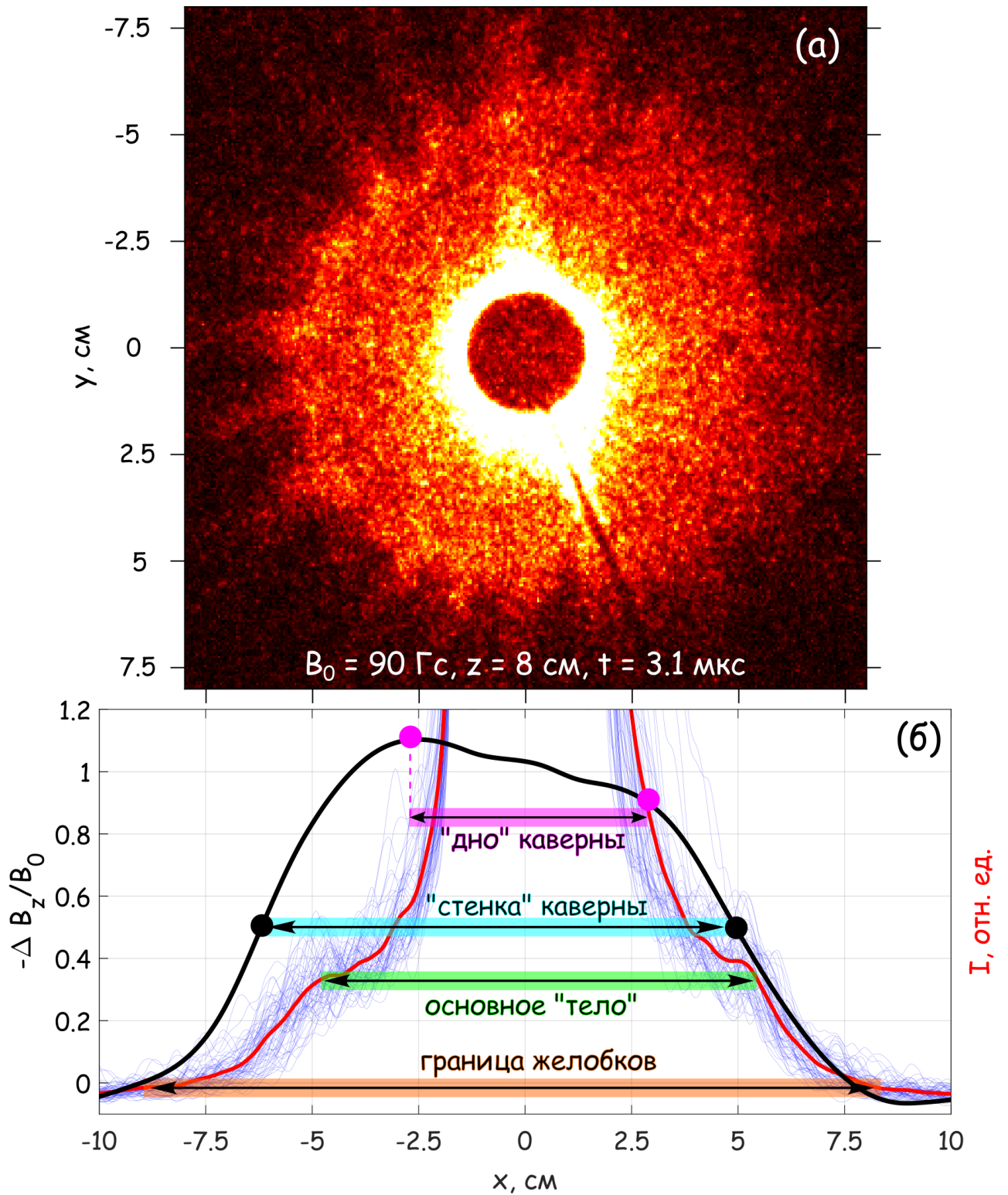


Рисунок 3.9 – Пример обработки изображений плазмы вместе с профилями диамагнитной каверны при инъекции в магнитное поле $B_0 = 90 \text{ Гс}$. Верхняя панель – исходная фотография в псевдоцвете, полученная с выдержкой 100 нс спустя $t = 3,1 \text{ мкс}$ после начала инъекции, по которой построены профили интенсивности свечения $I(r)$ вдоль прямых, построенных для разных углов относительно центра изображения (синие кривые), и результат их сплайн-интерполяции (красная кривая); черная кривая – пространственный профиль возмущения магнитного поля $-\Delta B_z/B_0$, полученный в сечении $z = 8 \text{ см}$ в тот же момент времени t

На рис. 3.10 представлены $R-t$ диаграммы, полученные в экспериментах с магнитными полями индукцией 45-150 Гс из обработки изображений плазмы и магнитных зондовых измерений. Синие и красные точки получены по фотографиям, синие соответствуют невозмущенной внешней границе плазменной струи – основному «телу» струи, красные соответствуют внешней границе желобков. Ворота погрешностей отображают разброс кривых профилей свечения по разным азимутальным углам при определении точек, соответствующих границе основного «тела» плазмы и желобков. Данные получены при одинаковых параметрах фотосъемки с выдержкой 100 нс, в этих условиях желобковые структуры отчетливо видны на изображениях спустя $\sim 2,2$ мкс после начала инжекции плазмы в полях индукцией 90-150 Гс; при 45 Гс желобки фиксируются позже, спустя ~ 3 мкс. Видимо, это связано с тем, что плазма имеет бóльшие поперечные размеры при меньшей индукции внешнего поля и, соответственно, яркость ее свечения ниже: признаки желобковой неустойчивости лучше видны на более поздней стадии инжекции.

Зелеными точками на рис. 3.10 нанесены данные о движении «стенки» каверны, зеленая заливка соответствует среднеквадратичной ошибке при построении профилей ΔB_z . В случае низкого поля (45 Гс) поперечный размер плазмы и каверны оказался достаточным большим, чтобы дополнительно построить зависимость позиции края «дна» диамагнитной каверны от времени, на рис. 3.10 – это желтые точки, заливка того же цвета соответствует среднеквадратичной ошибке. Видно, что область «дна» диамагнитной каверны хорошо соответствует свечению основного «тела» плазмы. При более высоких уровнях индукции магнитного поля (более 100 Гс) используемой сборки магнитных зондов недостаточно, чтобы разрешить границу «дна» диамагнитной каверны. В то же время, с момента появления желобковых структур скорость стенки (склона) диамагнитной каверны совпадает со скоростью границы плазмы.

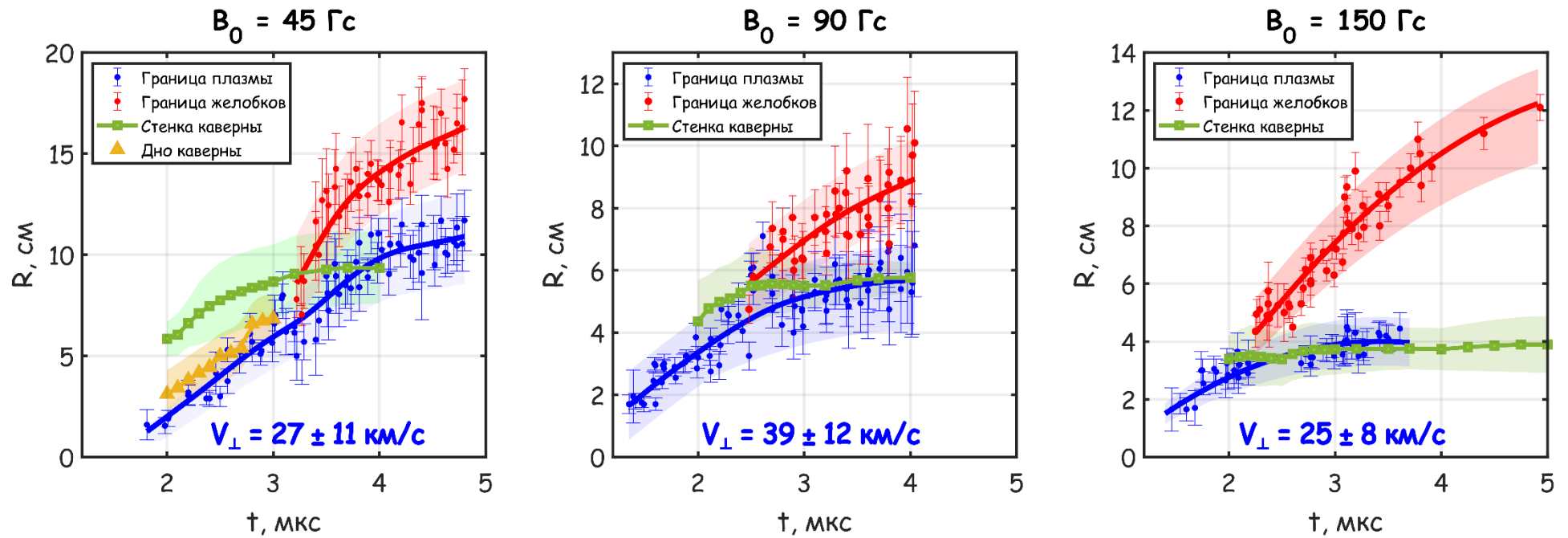


Рисунок 3.10 – R - t диаграммы динамики плазмы и диамагнитных возмущений в полях $B_0 = 45$ - 150 Гс , полученные из обработки изображений свечения плазмы – границы основного «тела» плазмы и границы желобковой структуры, а также динамики диамагнитных возмущений – «стенки» и «дна» диамагнитной каверны

Первым шагом в классификации неустойчивости является установление степени замагниченности ионов на поперечном масштабе плазменного потока, а именно соотношения гирорадиуса $R_L = MV_{\perp}c/eB$ с масштабом плазмы R_p . Скорость ионов $V_{\perp}$ определялась по кривым свечения невозмущенной границы плазмы из R - t диаграмм. Для широкого диапазона индукций $B_0 = 45$ - 150 Гс поперечная скорость расширения плазмы составила $V_{\perp} = 25$ - 40 км/с. Ионы углерода с такими скоростями оказываются незамагниченными на поперечных масштабах расширяющейся плазмы, $R_L/R_p \approx 5 \div 10 \gg 1$.

Эффективное ускорение свободного падения (коэффициент торможения) g также может быть получено из R - t диаграмм. Если считать, что плазма расширяется поперёк поля равномерно (т.е. с постоянным коэффициентом торможения), значение g можно определить, аппроксимируя кривую полиномом второй степени, что соответствует уравнению кинематики материальной точки в поле силы тяжести. В диапазоне индукций магнитного поля 45 - 150 Гс значение коэффициента торможения плазмы поперёк B_0 составило $g = (0,7-1,5) \times 10^{12}$ см/с².

Коэффициент торможения можно оценить аналитически из равенства начальной кинетической энергии плазмы и энергии вытесненного магнитного поля: максимальный коэффициент торможения при расширении плазмы до поперечного масштаба R_B в сферической (3D) и в цилиндрической (2D) геометрии составляет величину $g \sim V_0^2/R_B = (0,8-1,8) \times 10^{12}$ см/с² для начальной энергии плазмы $0,1$ Дж и скорости ~ 30 км/с. Во всем диапазоне использовавшихся магнитных полей $B_0 = 45$ - 150 Гс и при полученных из R - t диаграмм скоростях расширения плазмы, такая оценка согласуется с экспериментально полученными значениями. Отметим, что эти значения по порядку величины совпадают с результатами, получаемыми на лазерно-плазменных установках с энергией плазмы уровня нескольких джоулей и существенно бóльшей начальной скоростью разлета – 100 км/с и выше.

3.3.2 Методика определения масштаба границы плазмы

Для нахождения характерного масштаба градиента концентрации $L_n = n/\nabla n$, который является одним из ключевых параметров, определяющих инкремент наблюдаемой неустойчивости, использовались поперечные профили свечения плазмы $I(r)$, получаемые из обработки изображений. Согласно [52], оптическое излучение плазмы используемого коаксиального ускорителя, регистрируемое ICCD камерой, формируется, главным образом, рекомбинационной линиями однократно ионизированного углерода и водорода. Поэтому можно

считать, что профиль интенсивности свечения плазмы определяется, в основном, профилем концентрации. На рис. 3.11 представлен пример изображения плазмы, на котором выделена часть профиля интенсивности, отражающая масштаб границы плазменного потока. На поперечных профилях свечения внешняя граница плазмы на стадии развития желобковой неустойчивости наблюдается в виде локального скачка яркости.

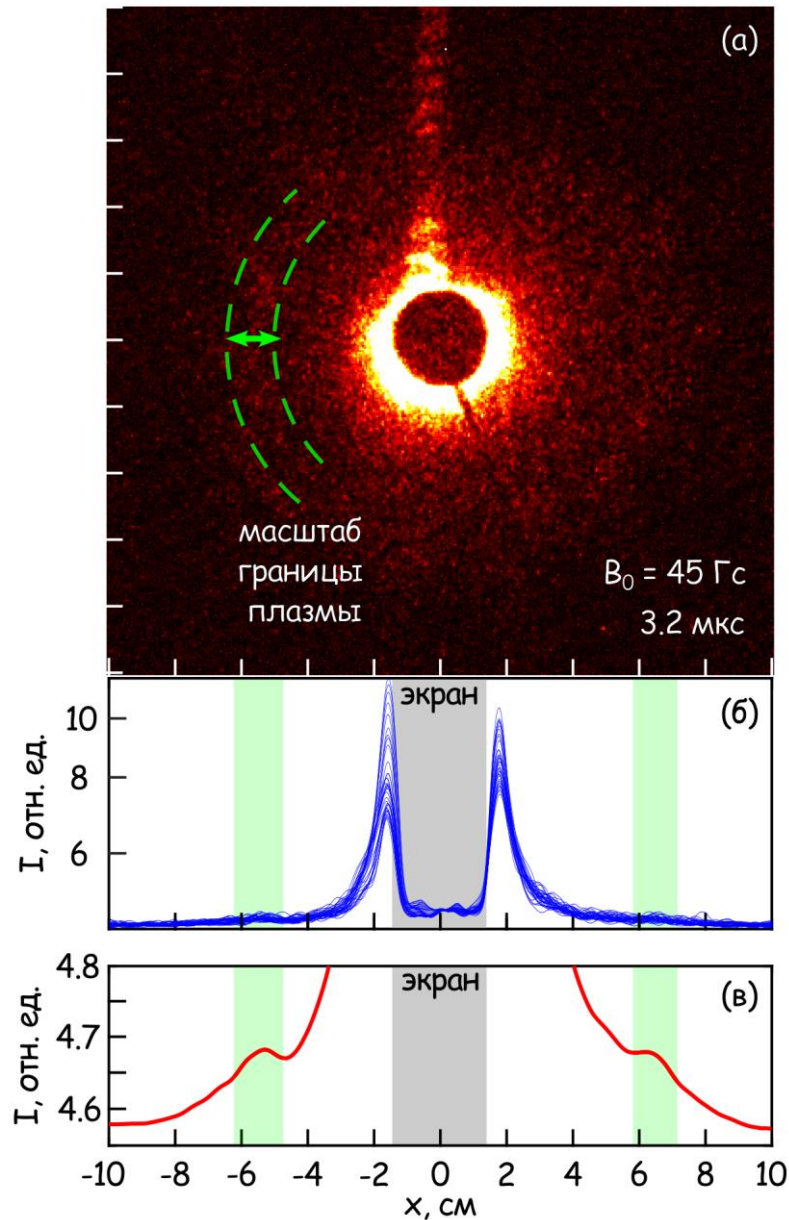


Рисунок 3.11 – Методика определения масштаба границы плазменного потока по изображениям. (а) – Изображение плазмы в псевдоцвете спустя $t = 3,2 \text{ мкс}$ после начала инъекции в поле $B_0 = 45 \text{ Гс}$, выдержка кадра 100 нс ; (б) – профили интенсивности свечения, построенные вдоль различных диаметров, проходящих через центр изображения; (в) – увеличенный участок усредненного профиля свечения, на котором зеленым цветом выделена область границы плазмы

Несмотря на то, что интенсивность свечения отражает концентрацию плазмы, отношение яркости свечения плазмы вблизи границы к уровню фоновой засветки мало, и точность определения L_n через вычисление отношения $I/(\partial I/\partial x)$ оказывается низкой. Удастся лишь корректно локализовать область границы плазмы, но не градиент её концентрации, поскольку изображение в этой области малоконтрастно. Вместе с тем, по сглаженному профилю свечения можно получить оценку масштаба границы плазмы (выделен зеленым на рис. 3.11 (в)), которая близка к L_n . На рис. 3.12 приведены примеры обработки изображений плазмы на начальной стадии развития желобковой неустойчивости при различных индукциях B_0 , из которых определялся масштаб границы плазмы. Для обработки были выбраны изображения плазмы, полученные в различные моменты времени относительно начала инжекции: $t = 3,2$ мкс для 45 Гс, $t = 2,2$ мкс для 90 Гс, $t = 2,4$ мкс для 150 Гс. По мере увеличения индукции магнитного поля от 45 Гс до 150 Гс оцениваемый этим способом образом масштаб границы уменьшается от 2 см до приблизительно 0,5 см. Таким образом, на начальной стадии развития неустойчивости масштаб неоднородности концентрации плазмы для всех индукций B_0 составляет порядка 1 см.

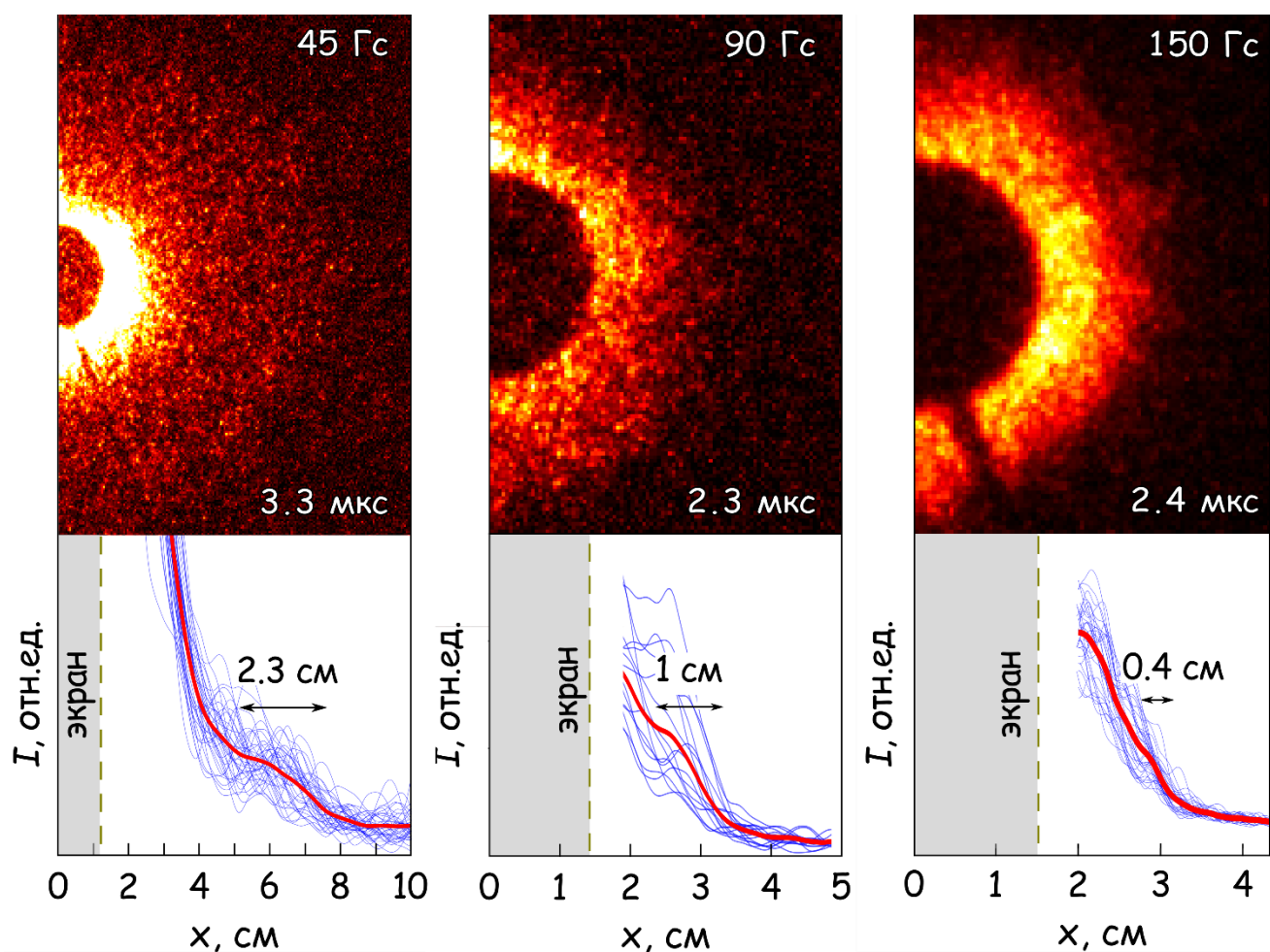


Рисунок 3.12 – Масштаб границы плазмы в полях в полях $B_0 = 45-150$ Гс на стадии развития желобковой неустойчивости. Под каждым изображением в псевдоцвете приведены профили свечения $I(x)$, построенные по исходным изображениям

3.3.3 Методика определения масштаба границы диамагнитной каверны

На рис. 3.13 показана методика определения характерного масштаба градиента магнитного поля $L_B = B_z(x) / \frac{\partial B_z(x)}{\partial x}$ по профилям $B_z(x)$ на примере инъекции в поле $B_0 = 45$ Гс. Профиль магнитных возмущений построен в момент $t = 3$ мкс после начала инъекции. Каждый склон диамагнитной каверны – левый и правый – аппроксимировался прямой, по которой вычислялась производная $\frac{\partial B_z(x)}{\partial x}$, и, соответственно, L_B ; результирующее значение выбиралось как среднее значение для левого и правого склонов. Погрешность определялась как среднеквадратичное отклонение аппроксимации от исходной кривой, во всех случаях она составляла величину порядка 10%. На рис. 3.14 представлена зависимость масштаба градиента магнитного поля L_B диамагнитной каверны от времени, вычисленная по профилям диамагнитных возмущений $B_z(x)$ в полях $B_0 = 45-150$ Гс в сечении $z = 8$ см от точки инъекции. Видно, что во всем исследуемом диапазоне магнитных полей масштаб неоднородности магнитного поля на стенке каверны L_B изменяется слабо с течением времени, и составляет $0,7 - 1,15$ см в полях $B_0 = 45-150$ Гс.

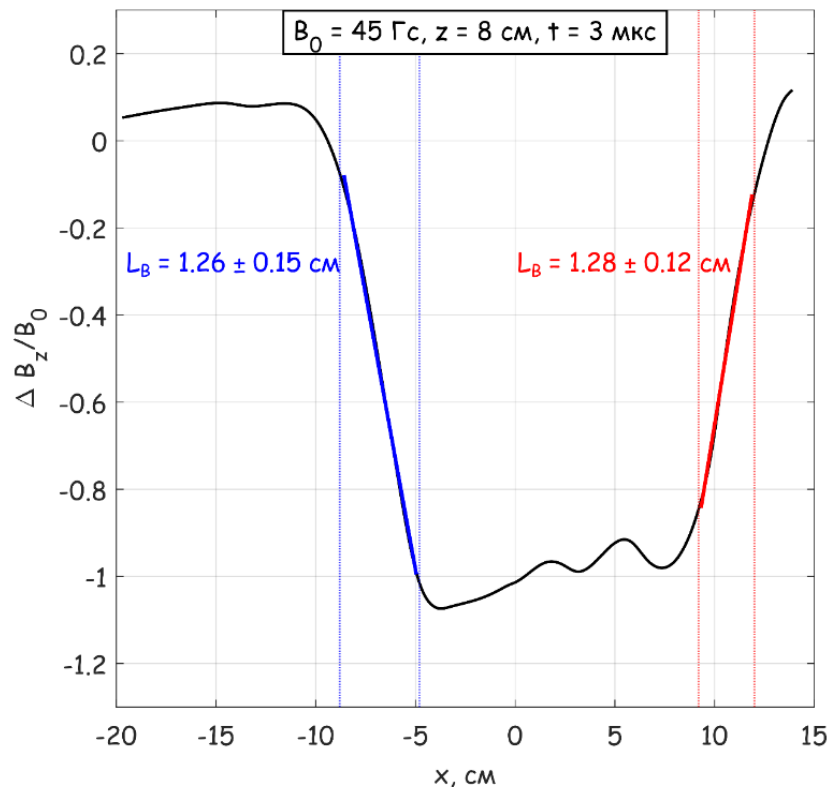


Рисунок 3.13 – Методика определения характерного масштаба градиента магнитного поля $L_B = B_z(x) / \frac{\partial B_z(x)}{\partial x}$ по профилям $B_z(x)$ на примере случая инъекции в поле $B_0 = 45$ Гс

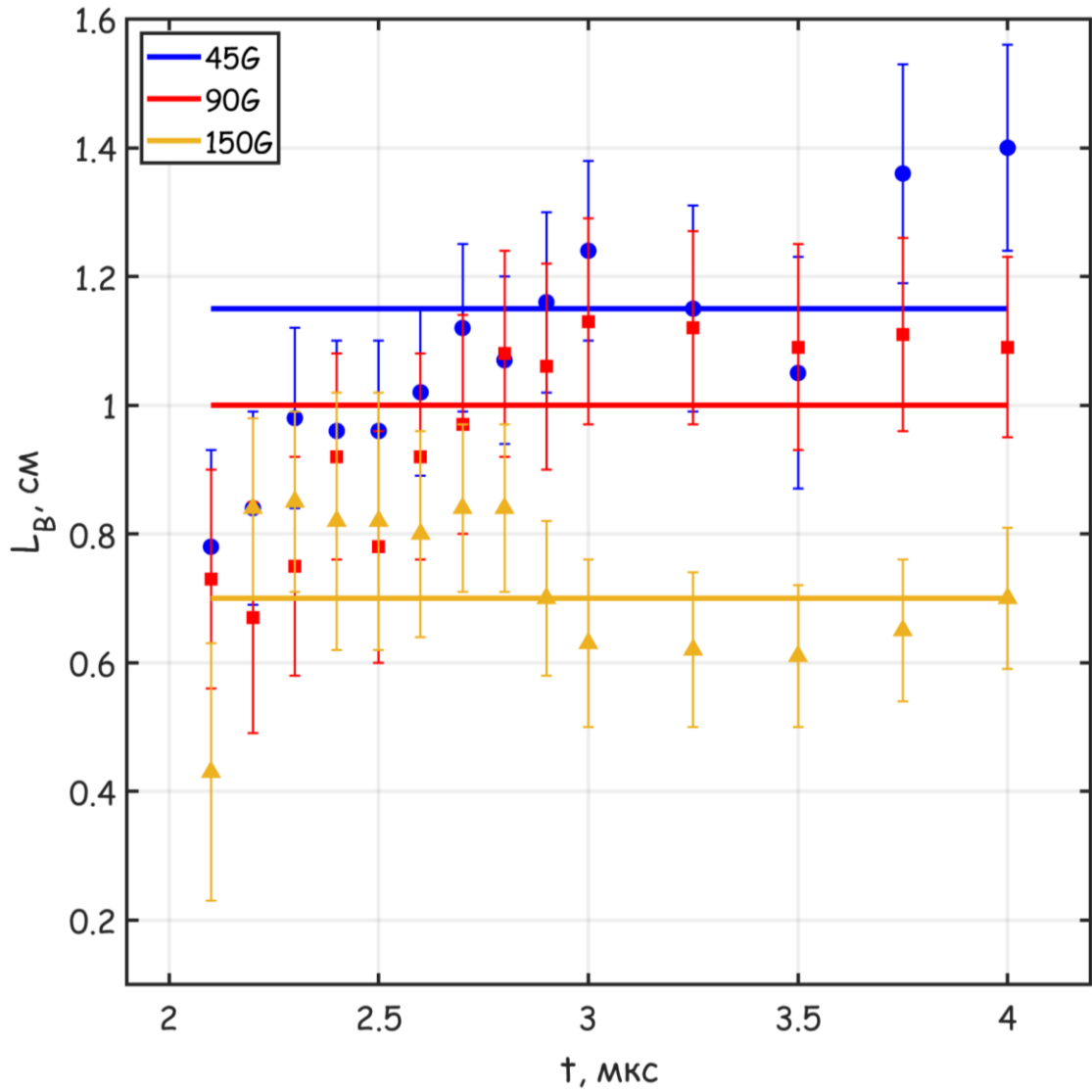


Рисунок 3.14 – Зависимость масштаба градиента магнитного поля диамагнитной каверны $L_B = \frac{\partial B_z(x)}{\partial x} / B_z(x)$ от времени, вычисленная по профилям диамагнитных возмущений $B_z(x)$ в полях $B_0 = 45\text{--}150$ Гс в сечении $z = 8$ см относительно точки инъекции

Обсудим полученную величину L_B . Минимальный масштаб проникновения магнитного поля в бесстолкновительную плазму с резкой границей есть c/ω_{pe} – лондоновская глубина. Для плазмы коаксиального генератора с концентрацией в диапазоне $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ лондоновская глубина составляет $0,2 - 0,05$ см, что на порядок меньше измеренного масштаба неоднородности магнитного поля на склоне каверны. Это расхождение может объясняться как диффузией магнитного поля в плазму за счет кулоновских столкновений, так и наличием относительно плавного градиента концентрации ионов на границе плазма-магнитное поле, который обеспечивает баланс давлений в каждой точке.

Время, необходимое для диффузии магнитного поля на расстояние $L_B \sim 1$ см, составляет $t \sim \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{1}{\nu_{ei}} L_B^2 \sim 1$ мкс для указанных выше концентраций при электрон-ионной частоте столкновений ($T_e \sim 1$ эВ) $\nu_{ei} \sim 10^8$ с⁻¹ для типичных параметров эксперимента. Конкурирующим механизмом является конвективный перенос возмущений магнитного поля с потоком плазмы: плазма расширяется, и стенка диамагнитной каверны движется вместе с ней, что хорошо видно из динамики профилей каверны. При расширении плазмы поперек магнитного поля со скоростью порядка 30 км/с движущаяся граница каверны смещается за 1 мкс на расстояние 3 см, что заметно больше, чем оценка глубины проникновения магнитного поля по диффузионному механизму за то же время. При этом диамагнитное возмущение сохраняет крутизну своего фронта, как минимум, до момента максимального расширения. Поэтому крутизна «стенки» диамагнитной каверны и определенный из эксперимента масштаб градиента магнитного поля, скорее всего, определяются именно градиентом концентрации плазмы, а не диффузией магнитного поля в плазму. Ранее из анализа r - t диаграмм (рис. 3.10) было установлено, что при расширении плазмы границе «дна» диамагнитной каверны соответствует граница плазмы. При этом вычисляемая по профилю $B_z(x)$ величина L_B на стадии развития желобковой неустойчивости оказывается фактически такой же, как видимый масштаб границы плазмы L_n – порядка 1 см в полях 45-150 Гс. С учетом всего вышесказанного, примем, что для оценок параметров неустойчивости масштаб L_B можно использовать и как оценку L_n .

Отметим, что в пионерском исследовании желобковой неустойчивости в режиме незамагниченных ионов [41] при абляции алюминиевой мишени лазерным излучением в магнитном поле масштаб L_n определялся двумя независимыми оптическими методами и сравнивался с магнитными зондовыми измерениями, дающими информацию о масштабе L_B . Все три метода дали одно и то же значение L_n с хорошей экспериментальной точностью, что подкрепляет основания для использования полученных значений L_B для оценки масштаба градиента концентрации L_n .

3.3.4 Методика определения числа желобков

Число возбуждаемых желобков определялось путем построения профиля интенсивности свечения вдоль окружности или эллипса, охватывающих плазменный поток вместе с желобками; типичный пример обработки представлен на рис. 3.15. Для повышения точности профили интенсивности восстанавливались вдоль системы из трех вложенных окружностей (или эллипсов), пересекающих область желобков.

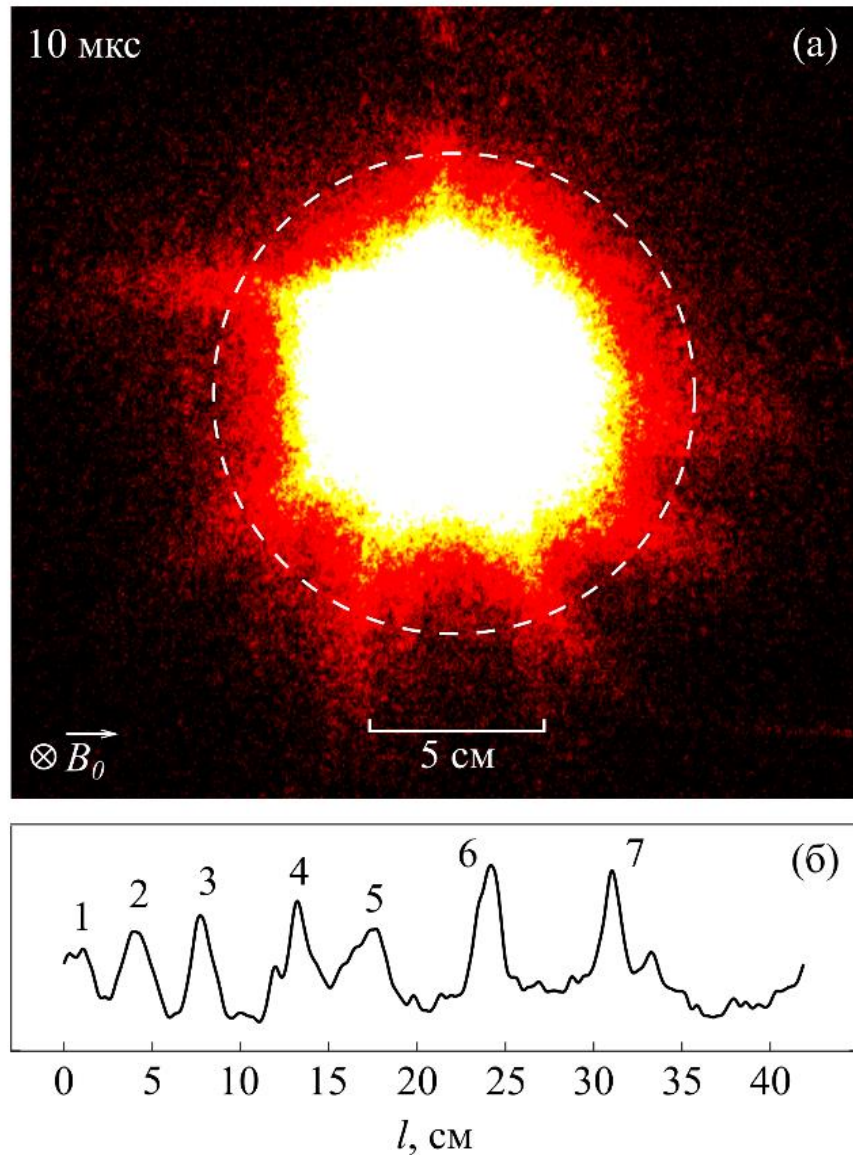


Рисунок 3.15 – (а) Изображение плазменной струи в поле $B_0 = 90$ Гс в момент времени $t = 10$ мкс после начала инъекции (энергия на накопителе 40 Дж); (б) – Профиль интенсивности свечения, полученный вдоль окружности (панель (а) – пунктир), по которому определяется количество желобков ($m_f = 7$) и их характерная ширина по полувысоте (1-2 см)

Подобный подход дал достаточно подробную информацию об эволюции числа желобков от времени. На рис. 3.16 представлена зависимость числа желобков m_f от времени, полученная на методике рис. 3.15 для индукций магнитного поля, отличающихся в пять раз: от 45 Гс до 225 Гс. На начальном этапе (2 – 4 мкс) число желобков составляет от 20 до 30 в зависимости от реализации, в среднем $m_f \approx 25$, затем их число монотонно уменьшается. К окончанию импульса тока число желобков составляет около $m_f \approx 10$. Таким образом, во всех исследуемых магнитных полях 45-225 Гс возбуждается, фактически, одна и та же желобковая мода, неустойчивость возбуждалась в одном и том же режиме.

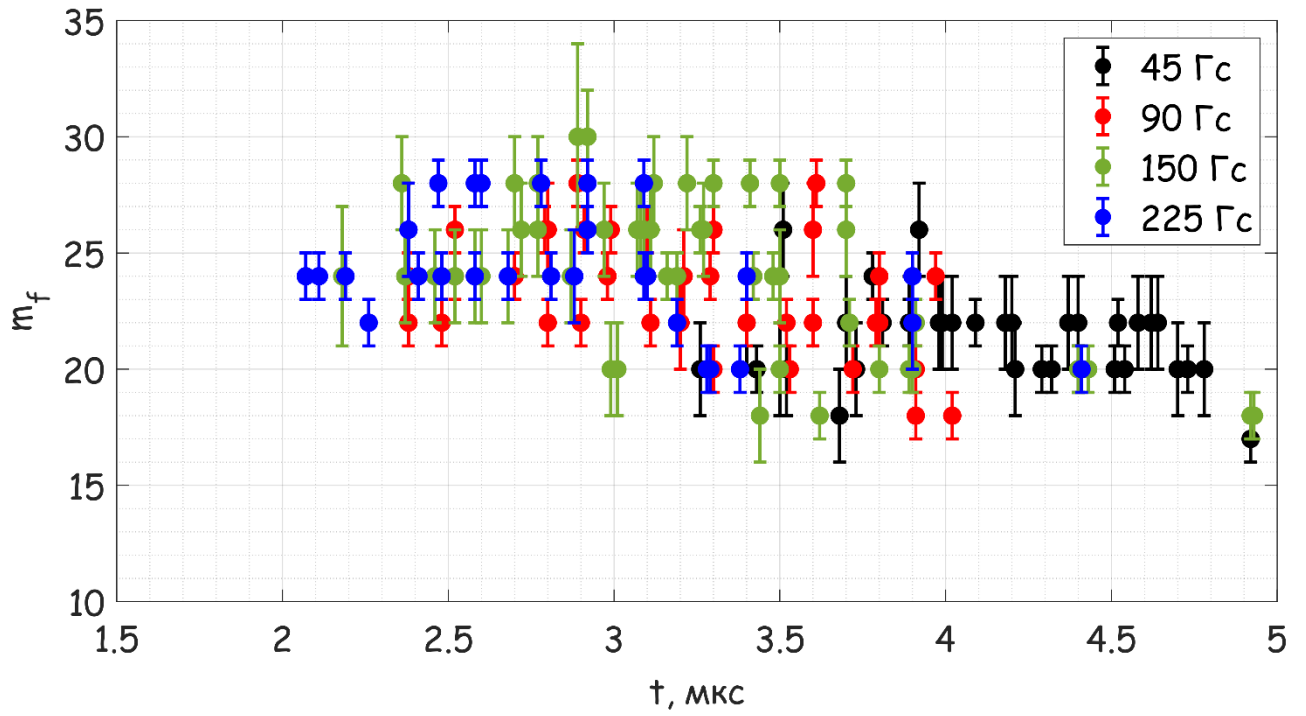


Рисунок 3.16 – Зависимость числа желобков m_f от времени при значениях индукции $B_0 = 45\text{--}225$ Гс при энергии, затрачиваемой на создание плазмы около 80 Дж

3.3.5 Оценка параметров неустойчивости по экспериментальным данным

Все необходимые количественные характеристики для классификации наблюдаемой в эксперименте неустойчивости сведены в таблицу 3.1. Подтвердив выполнение условия незамагниченности слабостолкновительных ионов на масштабе плазмы по её размерам и поперечной скорости из R - t диаграмм, можно не рассматривать классическую неустойчивость Релея-Тэйлора (MHD) как механизм генерации желобков.

Таблица 3.1 – Количественные характеристики желобковой неустойчивости из экспериментов в полях 45-150 Гс.

B_0 , Гс	45	90	150
$L_n = L_B$, см	$1,2 \pm 0,5$	$1 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,3$
$R_{\text{плазмы}}$, см	$7 \pm 1,3$	$4,7 \pm 0,5$	$3 \pm 0,3$
m_f	25 ± 5		
k , см $^{-1}$	$2,9 \pm 0,7$	$4,3 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,5$
g , см/мкс 2	$1,2 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
kL_n	$3,3 \pm 0,5$	$4,3 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,5$
γ^{-1} , нс	290 ± 90	190 ± 30	310 ± 50

Для того, чтобы понять, применима ли описанная в разделе 3.1 модель желобковой неустойчивости в режиме незамагниченных ионов (LLR) к нашим экспериментам, необходимо определить соотношение между волновым числом k и масштабом градиента концентрации L_n . Волновое число определялось как $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{m_f}{R}$; обратный инкремент или время развития неустойчивости $\gamma^{-1} = \frac{R}{m_f \sqrt{L_n g}}$. Из таблицы 3.1 видно, что произведение $kL_n \approx 3 - 5 > 1$, что соответствует режиму коротких волн: обратный инкремент может быть оценен по экспериментальным данным из соответствующего асимптотического решения дисперсионного уравнения (3.10).

Также из таблицы 3.1 видно, что теоретическая оценка γ^{-1} на порядок меньше, чем интервал времени от начала импульса тока до наблюдения первых признаков развития неустойчивости по изображениям, $t_{жс} \sim 2,2-3$ мкс. Оценка γ^{-1} по модели LLR свидетельствует о том, что данная неустойчивость развивается чрезвычайно быстро. Полученные времена развития в несколько сотен наносекунд соответствует коротковолновым желобковым модам в режиме незамагниченных ионов. То, что время $t_{жс}$ превышает обратный линейный инкремент, указывает на то, что в эксперименте наблюдается уже нелинейная стадия развития неустойчивости.

Дополнительным аргументом в пользу того, что в эксперименте наблюдается нелинейная стадия развития неустойчивости, являются результаты численного моделирования [78, 79], где в модели холловской магнитной гидродинамики наблюдался переход от больших мод $m_f \sim 20$ к $m_f \sim 5-10$ на поздних временах, соответствующих нелинейной стадии. Нелинейная стадия развития неустойчивости характеризуется слиянием желобков, которое оправдано с энергетической точки зрения. Система стремится к состоянию с меньшей энергией, уменьшая общую энергию поверхности раздела за счет уменьшения общей длины границы между плазмой и магнитным полем.

Таким образом, можно заключить, что в проведенных экспериментах возбуждается желобковая неустойчивость в режиме незамагниченных ионов типа LLR в коротковолновом пределе с присущими ей высокими линейными инкрементами. На получаемых с помощью наносекундной камеры изображениях плазмы в видимом свете наблюдается уже нелинейная стадия развития этой неустойчивости.

3.4 Желобковая неустойчивость плазменной струи, инжектируемой в фоновую плазму и в нейтральный газ

Помимо исследования случая расширения плазменной струи в магнитное поле в вакуум, были проведены эксперименты по инжекции в фоновую среду – плазму или нейтральный газ. На рис. 3.17 показано несколько вариантов развития желобковой неустойчивости, обусловленных, вероятно, различными физическими механизмами. Во всех случаях эксперименты проводились в первом цикле инжекции плазмы длительностью 12 мкс при ускоряющем напряжении 7 кВ и емкости ГИТ $C = 5$ мкФ. При инжекции струи в вакуум (см. рис. 3.17 (а)) желобки отрастают от боковой поверхности плазмы, главным образом, в радиальном направлении. При инжекции струи в нейтральный газ (в данном случае – в гелий при давлении 10^{-3} торр) наблюдается контрастная желобковая структура, закрученная в направлении циклотронного вращения ионов (см. рис. 3.17(в)). Обращает на себя внимание большой поперечный масштаб плазмы: к концу цикла инжекции желобки занимают практически всё поперечное сечение соленоида диаметром 1,5 м. При инжекции струи в плотную фоновую плазму (в данном случае – аргоновую с концентрацией 10^{12} см $^{-3}$) неустойчивость развивается непосредственно в объеме инжектируемой плазмы, причем неоднородные структуры закручиваются в направлении циклотронного вращения электронов (см. рис. 3.17(б)). Интересно, что, независимо от режима взаимодействия плазменной струи с фоновой средой, в широком диапазоне индукций магнитного поля число желобков на начальной стадии развития неустойчивости изменяется в диапазоне от 15 до 25.

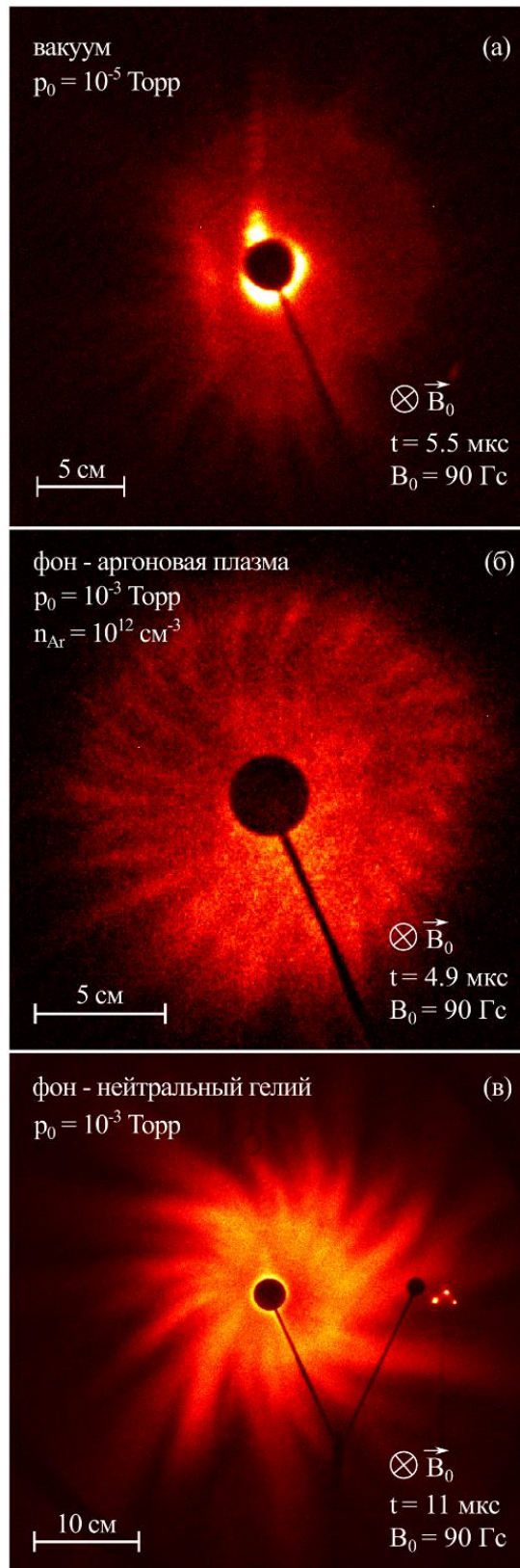


Рисунок 3.17 – Фотографии (в псевдоцвете) плазменной струи, расширяющейся вдоль магнитного поля $B_0 = 90$ Гс, выдержка при фотосъемке составляла 500 нс. (а) – инжекция в вакуум с остаточным давлением $p_0 = 10^{-5}$ торр спустя $t = 5,5$ мкс после начала инжекции, (б) – инжекция в фоновую аргоновую плазму с $n_{Ar} = 10^{12}$ см $^{-3}$ в $t = 4,9$ мкс, (в) – инжекция в нейтральный гелий с давлением $p_0 = 10^{-3}$ торр в $t = 11$ мкс

3.5 Обсуждение

Кратко обсудим результаты экспериментов по исследованию желобковой неустойчивости. Развитие неустойчивости в проведенных на стенде «Крот» экспериментах характеризуется достаточно высоким параметром замагниченности ионов на поперечном масштабе плазмы, который достигать $\varepsilon_b = R_{Li}/R_B \approx 5$ [58]. В таблице 3.2 представлены данные в виде безразмерных параметров различных лабораторных лазерно-плазменных экспериментов, а также космических активных экспериментов (AMPTE), в которых развивающаяся желобковая неустойчивость была отождествлена с неустойчивостью Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов (LLR).

Таблица 3.2 – Безразмерные параметры экспериментов, в которых наблюдалась неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов (LLR)

	AMPTE [14] (инжекция бария в АЭ)	Pharos III (NRL) [41] (лаборатория, лазер)	КИ-1 [58] (лаборатория, лазер)	MLPD [73] (лаборатория, лазер)	«Крот» (лаборатория, коаксиальный генератор)
R_{Li}/R_B	~ 1	0,4/0,9	0,8/1,8	0,8	3-5
R_{Li}/L_n	5,5	0,4/14	3,5/6	3	30-62
kL_n	6,3	7,9	7,4/23	9,5	2,9-4,6

Видно, что проведенные эксперименты с плазменной струей, создаваемой коаксиальным генератором, существенно расширяют исследованную с лазерной плазмой плоскость параметра замагниченности (порядка нескольких единиц) в сторону сильной незамагниченности ионов – отношение гирорадиусов ионов к поперечному масштабу плазменной струи достигает ≈ 5 .

Из таблицы 3.2 видно, что параметр замагниченности в экспериментах на стенде «Крот» формально заметно (до нескольких раз) выше, чем в других экспериментах: это достигается, с одной стороны, невысокой энергией инжектируемой плазмы ($E_0 \sim 0,1$ Дж), с другой – относительно низкими индукциями внешнего магнитного поля B_0 . При этом необычным результатом является то, что на начальном этапе развития желобковых структур при изменении индукции внешнего магнитного поля в 5 раз, т.е. практически в диапазоне порядка величины, наблюдается одна и та же желобковая мода с $m_f \sim 25$. Близкое число желобков наблюдалось в активном эксперименте AMPTE [14] ($m_f = 24$). Вместе с тем, при заданном параметре замагниченности число желобков не описывается простыми скейлингами, представленными, например в [58]. Таким образом, проведенные исследования дают ценную информацию для

дальнейшего развития моделей желобковой неустойчивости на нелинейной стадии и их экспериментальной верификации.

3.6 Основные результаты главы

Проведенные экспериментальные исследования позволили детально изучить динамику желобковой неустойчивости в плазме, расширяющейся вдоль магнитного поля, установить ее ключевые особенности, и классифицировать как неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме незамагниченных ионов.

Исследование динамики плазменной струи при её инжекции в вакуум вдоль магнитного поля с помощью ICCD камер с быстрым затвором свидетельствует о том, что развитие неустойчивости характеризуется образованием желобков, количество и размер которых изменяются со временем и зависит от подводимой на создание плазмы энергии. Важным наблюдением является закручивание желобков в направлении циклотронного вращения ионов на поздней стадии развития, что указывает на существенное влияние магнитного поля на их динамику.

Количественный анализ R - t диаграмм и профилей свечения плазмы позволил определить ключевые параметры неустойчивости. Поперечная скорость расширения плазмы составила 25-40 км/с в широком диапазоне магнитных полей 45-150 Гс; ионы углерода не замагничены на поперечном масштабе плазмы. Коэффициент торможения потока g определен в пределах $(0,7-1,5) \times 10^{12}$ см/с², его величина соответствует теоретическим оценкам. Масштабы градиента концентрации L_n и градиента магнитного поля L_B на границе плазмы близки и в широком диапазоне параметров составляют около 1 см. Такой масштаб в эксперименте соответствует коротковолновому приближению в модели неустойчивости Рэлея-Тейлора в случае незамагниченных ионов.

Сравнение теоретического времени развития неустойчивости по модели LLR на линейной стадии [56] ($\gamma^{-1} \approx 0,2-0,3$ мкс) с экспериментально наблюдаемым моментом появления в эксперименте ($t_{жс} \approx 2,5-3$ мкс) свидетельствует о регистрации неустойчивости уже на нелинейной стадии её развития.

Экспериментальное исследование влияния фоновой среды выявило несколько режимов развития неустойчивостей, отличающихся от случая инжекции в вакуум. При инжекции в фоновую плазму (Ar, 10^{12} см⁻³) отмечалось развитие желобковых структур в объеме струи,

закрученных в направлении циклотронного вращения электронов, тогда как при инжекции в нейтральный газ (He , 10^{-3} торр) наблюдалось закручивание желобковых структур в сторону циклотронного вращения ионов.

Особое значение имеет выявленная роль желобковой неустойчивости в поперечном транспорте плазмы. На поздних стадиях инжекции (до сотен микросекунд) плазменный поток теряет симметрию и распространяется поперек магнитного поля в виде нескольких струйных выбросов, сформированных в результате укрупнения и слияния желобков.

Глава 4 Исследование коллимированного струйного течения плазмы при инжекции плазменной струи поперек внешнего магнитного поля

Распространение потоков ионизированного вещества поперек внешнего магнитного поля – фундаментальная проблема, возникающая в различных областях физики космической и лабораторной плазмы. В околоземной среде эти процессы имеют место при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой Земли [80], а также при проведении активных геофизических ракетных экспериментов в ионосфере и магнитосфере [81]. Множество примеров можно обнаружить в астрофизических объектах, например при аккреции вещества на молодые звездные объекты [82], взрывах сверхновых и корональных выбросах звездной массы [83]. Изучение потоков плазмы, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля, важно для понимания ряда важных физических явлений, таких как преобразование кинетической энергии в тепловую энергию, передача энергии и импульса направленного потока плазмы фоновой среде, включая образование ударных волн [84]. Задача взаимодействия потоков плазмы с поперечным магнитным полем повсеместно встречается и в прикладных исследованиях, таких как инжекция плазмы в установках УТС [85], разработка плазменных двигателей для космических аппаратов [86].

Одним из эффектов, возникающих при поперечной инжекции плазменной струи во внешнее квазигоднородное магнитное поле, является коллимация потока плазмы – формирование так называемого «плазменного листа» (англ. «plasma slab» [87,36,88]).

Коллимированные струи плазмы наблюдаются в экспериментах с плотными высокоскоростными (порядка 500 км/с) потоками лазерной плазмы. Недавно протяженные «листы» масштаба до 1 м были получены в экспериментах с потоками лазерной плазмы со скоростями порядка 100 км/с [34]. Для наблюдения эффекта формирования плазменного «листа» принципиальным фактором оказывается большая трасса распространения плазменного потока поперек однородного магнитного поля. В компактных плазменных установках эксперименты с коаксиальными плазменными пушками проводились и ранее (см., например, [31]), однако коллимированного струйного течения поперек магнитного поля типа «плазменный лист» в них наблюдать не удавалось.

Целью данной главы является экспериментальное исследование струйных течений плазмы поперек магнитного поля и уточнение физической модели их формирования. Для построения модели «листа» необходимо получение достаточно большого массива экспериментальных данных в широком диапазоне внешних параметров. Для адекватных по

постановке экспериментов необходимо реализовать «безграничный» режим эволюции плазменной струи на масштабах и временах её существования. Стенд «Крот» дает уникальную возможность проводить такие исследования за счет рекордно большого поперечного размера рабочего пространства вакуумной камеры с квазиоднородным магнитным полем. Основные результаты главы изложены в работах [52, 53].

4.1 Общая характеристика плазменных струй, распространяющихся поперек магнитного поля, по результатам скоростной фоторегистрации

В данном подразделе приводятся результаты двух редакций экспериментов, которые отличались параметрами источника питания. Первая серия экспериментов была проведена с энергией накопителя 40 Дж, длительность импульса тока составляла 15 мкс. Вторая серия экспериментов была проведена с модернизированным источником питания (ГИТ) – на генерацию первого импульса тока приходилось около 80 Дж, длительность импульса тока 26 мкс. Схема расположения диагностик в эксперименте показана на рис. 4.1.

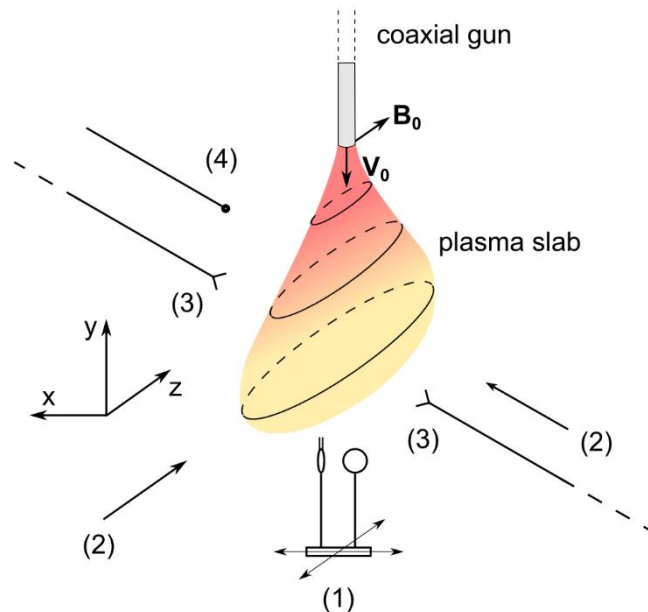


Рисунок 4.1 – Схема эксперимента по поперечной инъекции и расположение диагностик: (1) – электрический и магнитный зонд, (2) – ракурсы фотосъемки быстрой камерой, (3) – излучающая и приемная антенны интерферометра, (4) – коллектор ионов

На рис. 4.2 приводится серия изображений плазменной струи с невысокой энергией, инжектируемой поперек магнитного поля индукцией 450 Гс, с двух ракурсов в различные моменты времени относительно начала тока пушки. Инжектируемая струя плазмы движется

поперек магнитного поля со скоростью, близкой к начальной ($V_0 \sim 20 - 30$ км/с). При этом в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям, плазменный поток сжимается, образуя «лист», толщина которого составляет в магнитном поле 450 Гс около 2,5 см. Для условий эксперимента это значение лежит между характерными значениями гирорадиусов образующих плазму ионов углерода, $R_{L_{C^{1+}}} \sim 6$ см, и протонов, $R_{L_{H^+}} \sim 0.5$ см. В плоскости, параллельной магнитным силовым линиям, плазма по мере движения растекается вдоль магнитного поля на 20-30 см (момент времени 14 мкс, рис. 4.2). В направлении инжекции струя вытягивается на 50-70 см; если пушка устанавливается в центре камеры, передний край «плазменного листа» достигает обмотки соленоида.

Влияние величины индукции B_0 на форму плазменного потока показано на рис. 4.3. Без внешнего поля плазма расширяется в конус с углом раскрытия около 40° . В магнитном поле плазма коллимируется в «лист» толщиной d , которая уменьшается с увеличением B_0 . Увеличение яркости свечения при коллимации (с увеличением B_0) является косвенным признаком увеличения концентрации плазмы в плазменном потоке.

Из рисунков 4.2 - 4.3 видно, что при высоких значениях индукции уровня 450 Гс струя плазмы распространяется не прямолинейно, но отклоняется по дуге в одном и том же направлении. На рис. 4.4 приводятся результаты фотосъемки плазменного потока во фронтальной проекции, инжекция проводилась в направлении на наблюдателя. Представлены изображения плазменного потока в зависимости от индукции B_0 для двух последовательных моментов времени. Направление смещения плазменной струи при съемке с торца камеры в точности соответствует отклонению при фронтальной фотосъемке. Это направление для заданной ориентации $\mathbf{B}_0$ и $\mathbf{V}_0$ соответствует направлению циклотронного вращения ионов.

Зависимость позиции фронта плазменного потока от времени после начала инжекции ($L-t$ диаграмма, полученная по последовательности снимков) приводится на рис. 4.5. По наклону прямых, аппроксимирующих экспериментальные точки, можно оценить скорость плазменной струи поперек внешнего магнитного поля, которая практически не зависит от индукции B_0 в диапазоне 45-450 Гс, и составляет в данном случае $V_0 = 20 - 25$ км/с.

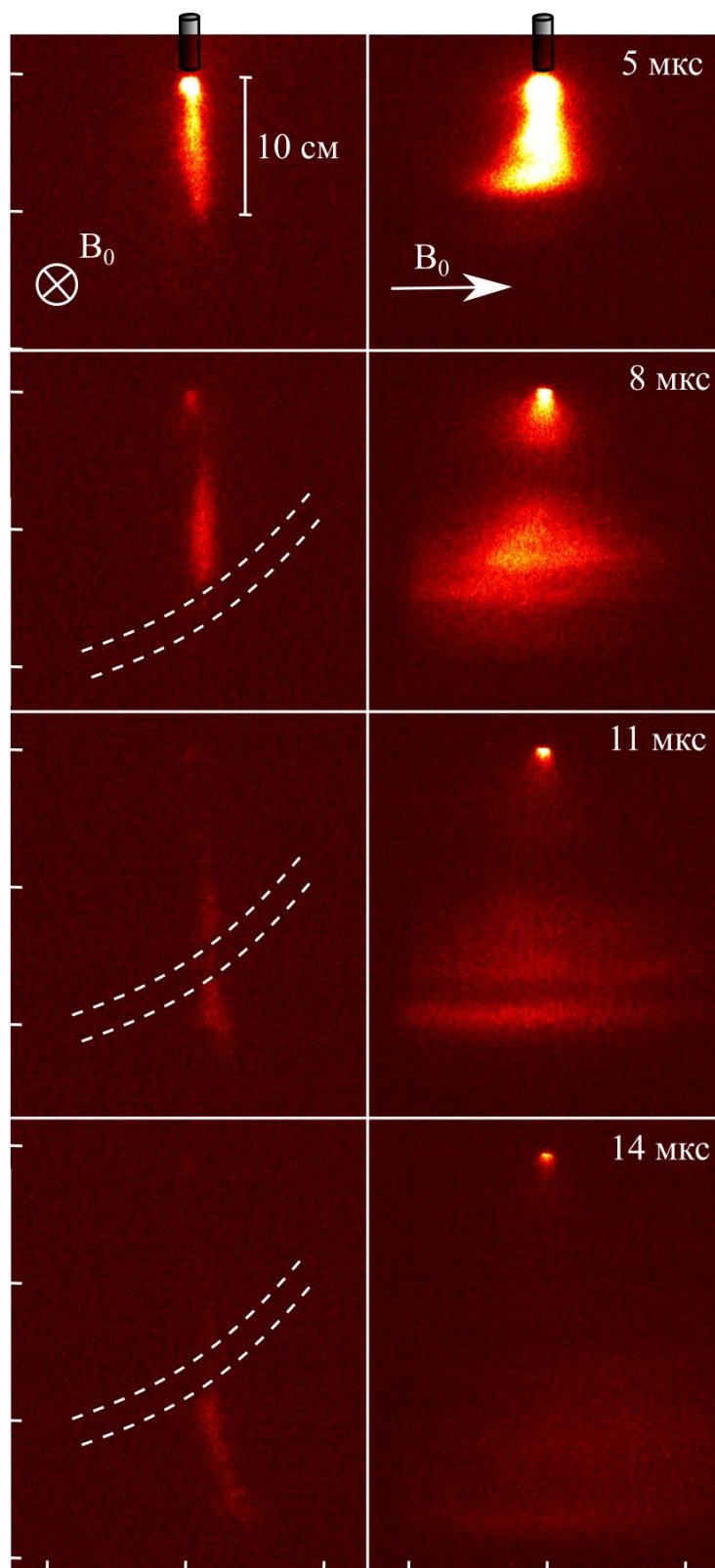


Рисунок 4.2 – Фотографии (в псевдоцвете) коллимированной плазменной струи – «плазменного листа» в двух проекциях: вдоль и поперек внешнего магнитного поля индукцией 450 Гс для четырех последовательных моментов времени; выдержка при съемке 1 мкс. Белым пунктиром на фотоснимках слева отмечена тень от кабелей внутри вакуумной камеры

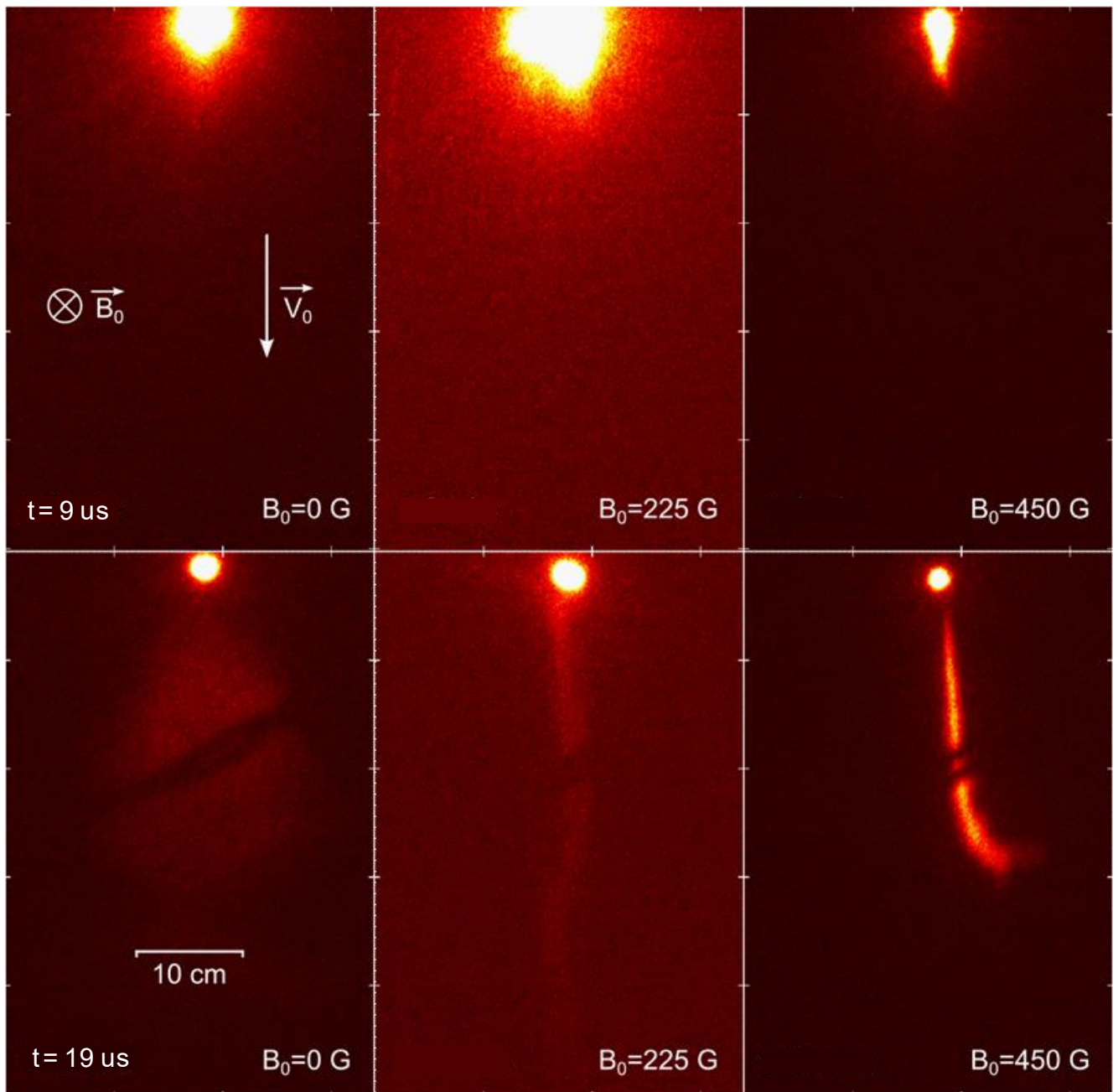


Рисунок 4.3 – Фотографии инъекции плазменного потока поперек магнитного поля $B_0 = 0, 225, 450$ Гс для двух моментов времени: $t = 7$ мкс соответствует максимуму протекающего через пушку тока, а $t = 19$ мкс окончанию импульсу тока

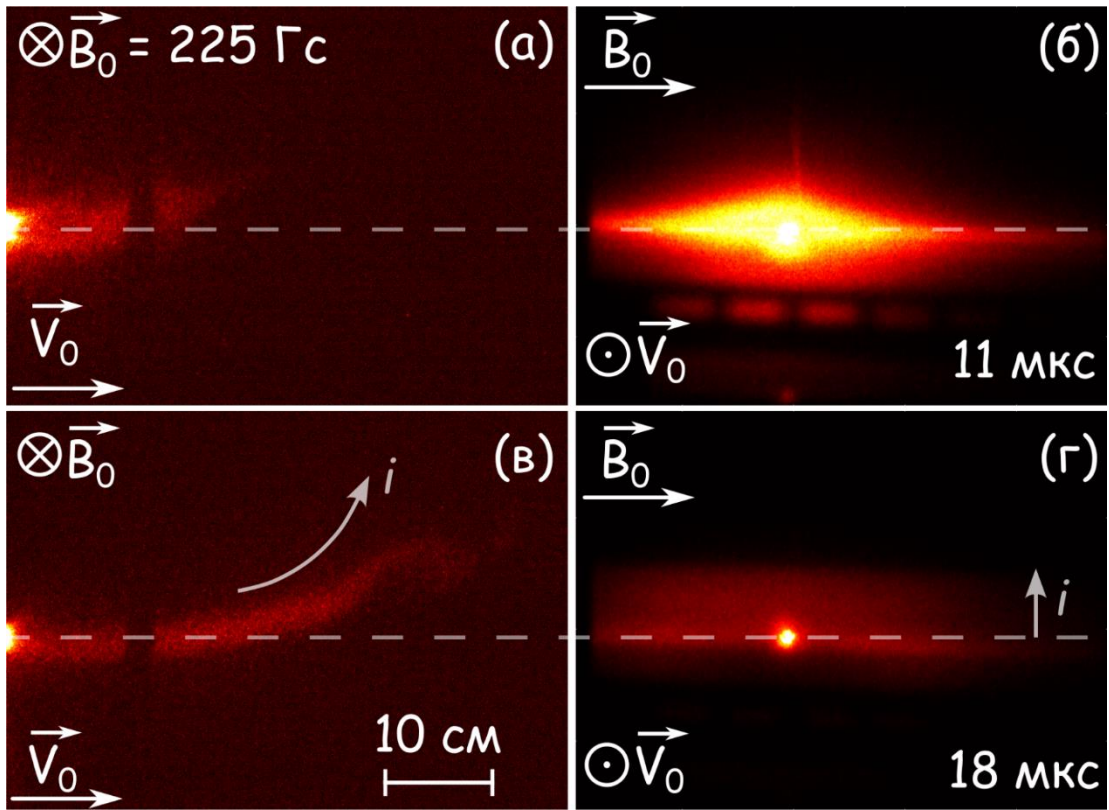


Рисунок 4.4 – «Плазменный лист» в двух проекциях съемки, приведены два момента после начала инъекции – 11 мкс и 18 мкс. (а), (в) – боковая проекция; (б), (г) – фронтальная проекция. Выдержка съемки 1 мкс

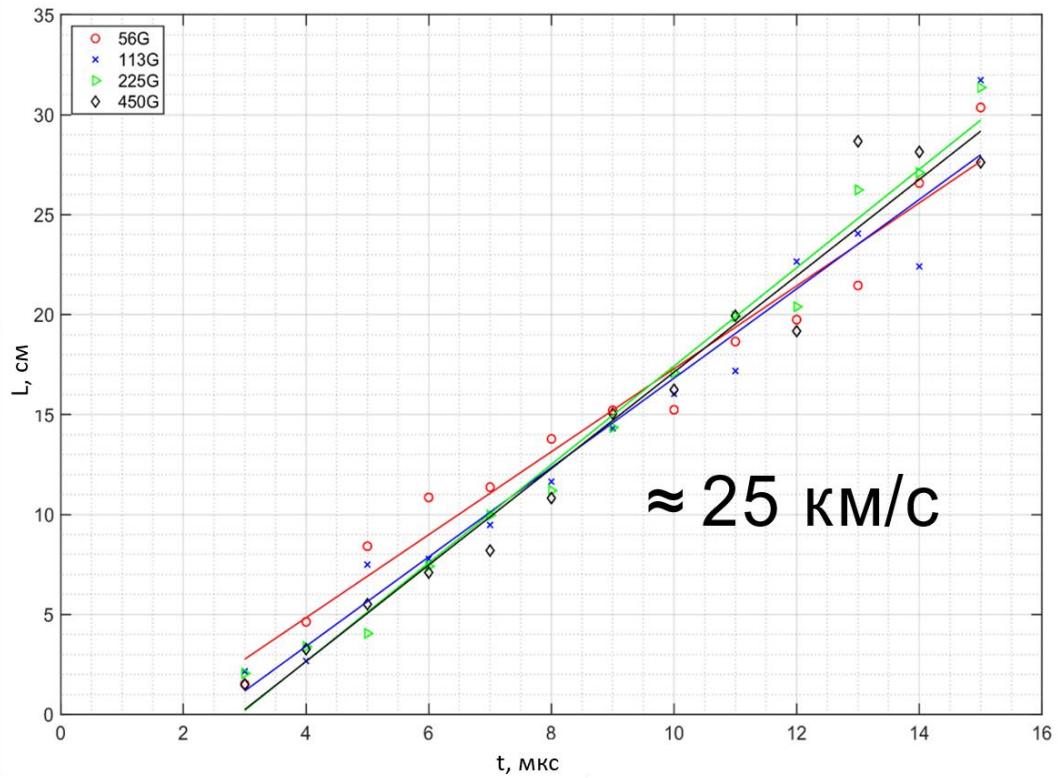


Рисунок 4.5 – L - t -диаграмма фронта плазменного потока, построенная по данным фоторегистрации при различных значениях B_0

Расширение плазмы поперек магнитного поля сопровождается развитием структурной неустойчивости струи. В процессе движения в плоскости плазменного листа проявляются отдельные филаменты, вытянутые вдоль магнитного поля; филаментация плазмы отчетливо видна на правых панелях рис. 4.2. Динамика филаментации не воспроизводится от одного импульса инжекции к другому, поэтому более детально исследовать данный эффект удастся только двухкадровой съемкой с различными задержками относительно начала инжекции плазмы при различных интервалах между кадрами. Результаты двухкадровой съемки для нескольких реализаций приводятся на рис. 4.6 при двух значениях интервала между кадрами, 5 мкс и 6 мкс. Характерный масштаб возникающих в потоке плазмы неоднородностей составляет несколько сантиметров. Развивающиеся неоднородные структуры движутся с потоком, но со скоростью, в 2 – 3 раза меньшей скорости переднего края плазменного листа. Скорости неоднородностей имеют специфическую дисперсию: чем дальше от точки инжекции, тем скорость неоднородностей выше.

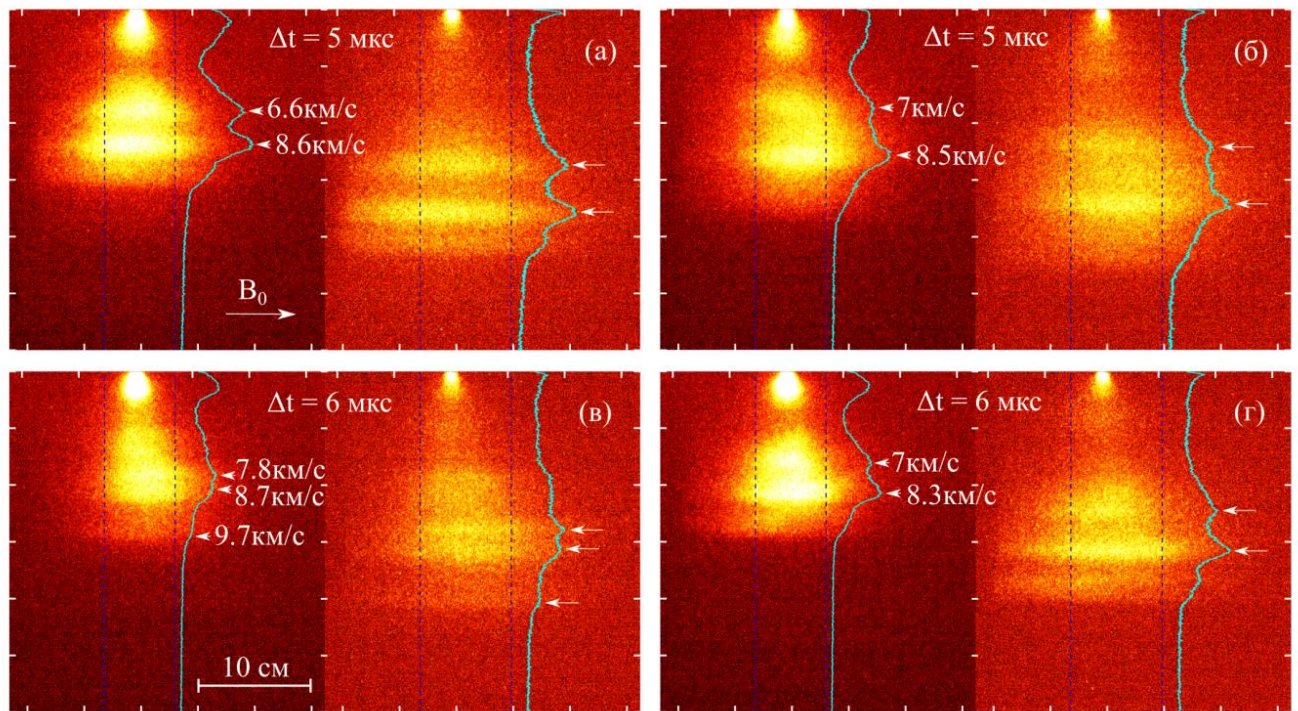


Рисунок 4.6 – Результаты двухкадровой съемки неоднородных структур «плазменного листа», развивающихся в направлении движения плазмы поперек магнитного поля индукцией 450 Гс; выдержка при съемке 1 мкс. На фотографии наложены профили яркости свечения с указанием значений скорости для пиков яркости, соответствующих отдельным филаментам

На рис. 4.7 представлены результаты съемки плазменной струи, создаваемой при относительно высокой энергии в ЕНЭ ГИТ – 80 Дж на первый импульс тока. Инжекция проводилась в поле индукцией 450 Гс. Яркость свечения плазмы существенно возросла по сравнению с изображениями на рис. 4.2 - 4.3 — съемка велась с того же расстояния с той же

выдержкой, на ту же камеру и с тем же объективом. Это косвенно свидетельствует о возросшей концентрации плазмы с увеличением энергии в ГИТ в приближении пропорциональной связи яркости свечения I и концентрации плазмы n_e .

Скорость «плазменного листа», оцениваемая по перемещению видимого переднего края, выше, и составляет в этом случае около 40 км/с. При предельных параметрах ГИТ, скорость плазменного потока может достигать 50 км/с. Форма «листа» отличается, заметно, что струя движется поперек B_0 без столь выраженного отклонения в направлении циклотронного вращения ионов, как на рис. 4.3. Вместе с тем, вблизи переднего края струя закручена в направлении циклотронного вращения ионов, эта особенность сохраняется в процессе движения плазмы поперек магнитного поля. Длина струи увеличилась: в поле индукцией 450 Гс плазменный поток пересекает всё внутреннее пространство соленоида (рис. 4.7), т.е. более 1 м.

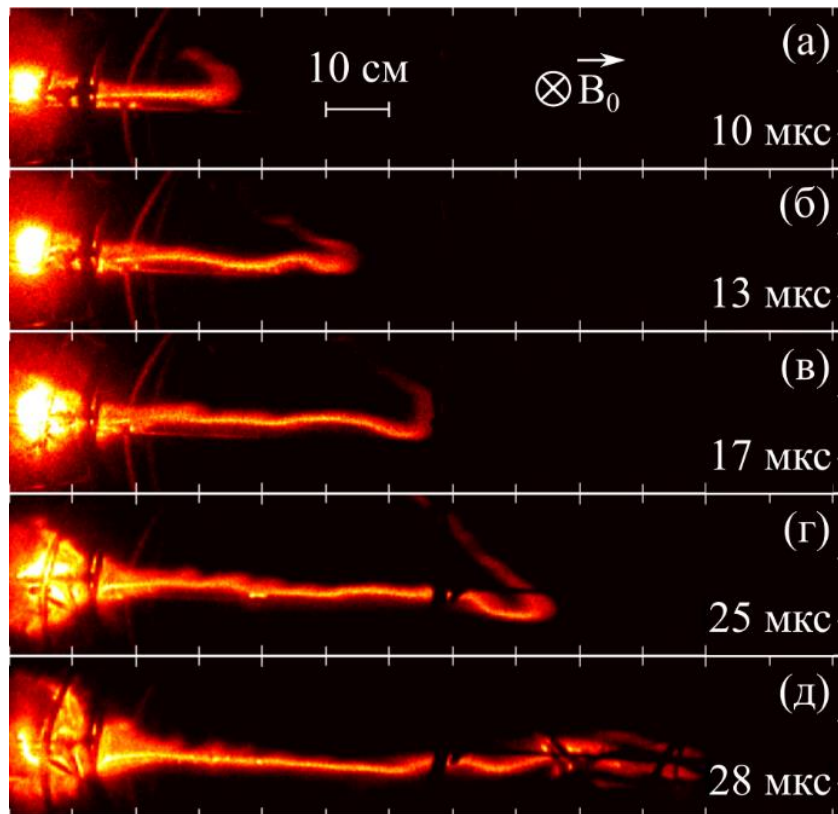


Рисунок 4.7 – Изображения (в псевдоцвете) плазменной струи распространяющейся поперек магнитного поля $B_0 = 450$ Гс в последовательные моменты времени (10, 13, 17, 25, 28 мкс) после начала импульса тока генератора

Результаты исследования эффекта коллимации плазменной струи в зависимости от индукции магнитного поля приведены на рис. 4.8. Выделяются две области – симметричная, вытянутая вдоль вектора скорости потока V_0 область вблизи точки инжекции, которая соответствует диамагнитной каверне, и следующая за ней область коллимированного струйного течения. В области каверны на границе плазмы видны радиально отрастающие желобки, масштаб

которых уменьшается с увеличением B_0 . Плазменный поток коллимируется тем сильнее, чем больше индукция B_0 . Для полей выше 100 Гс на фронте плазменного потока присутствует особенность – загиб, который сохраняется при разлете плазмы до противоположной стенки вакуумной камеры. Этот загиб с увеличением магнитного поля B_0 ориентируется в направлении циклотронного вращения ионов (см. $B_0 = 338, 450$ Гс).

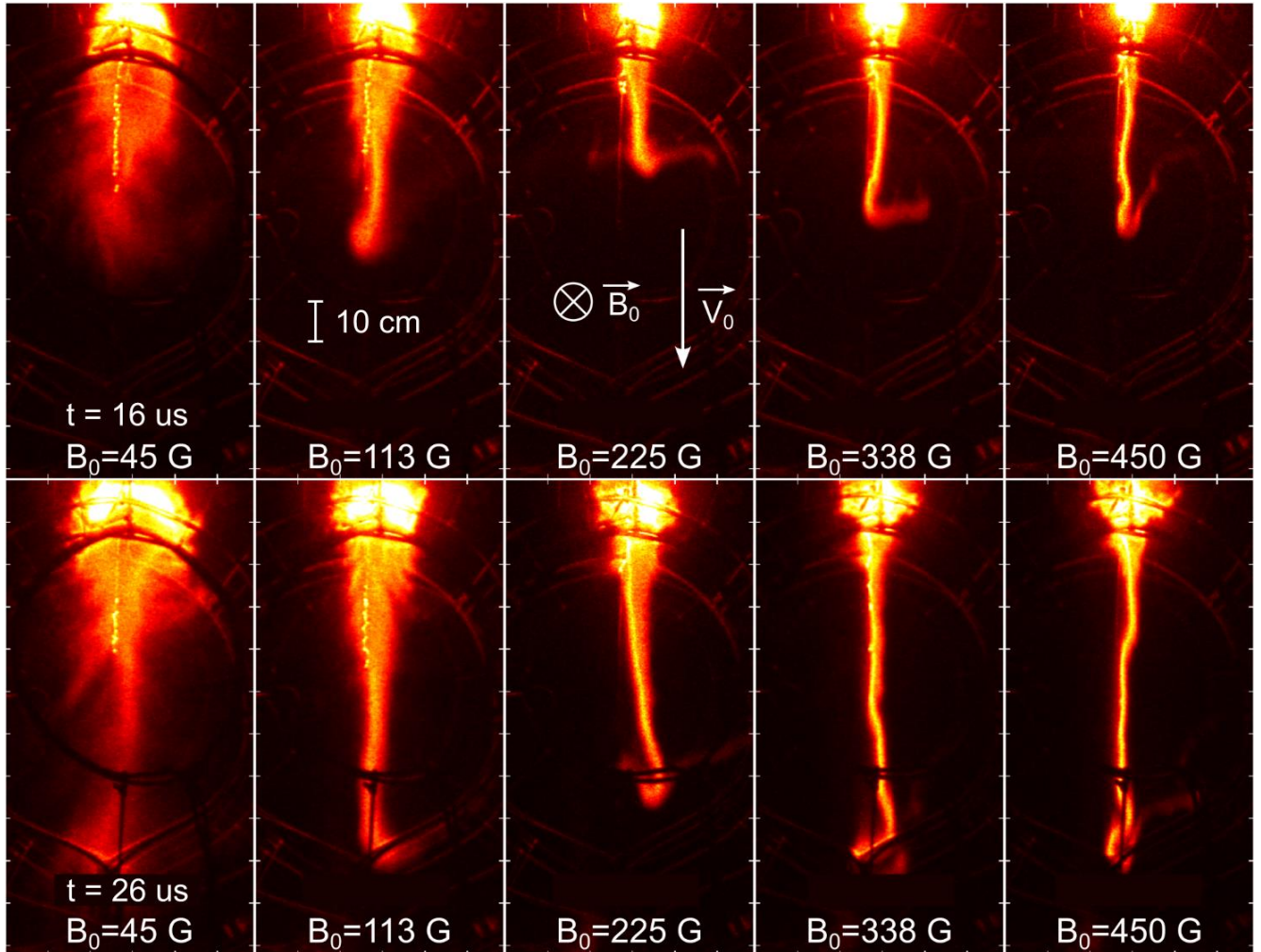


Рисунок 4.8 – Фотографии плазменного листа, полученные при значениях индукции магнитного поля $B_0 = 56, 113, 225, 450$ Гс. Момент времени $t = 16$ мкс соответствует максимуму протекающего через пушку тока, $t = 28$ мкс – окончанию

По изображениям разлета плазмы поперек внешнего поля разных индукций можно построить зависимость позиции переднего фронта плазменной струи от времени – см. рис. 4.9. Видно, что изменение индукции внешнего магнитного поля в пределах порядка величины – от 45 Гс до 450 Гс – не приводит к существенному изменению скорости, которая в данном случае, при относительно высокой энергии плазмы, составила величину $V_0 \approx 40$ км/с.

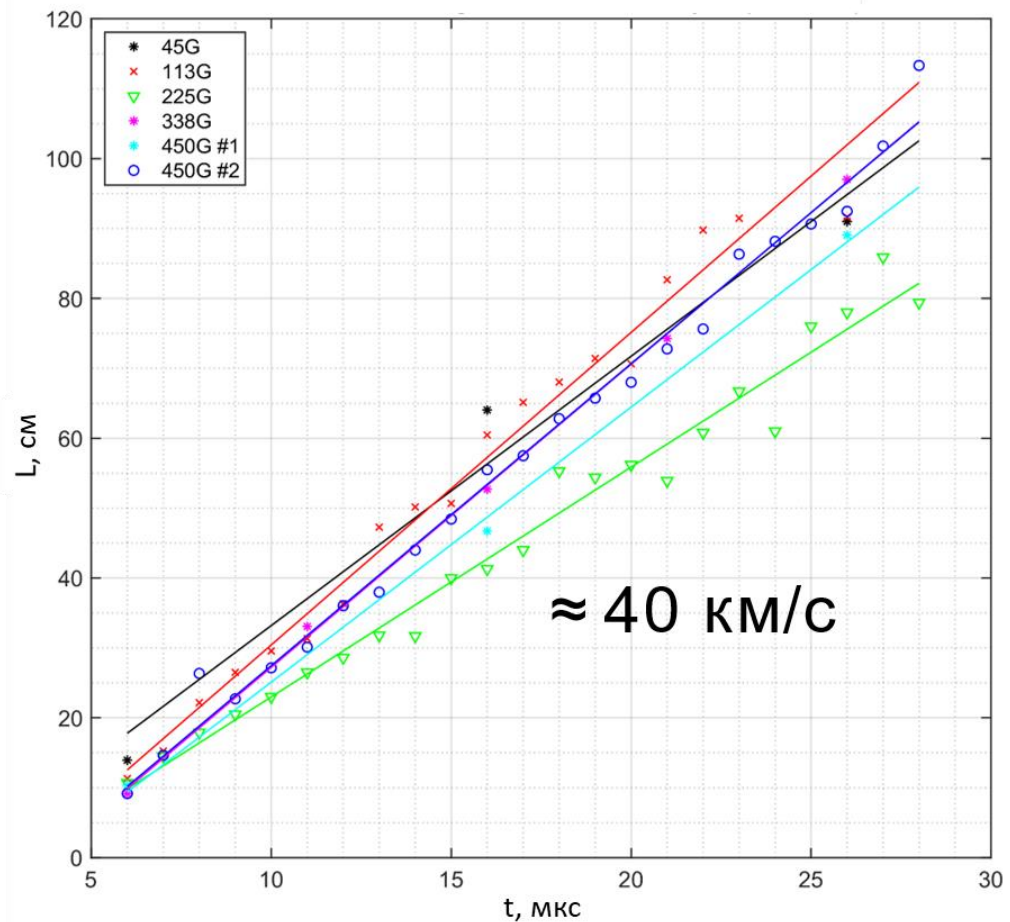


Рисунок 4.9 – L - t -диаграмма позиции фронта плазменного потока, построенная по данным фотосъемки при различных значениях индукции B_0

4.2 Параметры плазмы струи при инжекции поперек магнитного поля

4.2.1 Оценка концентрации плазмы на основе измерений СВЧ-интерферометром и электрическими зондами

Оценка концентрации плазмы в струе в топологии «плазменного листа» может быть выполнена с помощью микроволнового интерферометра. На рис. 4.10 представлены кривые распада концентрации плазмы «листа» в поле $B_0 = 450$ Гс, полученные на различных расстояниях от точки инжекции. Взаимное расположение коаксиальной пушки и диагностик, оси координат соответствуют рис. 4.1. Видно, что даже на расстоянии порядка полуметра от точки инжекции концентрация плазмы в листе превышает $n_{crit} = 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, по относительным задержкам сигналов отсечки для разных взаимных положений точки инжекции и

интерферометрической трассы можно оценить скорость плазменного листа поперек поля, $V_0 \sim 30$ км/с. Этот результат, в целом, соответствует данным фотосъемки (см. рис. 4.5).

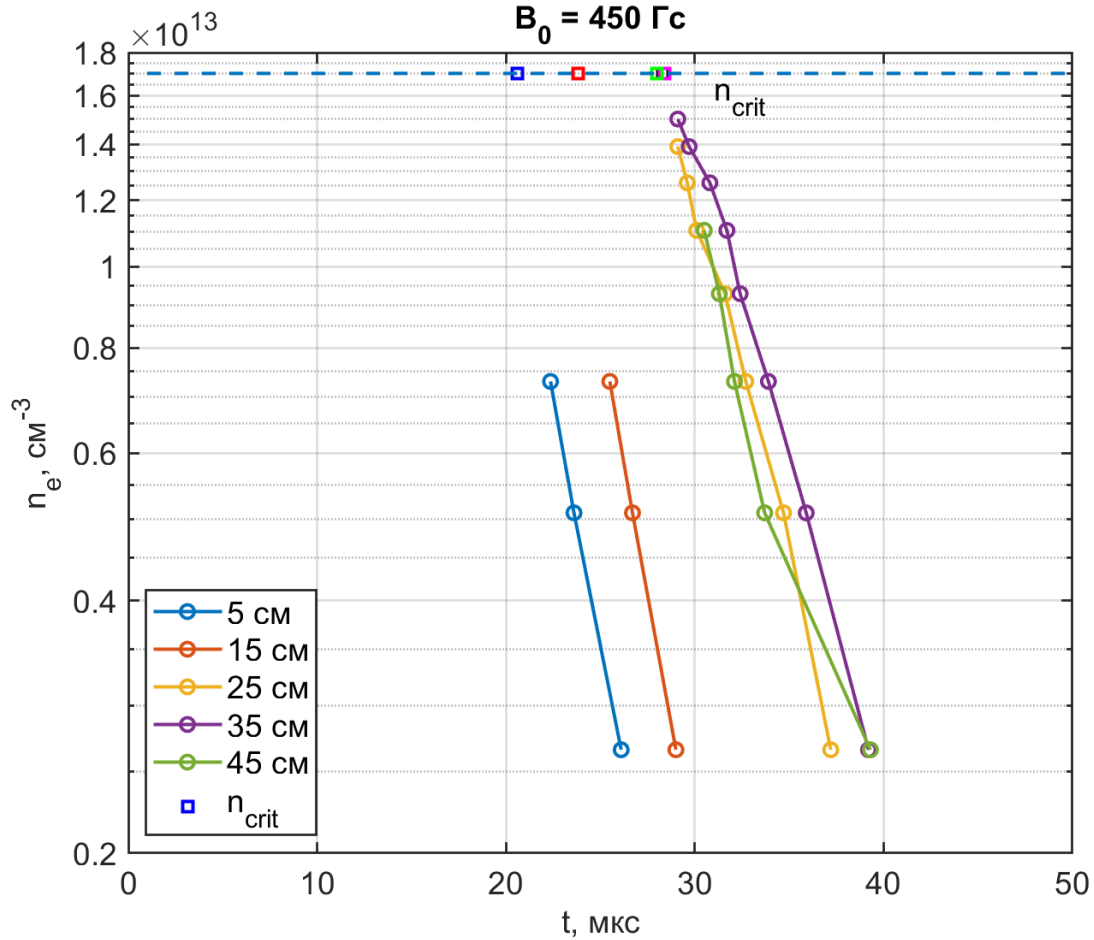


Рисунок 4.10 – Кривые распада концентрации плазмы «листа» в поле $B_0 = 450$ Гс, полученные на различных расстояниях от точки инъекции. Горизонтальная прямая отражает отсечку сигнала – критическую концентрацию n_{crit} .

В экспериментах с инъекцией плазменных струй поперек магнитного поля из-за высокого уровня загрязнений электрических зондов соединениями углерода получить ВАХ удовлетворительного качества оказалось затруднительно. Для оценок по порядку величины можно использовать измерения двойным электрическим зондом на участке ионной ветки ВАХ, на которой ток насыщения пропорционален концентрации электронов. Для оценки максимальной концентрации плазмы листа были проведены измерения ионного тока насыщения на расстоянии около 1 см от пушки вдоль направления инъекции. Ток насыщения составил $I_{sat} \approx 0.4en \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} S \sim 1$ А, где $S = 0,49 \text{ см}^2$ – собирающая площадь электрода зонда. Для $T_e \sim 1$ эВ, соответствующая по порядку величины концентрация электронов составляет $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, если считать, что основные ионы плазмы — ионы углерода.

Сопоставление зависимости ионного тока насыщения от времени с динамикой концентрации плазмы, восстановленной из интерферометрических измерений для двух точек пространства, удаленных на $h = 5$ см и $h = 15$ см от точки инъекции по оси y , приведено на рис. 4.11. Сплошные кривые соответствуют осциллограммам тока насыщения, точки получены из интерферограмм. Наилучшее соответствие результатов измерений концентрации разными диагностиками наблюдается вблизи точки инъекции ($h = 5$ см): несмотря на малый набег фазы при прохождении СВЧ-излучения через плазму, экспериментальные точки хорошо ложатся на участок спада концентрации по данным электрического зонда. При удалении диагностик на 15 см от точки инъекции соответствие хуже. Скорее всего, это связано с неповторяемостью параметров плазмы при удалении от точки инъекции от одного «выстрела» к другому. Несмотря на то, что частоты СВЧ-генератора оказалось недостаточно для записи полного хода концентрации (с $n \geq 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$), результаты свидетельствуют, как минимум, о совпадении по порядку величин концентрации в «плазменном листе», получаемых двумя независимыми методами. Другими словами, даже при умеренной начальной энергии плазменной струи, она распространяется на расстояние порядка полуметра от точки инъекции, где имеет концентрацию не менее $n_{crit} = 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

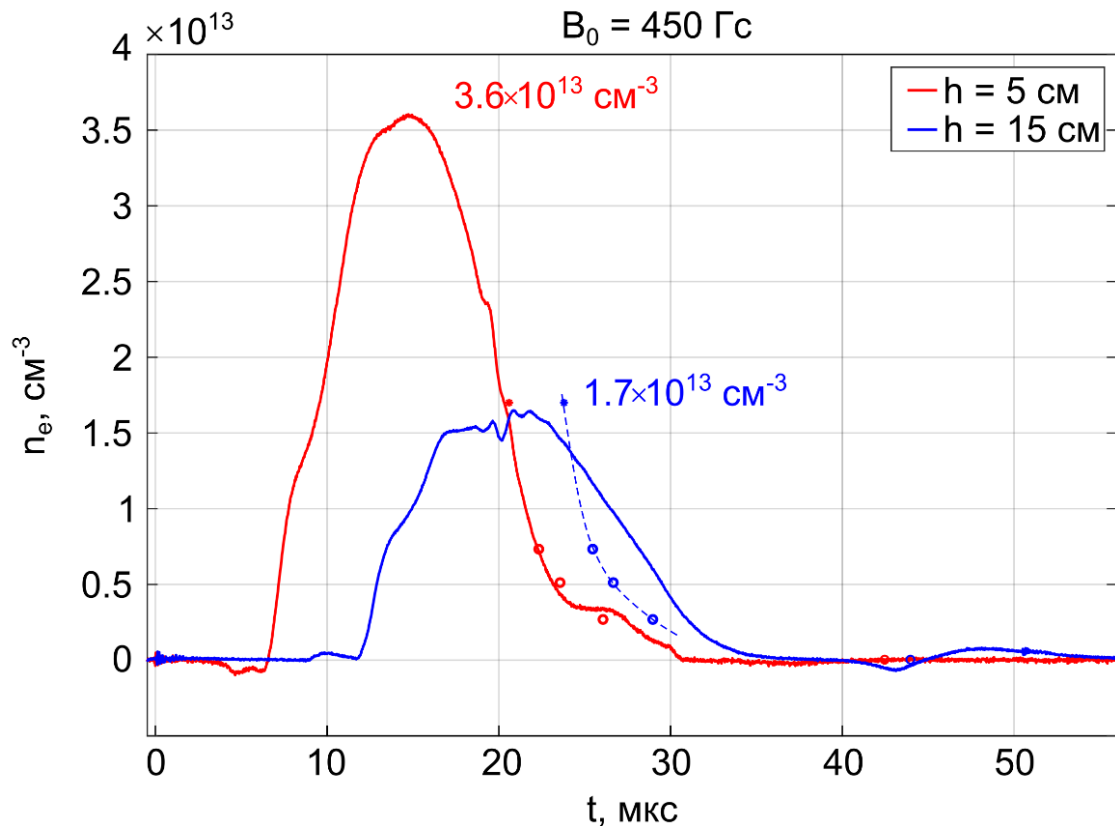


Рисунок 4.11 – Сопоставление осциллограмм тока насыщения с электрического зонда (сплошные кривые) и временного хода концентрации, полученных на том же расстоянии от точки инъекции методом СВЧ-интерферометрии (точки). Демонстрируется случай инъекции поперек поля индукцией 450 Гс

4.2.2 Исследование динамики плазмы с помощью коллектора ионов

В серии экспериментов с модернизированным источником питания коаксиальной пушки (ГИТ), создающим последовательность сгустков плазмы, исследование динамики «плазменного листа» осуществлялось коллектором ионов. Коллектор был установлен на подвижной штанге и вводился в камеру по радиусу. Помимо прямого определения абсолютных значений концентрации ионов, проводились измерения скорости плазменного потока и поперечной структуры «плазменного листа» в пространстве.

Сперва был проведен эксперимент по определению скорости плазменной струи при инъекции поперек направления магнитных силовых линий для разных индукций поля B_0 . Схема эксперимента представлена на рис. 4.12. Исходно коллектор находился под точкой инъекции на расстоянии $y_0 = 12$ см, собирающим отверстием к коаксиальному генератору. Затем коаксиальная пушка удалялась от точки y_0 на 25 см с шагом 5 см. Входное отверстие все время находилось на расстоянии $z = 5$ см от оси инъекции плазмы ($z = 0$).

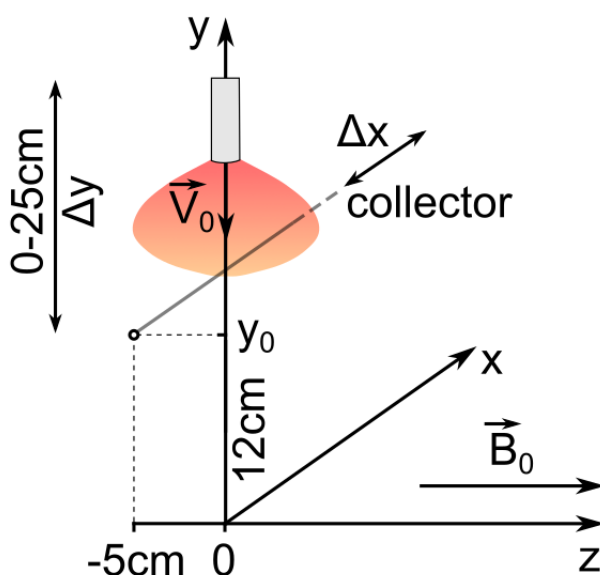


Рисунок 4.12 – Схема экспериментов по определению скорости плазменного потока и концентрации ионов с коллектором ионов

На рисунке 4.13 представлен пример обработки сигналов коллектора, полученных на разных расстояниях по оси y от точки инъекции. Инжекция производилась в поля индукцией 45 и 450 Гс в вакууме, напряжение на ГИТ составляло 6,5 кВ. На панели сверху приводятся

фрагменты осциллограмм с коллектора, соответствующие приходу ионов «плазменного листа» на коллектор. На нижних панелях рис. 4.13 по максимумам этих сигналов построена y - t диаграмма, по наклону которой определяется скорость плазменного листа. На каждую позицию по оси y приходилось три реализации – осциллограммы. В поле индукцией 45 Гс скорость переднего фронта плазменного потока составляет $V_0 = 45$ км/с, в поле 450 Гс – $V_0 = 37$ км/с. Разница скоростей объясняется скорее всего, погрешностями при обработке сигналов и особенностями геометрии плазменной струи: результаты измерения скорости в зависимости от B_0 представлены на рис. 4.14. В целом, как и в измерениях скорости плазменных потоков по сериям изображений в видимом свете, не видно существенного влияния индукции B_0 на скорость плазменной струи, $V_0 \geq 40$ км/с.

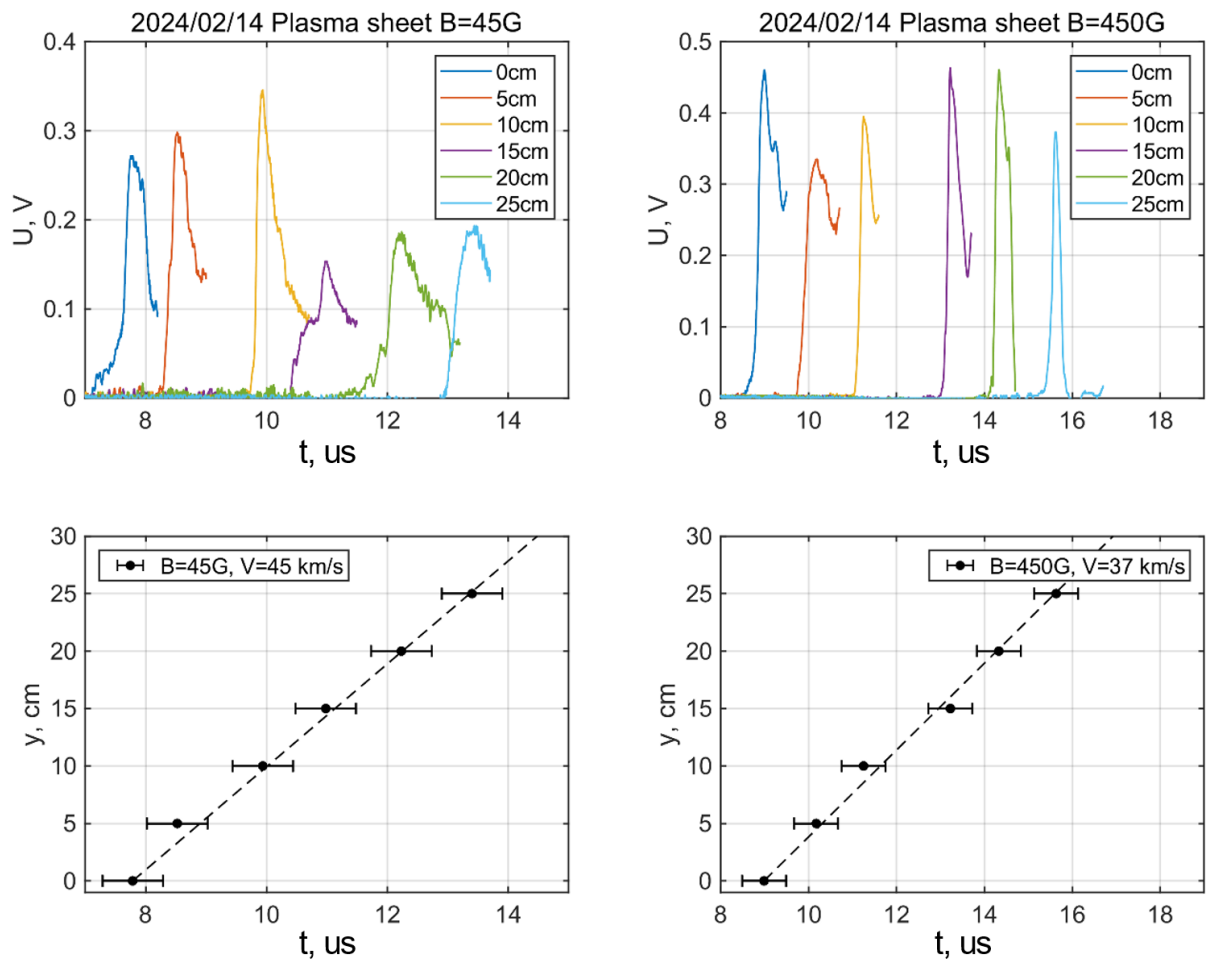


Рисунок 4.13 – Сверху: сигналы с коллектора ионов на различных расстояниях от точки инжекции, снизу: y - t диаграммы, построенные по максимумам сигналов с коллектора, соответствующим приходу плазмы

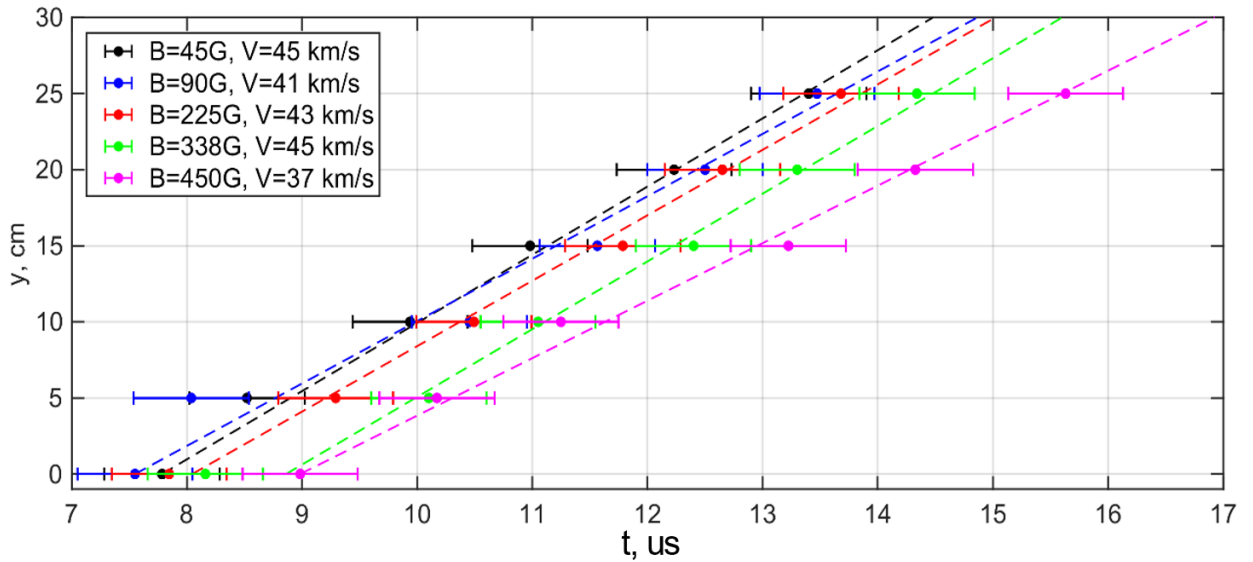


Рисунок 4.14 – Скорости плазменного потока в зависимости от B_0 , регистрируемые коллектором ионов.

Результаты исследования поперечного профиля концентрации ионов «плазменного листа» в зависимости от индукции внешнего магнитного поля B_0 приведены на рис. 4.15. Коллектор перемещался вдоль оси x , точка инжекции была расположена на высоте $y_0 = 12\text{ см}$ и на расстоянии $z = 5\text{ см}$ (см. рис. 4.12). Отчетливо видна коллимация потока плазмы при увеличении индукции поля – уменьшение поперечного размера плазмы и увеличение ее концентрации. Отметим, что заметное поджатие поперечного профиля концентрации наблюдается начиная с магнитных полей уровня 100 Гс.

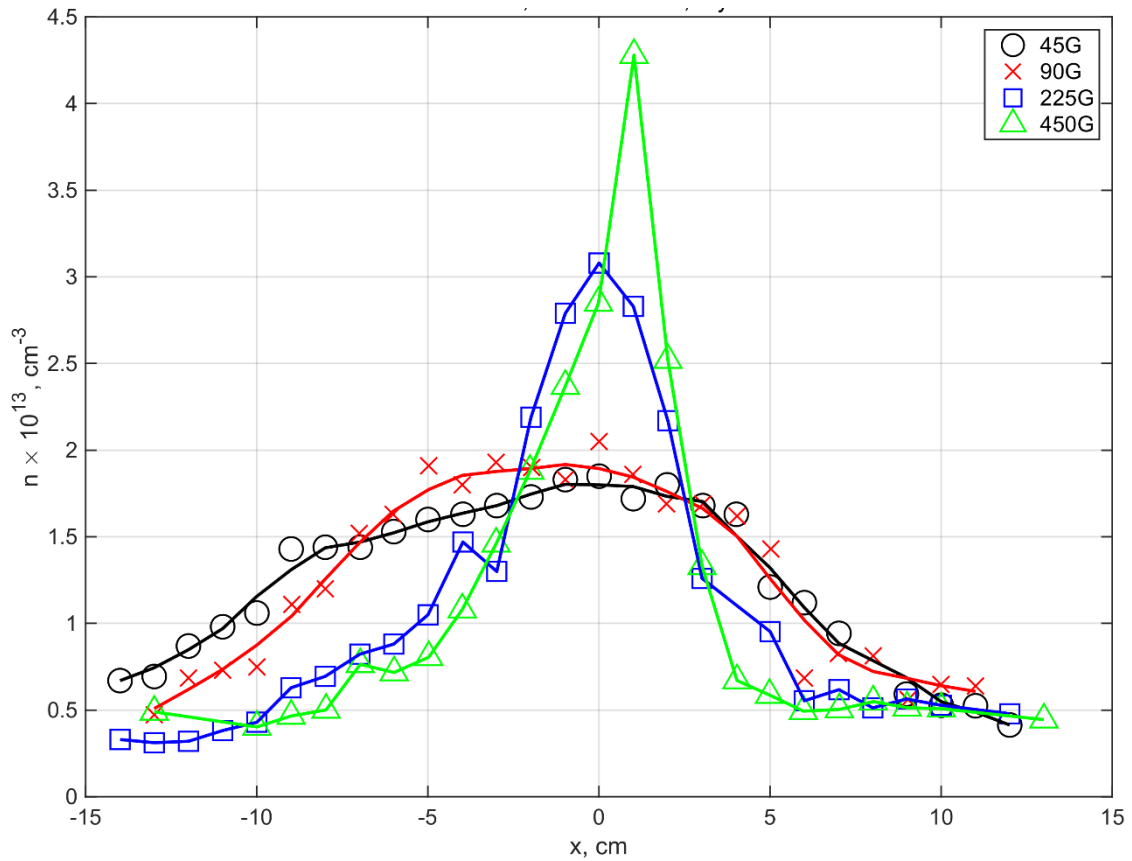


Рисунок 4.15 – Поперечные профили концентрации ионов «плазменного листа» в зависимости от B_0 , полученные вдоль оси x , точка инъекции располагалась выше коллектора на $y_0 = 12$ см

4.2.3 Возмущения магнитного поля, создаваемые плазменной струей

В серии экспериментов с источником питания коаксиальной пушки, подводящим около 40 Дж на создание плазмы, были проведены исследования магнитных возмущений, создаваемых плазменной струей при инъекции поперек магнитного поля. Наибольший интерес представляли измерения за областью диамагнитной каверны – в области коллимированного течения плазмы в виде «листа».

Как и в случае инъекции вдоль магнитного поля, облако плазмы при инъекции поперек поля создает диамагнитные возмущения. На рис. 4.16 показаны профили диамагнитных возмущений вдоль оси x при инъекции в поле 450 Гс, точка инъекции плазмы располагалась на высоте $y = 16$ см относительно магнитного зонда (ось y). Данные приведены для момента максимального ослабления внешнего поля, который в этом случае приблизительно соответствует окончанию импульса тока через коаксиальную пушку. Из этих профилей видно, что ширина

диамагнитных возмущений в плоскости x - z , определяемая по полувысоте, составляет $d = 2$ -3 см, что достаточно близко к размеру, определяемому по изображениям с торца «плазменного листа» в боковой проекции (рис. 4.4).

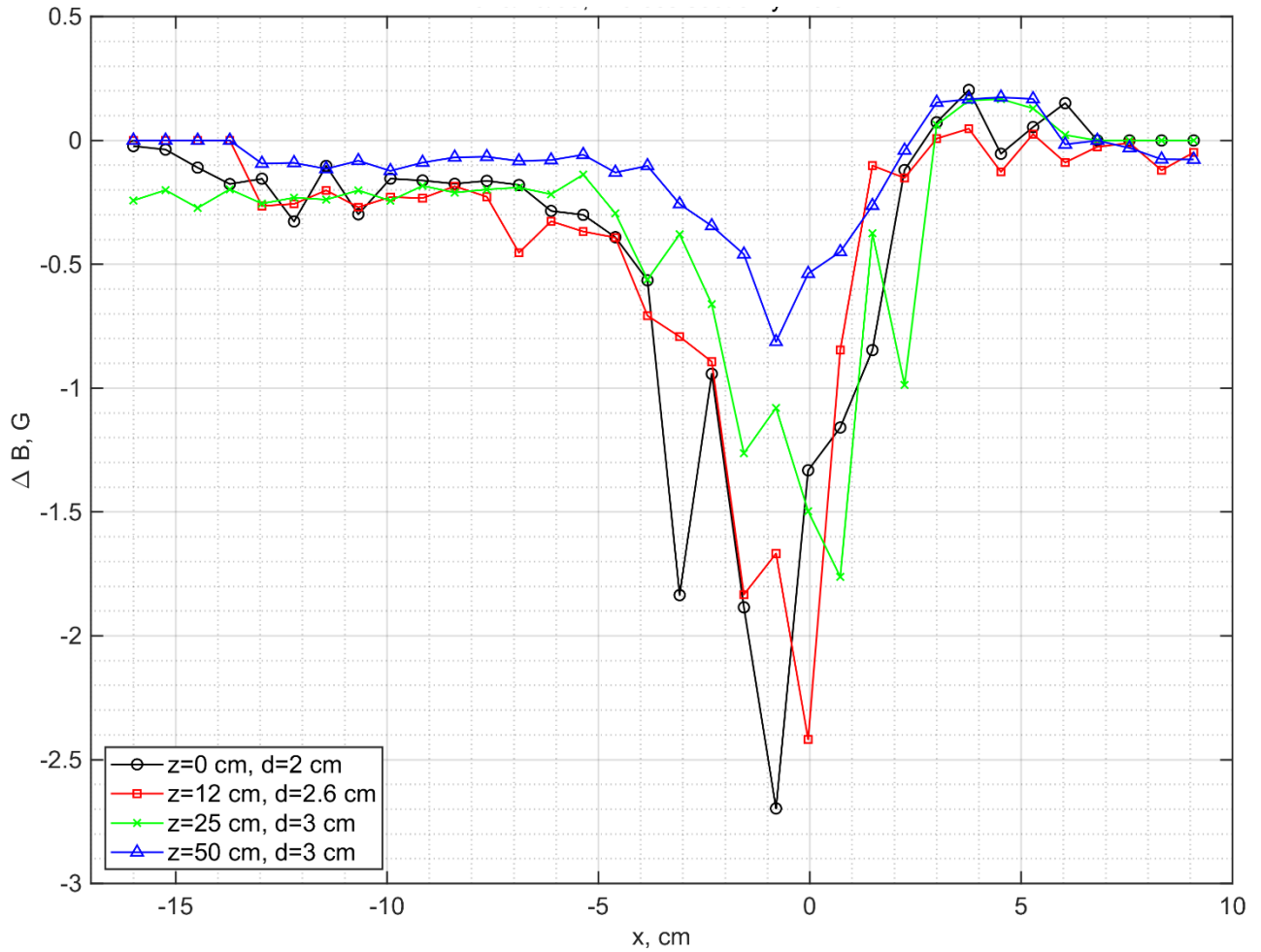


Рисунок 4.16 – Профиль диамагнитных возмущений в момент максимального вытеснения при инъекции плазмы поперек поля индукцией 450 Гс, точка инъекции находится на расстоянии $y = 16$ см от магнитного зонда

Используя данные о магнитных возмущениях, можно получить независимым способом оценку концентрации плазмы по диамагнитному эффекту. Согласно рис. 4.16, уровень диамагнитных возмущений при инъекции плазменной струи в поле индукцией 450 Гс на расстоянии 12 см от точки инъекции составляет около 2,5 Гс. Считая, что в случае поперечной инъекции диамагнетизм обеспечивается тепловой энергией $n_e T_e$, из баланса теплового и магнитного давлений можно найти концентрацию плазмы струи: $n_e = \frac{(B_0 - \Delta B)^2}{8\pi} \approx \frac{\Delta B B_0}{4\pi T_e} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Возвращаясь назад к экспериментальным данным, полученным СВЧ-интерферометром, электрическим зондом, видно, что они не противоречат друг другу – концентрация плазмы на расстоянии ~ 15 см от плазменного листа составляет $n_e \approx 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, можно заключить, что концентрация плазмы в области «листа» составляет не менее $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4.17 представлены зависимости возмущений магнитного поля от времени, полученные при удалении магнитного зонда от точки инъекции струи плазмы в поле 450 Гс. Данные получены в позициях точки инъекции $y = 0, 10, 15, 20$ см относительно магнитного зонда. Максимальный уровень диамагнитных возмущений составляет около $\Delta B \sim 120$ Гс, размер каверны вдоль направления инъекции и поперек B_0 – порядка 10 см. В объеме «плазменного листа» возмущения магнитного поля малы – не превышают $|\Delta B| \sim 2-3$ Гс. Эта величина близка к оценке диамагнитного эффекта, обусловленного конечным тепловым давлением замагниченных электронов с $T_e \sim 1$ и $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

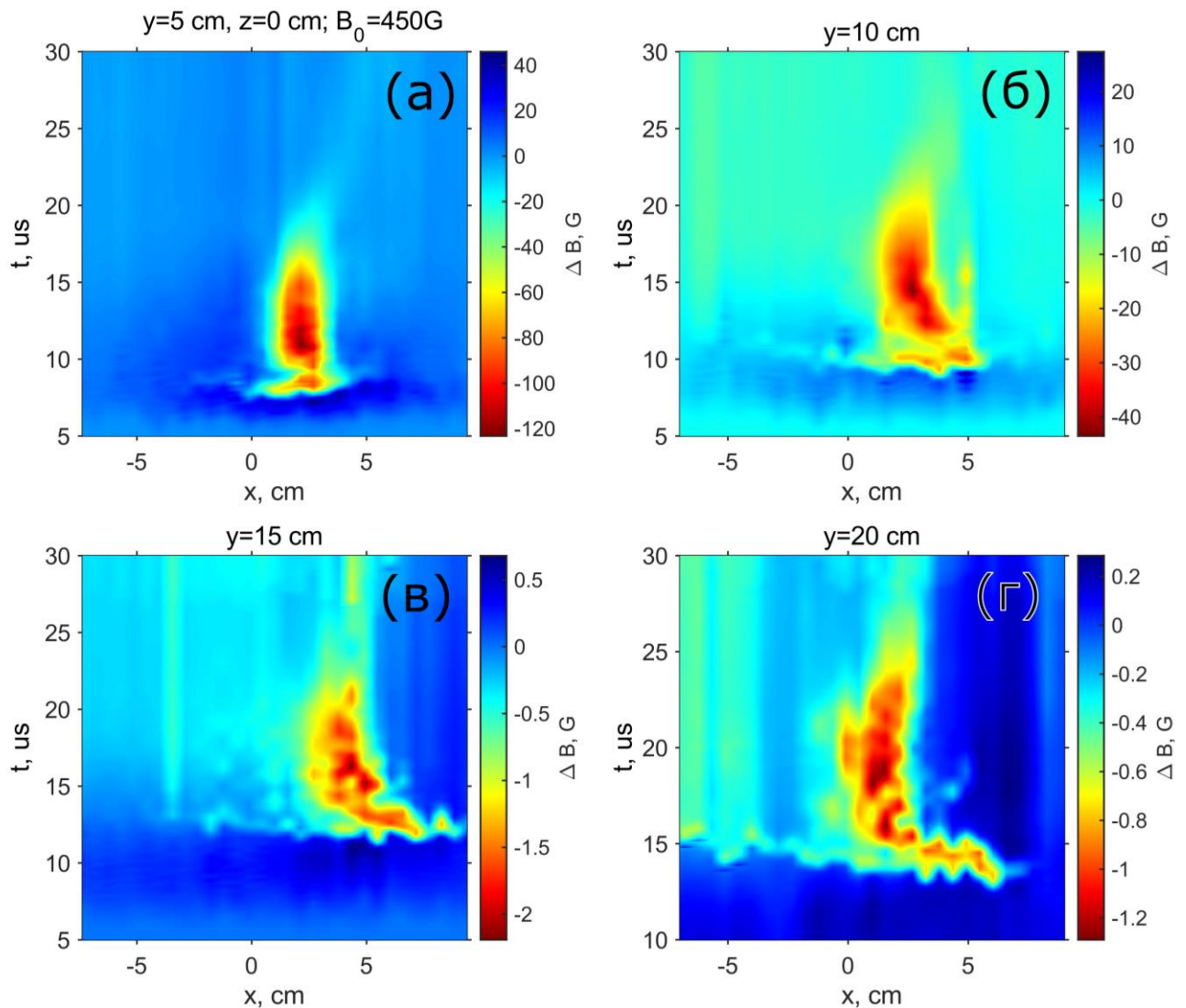


Рисунок 4.17 – Зависимости профилей возмущения магнитного поля от времени, полученные на разных расстояниях от точки инъекции по оси $y = 0, 10, 15, 20$ см при инъекции в поле 450 Гс. Цветом кодирована величина ослабления внешнего магнитного поля ΔB

4.2.4 Зависимость толщины «плазменного листа» от индукции внешнего магнитного поля

Обработка изображений фотосъемки плазменной струи (см. рис. 4.3) дает возможность исследовать зависимость толщины «плазменного листа» d от индукции поля B_0 . Эта зависимость, построенная по профилям яркости, приведена на рис. 4.18, толщина определялась для момента времени, соответствующего окончанию импульса тока, по профилю яркости, построенному в сечении 10 см от точки инъекции. На график нанесены кривые, соответствующие гирорадиусам ионов водорода и углерода. По данным из разных экспериментальных серий можно утверждать, что толщина листа обратно пропорциональна индукции магнитного поля, $d \sim B_0^{-1}$, для индукций магнитного поля более 100 Гс. При более низких магнитных полях эффект коллимации не успевает проявиться, что наблюдается на изображениях (см. рис. 4.8).

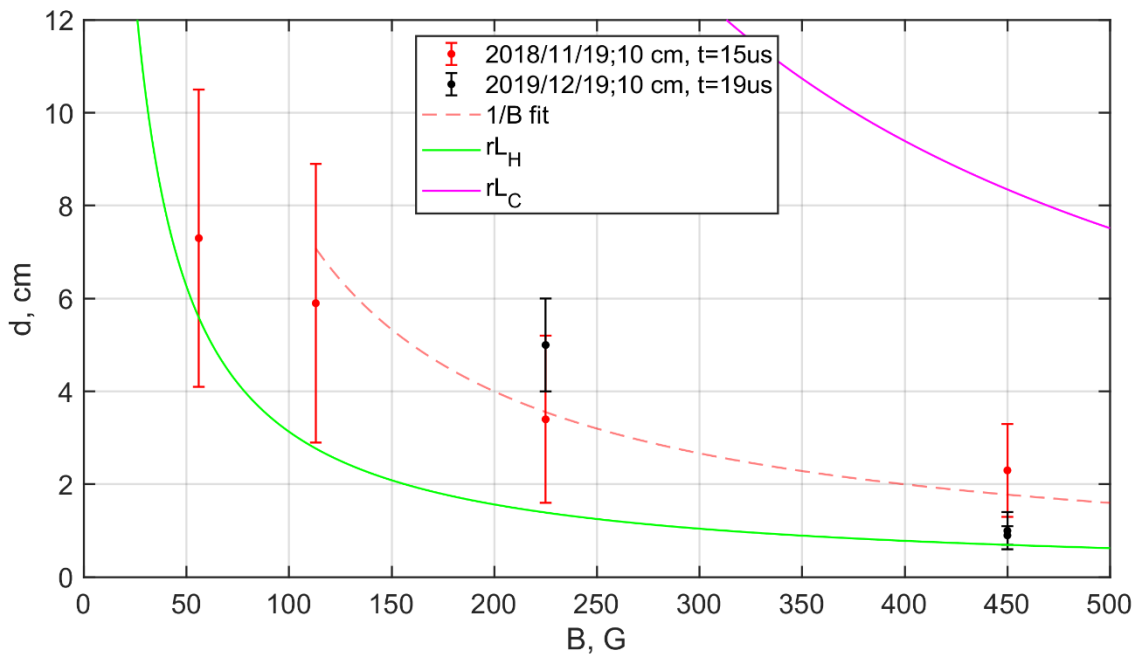


Рисунок 4.18 – Зависимость толщины плазменного листа d от индукции магнитного поля B_0 для коаксиального генератора с энергией накопителя 40 Дж по результатам обработки изображений разных серий скоростной фотосъемки. Сплошными кривыми нанесены зависимости величины гирорадиуса ионов струи при скорости $V = 30$ км/с, пунктирной кривой – аппроксимация $1/B_0$.

Для плазменного потока с большей начальной энергией наблюдается схожая ситуация. На рисунке 4.19 приводятся данные, полученные из обработки изображений плазмы и измерений коллектором ионов. Толщина d определялась по профилям интенсивности свечения плазмы для момента времени, соответствующего окончанию импульса тока, к этому моменту при всех значениях индукции B_0 наблюдается сформированное коллимированное струйное течение. В данной серии измерений было выбрано сечение на расстоянии 40 см от точки инъекции, чтобы исключить из анализа вклад области диамагнитной каверны и желобковой неустойчивости.

Экспериментальные точки снова достаточно хорошо аппроксимируются зависимостью вида $1/B_0$ для индукций более 100 Гс, причем как для данных скоростной фотосъемки, так и для данных, полученных коллектором ионов. Область низких магнитных полей снова не аппроксимируется данной зависимостью.

Таким образом, можно заключить, что в экспериментах с плазменными потоками, инжектируемыми поперек внешнего квазиоднородного магнитного поля, толщина «плазменного листа», формируемого в результате коллимации, обратно пропорциональна индукции магнитного поля.

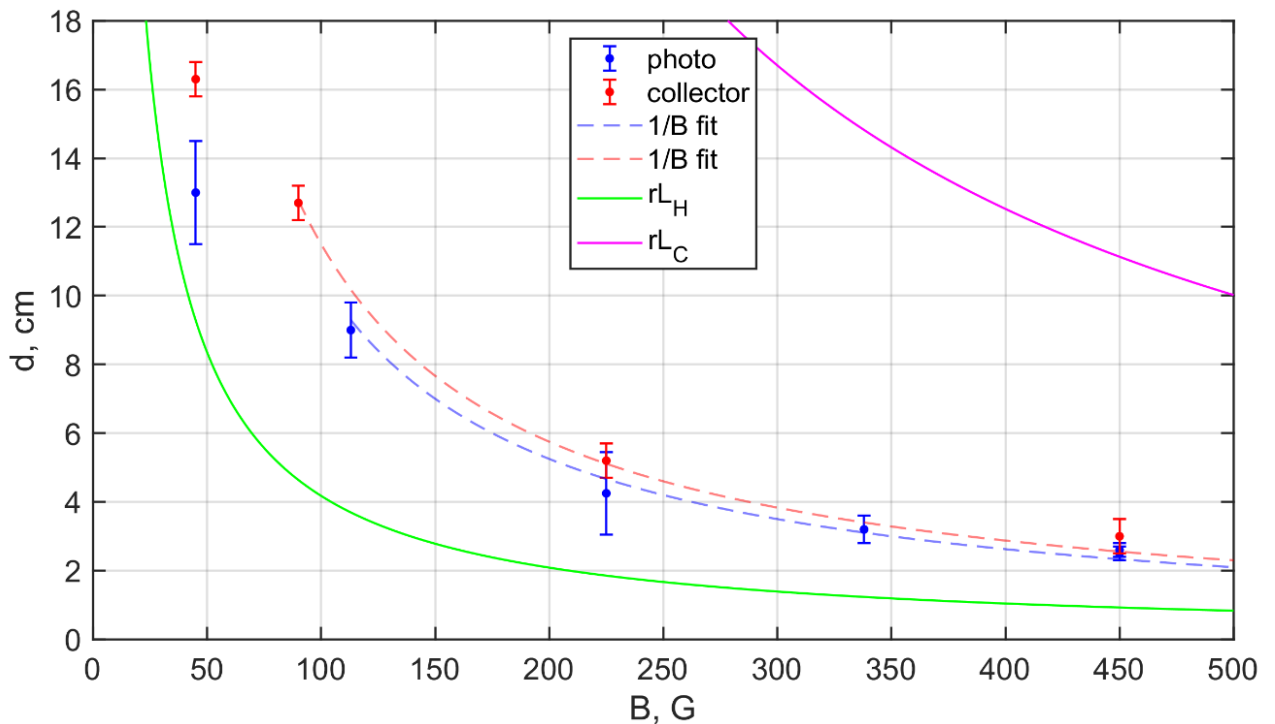


Рисунок 4.19 – Зависимость толщины плазменного листа d от индукции магнитного поля B_0 для коаксиального генератора с энергией накопителя 80 Дж по данным скоростной фотосъемки и измерений профиля концентрации ионов. Сплошными кривыми нанесены значения гирорадиусов ионов углерода и водорода при скорости $V = 40$ км/с, пунктирной кривой – зависимость $1/B_0$

4.3 Модель распространения и коллимации потока плазмы поперек магнитного поля: «плазменный конденсатор»

Проведенные эксперименты с плазменными струями с отличающимися вложенной на их создание энергией, и, в следствие этого, начальной скоростью, показывают следующий общий сценарий взаимодействия плазмы с поперечным магнитным полем различных индукций в вакууме.

1. «Каверна». На ранней стадии инжекции плазменная струя имеет квазисферическую или цилиндрически симметричную форму, которая соответствует области вытесненного внешнего магнитного поля – диамагнитной каверне с поперечным масштабом R_B . Образование каверны, соответствует превышению динамическим давлением ионов плазмы давления магнитного поля: $\beta_k = 4\pi M V_0^2 / B_0^2 \geq 1$. При этом тепловое давление плазмы может быть меньше магнитного давления $\beta = 8\pi n T / B_0^2 < 1$, как в наших экспериментах. Во всех проведенных экспериментах увеличение поперечного размера диамагнитной каверны до максимального происходит за характерное время $t \sim R_B / V_0 < 8$ мкс, что меньше длительности инжекции плазмы – 15 мкс в случае одного импульса тока или 11 мкс длительностью первого импульса при многократной инжекции плазмы.

2. «Лист». Уровень диамагнитного возмущения, поддерживающийся набегающим потоком плазмы, уменьшается с удалением от точки инжекции. Магнитные измерения показали, что за областью диамагнитной каверны уровень магнитных возмущений незначителен, $|\Delta B| \ll B_0$, что соответствует $\beta \ll 1$. На изображениях плазмы это соответствует уменьшению поперечного размера плазменного потока. Исследование влияния величины индукции B_0 на толщину плазменного потока d убедительно показали зависимость $d \propto 1/B_0$ за областью каверны. Кроме того, плазменная струя за областью вытеснения поля движется, фактически, с постоянной скоростью, близкой к начальному значению V_0 .

Таким образом, процесс инжекции плазменного потока состоит из образования диамагнитной каверны в области $\beta_k \geq 1$ и последующего формирования коллимированного струйного течения — плазменного листа с $\beta \leq 1$, что проиллюстрировано на рис. 4.20.

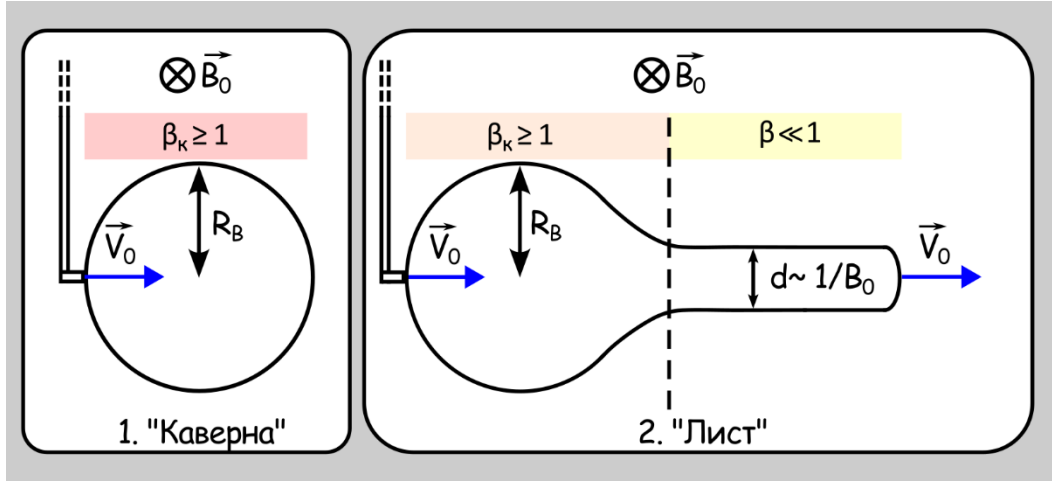


Рисунок 4.20 – Этапы расширения плазменного потока поперек B_0 в проведенных лабораторных экспериментах.

С начала исследований движения плазмы в магнитном поле прошло уже почти сто лет: в 1931 г. Чепмен и Ферраро [89] изучали взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем. Вероятно, первым лабораторным экспериментом, продемонстрировавшим возможность движения плазмы поперек внешнего магнитного поля посредством дрейфа в скрещенных полях, был описан в работе [90]. Анализ уравнений движения плазмы в искривленном магнитном поле был выполнен в работе [91], где была предложена концепция пространственно-зарядовой поляризации плазменного сгустка – образования т.н. «плазменного конденсатора». Было показано, что для достаточно плотной плазмы $\frac{\omega_{pi}}{\omega_{ci}} > 1$, (ω_{pi} – ионная плазменная частота, ω_{ci} – ионная гирочастота) в режиме $\beta \ll 1$ в плазме формируются слои пространственного заряда в результате градиентного ∇B -дрейфа ионов и электронов. Эти слои пространственного заряда создают поперечное электрическое поле внутри плазменного потока, что позволяет ему проходить через магнитное поле посредством дрейфа в скрещенном электрическом и магнитном полях. Модель плазменного «конденсатора» [91] в дальнейшем была развита и обобщена на различные соотношения между размером плазмы R и гирорадиусом ионов R_{Li} [92].

Рассмотрим поток плазмы с толщиной R и гирорадиусом ионов R_{Li} , расширяющийся с начальной скоростью V_0 поперек однородного поля B_0 , и не возмущающий последнего, $|\Delta B| \ll B_0$, что соответствует условию $\beta \ll 1$.

В общем случае при $\beta \ll 1$ плазма может распространяться поперек магнитного поля при наличии электрического поля поляризации путем $[\mathbf{E}, \mathbf{B}_0]$ – дрейфа в скрещенных полях. Когда ионы замагничены настолько, что их гирорадиус меньше поперечного масштаба плазмы $R_{Li} \ll R$, движение плазмы путем её поляризации невозможно. Если бы возникло такое электрическое поле $E = \frac{V_0 B_0}{c}$ поперек движения плазмы, то потенциальная энергия для поддержания разности

потенциалов $\Delta\phi$ на краях потока $E_{\pi} = eE \cdot 2R = 2eV_0B_0R/c$ была бы слишком большой по сравнению с начальной кинетической энергией ионов E_k : $E_{\pi}/E_k = \frac{4R}{R_{Li}}$, что при $R \gg R_{Li}$ невозможно. Следовательно, плазма не может проникать в магнитное поле за счет разделения зарядов и создания поляризации в режиме $R \gg R_{Li}$, и вместо этого транспорт плазмы поперек магнитного поля может осуществляться за счет возникающих неустойчивостей на границе плазмы, одним из примеров которых является классическая неустойчивость Рэлея-Тейлора [93].

Когда ионы не замагничены на поперечном масштабе плазмы $R \ll R_{Li}$, создание и поддержание поля поляризации E становится возможным. На рис. 4.21 представлена модель «плазменного конденсатора» – потока с поперечным размером $R \ll R_{Li}$, расширяющегося поперек B_0 за счет его поляризации.

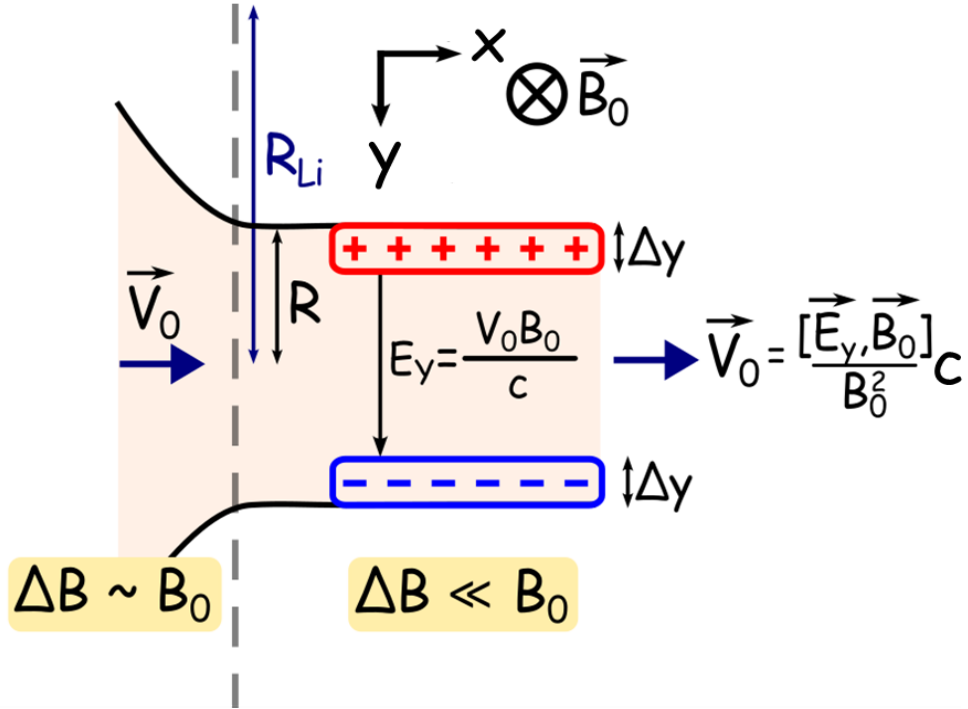


Рисунок 4.21 – Модель плазменного потока с поперечным размером $R \ll R_{Li}$, расширяющегося поперек B_0 за счет его поляризации – модель плазменного конденсатора (адаптировано из [92]).

Условие движения поперек магнитного поля можно оценить из энергетических соотношений. Во-первых, плотность кинетической энергии ионов должна превышать плотность энергии электрического поля поляризации: $nMV_0^2/2 \gg E^2/8\pi$. Подставив в это соотношение выражение для поля поляризации $E = V_0B_0/c$, можно получить следующее соотношение:

$$\omega_{pi}^2 \gg \omega_{ci}^2, \quad (4.1)$$

где $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi ne^2/M}$ – плазменная частота ионов, $\omega_{ci} = eB/Mc$ – циклотронная частота ионов.

Для бесстолкновительной холодной плазмы в низкочастотном пределе, диэлектрическая проницаемость может быть записана как $\varepsilon = 1 + \omega_{pi}^2/\omega_{ci}^2$, поэтому условие поддержания поля поляризации (4.1) можно записать в виде:

$$\varepsilon \gg 1 \quad (4.2)$$

В геометрии рис. 4.21, при влете потока плазмы в магнитное поле B_0 , более легкие электроны смещаются вниз на величину y_e , а более тяжелые ионы – вверх на расстояние y_i , в результате чего сверху накапливаются положительные заряды, снизу отрицательные. Электрическое поле в таком конденсаторе записывается как $E_y = 4\pi ne\Delta y$, где $\Delta y = y_e - y_i$ – величина относительного смещения электронного и ионного слоев. Отношение этих смещений пропорционально отношению масс: $y_e/y_i \sim m_i/m_e$. Такой конденсатор будет «обеспечивать» электрическое поле E_y при условии малости толщины зарядового слоя по сравнению с поперечным размером плазмы $\Delta y \ll R$, что обеспечивает квазинейтральность плазмы между обкладками. Подставляя выражение для поля поляризации в виде $E_y = \frac{V_0 B_0}{c}$ в Δy , можно получить условие на толщину потока R , которое является оценкой сверху толщины потока плазмы (относительно (4.2)):

$$R \gg R_{Li}/\varepsilon \quad (4.3)$$

Объединяя (4.2) и (4.3), получаем диапазон значений поперечных размеров потока, при которых данная модель верна:

$$\frac{R_{Li}}{\varepsilon} \ll R \ll \frac{R_{Li}}{4} \quad (4.4)$$

Условие малости толщины плазменного потока по сравнению с четвертью гирорадиуса ионов имеет наглядный физический смысл – это необходимо для прямолинейности движения ионов в плазменном потоке при дрейфе в $[\mathbf{E}, \mathbf{B}_0]$ -полях. Ионы не должны совершать полный оборот, иначе они будут уходить поперек направления разлета плазмы. В работе [94], посвященной экспериментальному исследованию плазмы в магнитном поле искривленной конфигурации показано, что если плазменный поток с изначально малым гирорадиусом ионов входит в пространство поперек магнитного поля, то его движение за счет поляризации возможно, но только если он «распадется» на несколько меньших по поперечному размеру потоков, например, в случае возбуждения на его границе неустойчивости типа Рэля-Тейлора [93].

Оценим выполнение условия (4.4) в проведенных экспериментах. Для оценок будет использовать данные серии измерений с источником питания с повышенной энергией. Размер плазменного потока в области диамагнитной каверны за один цикл инжекции по данным рис. 4.8

составляет от $R \approx 3$ см до $R \approx 10$ см при изменения индукции от $B_0 = 45$ Гс до $B_0 = 450$ Гс. Для определения величин гирорадиусов ионов, а именно ионов однократно ионизированного углерода, использована полученная из $L-t$ диаграммы скорость расширения плазменной струи $V_0 \sim 40$ км/с (см. рис. 4.9). Полученные величины гирорадиусов изменяются в диапазоне от $R_{Li} = 111$ см для поля 45 Гс до $R_{Li} = 12$ см для поля 450 Гс. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \approx \omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2 = 4\pi n M c^2 / B_0^2$ при концентрации в струе плазмы $n = 10^{14}$ см⁻³ в рассмотренном диапазоне индукций 45-450 Гс составляет от 10^8 до 10^{10} .

Сразу видно, что условие $\frac{R_{Li}}{\varepsilon} \ll R$ заведомо выполняется во всем диапазоне индукций. Оценка правой части неравенства (4.4) указывает, на что в проведенных экспериментах по инжекции плазменного потока поперек магнитного поля при индукциях вплоть до 115 Гс условие $R \ll \frac{R_{Li}}{4}$ выполняется с запасом. В полях уровня выше 200 Гс, рассматриваемое условие принимает вид $R \leq \frac{R_{Li}}{4}$. Таким образом, возможность движения плазменного листа, формирующегося за областью диамагнитной каверны, обеспечивается его поляризацией поперек V_0 по модели плазменного конденсатора [92].

Оценим ожидаемую скорость поляризованного плазменного потока из простых энергетических соображений. Пусть начальная кинетическая энергия плазмы в рассматриваемой модели будет расходоваться на поддержание движения поперек B_0 со скоростью V_x и на создание поперечного электрического поля поляризации E_y :

$$\frac{n_0 M V_0^2}{2} = \frac{n M V_x^2}{2} + \frac{E_y^2}{8\pi}, \quad (4.5)$$

где индекс «0» соответствует значениям величин в начале расширения плазмы поперек магнитного поля.

Уравнение непрерывности запишется как:

$$n_0 V_0 = n V_x \quad (4.6)$$

Выражая из (4.3.6) $n = n_0 V_0 / V_x$ и подставляя вместе с $E_y = V_x B_0 / c$ в (4.3.5), можно получить квадратное уравнение на V_x :

$$V_x^2 + V_0(\varepsilon - 1)V_x - V_0^2(\varepsilon - 1) = 0 \quad (4.7)$$

Раскладывая дискриминант уравнения (4.7) в ряд Тейлора при $\varepsilon \gg 1$, получаем два корня, один из которых нефизичен, т.к. он соответствует направлению скорости V_x против V_0 , а другой имеет вид:

$$V_x = V_0(1 - 1/\varepsilon) \quad (4.8)$$

Видно, что для достаточно плотной плазмы при $\varepsilon \gg 1$ получившееся решение фактически соответствует начальной скорости, $V_x \approx V_0$.

Решив уравнения движения и непрерывности, можно получить более строгое решение для скорости потока в области $\beta \ll 1$, с детальными выкладками можно ознакомиться в работе [92]. В проекции на декартовы координаты совместные уравнения движения для электронов и ионов и уравнение непрерывности запишутся следующим образом:

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} = -\omega_{ci} V_y \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} = \omega_{ce} V_x - \frac{e}{m_e} E_y \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n V_x) = 0, \quad (4.11)$$

где предполагается, что $n_i = n_e = n$, $V_x = V_{ex} = V_{ix}$, $V_y = V_{ey} - V_{iy}$, m_e – масса электрона.

Получаемое дифференциальное уравнение на скорость V_x имеет вид:

$$\ddot{V}_x + \omega_{ce}^2 \omega_{ci}^2 V_x = \frac{e}{m} \omega_{ci} E_y \quad (4.12)$$

Подставляя выражение для толщины слоя поверхностного заряда $\Delta y = (V_0 - V_x)/\omega_{ci}$ и переходя к безразмерным переменным $\tau = \omega_{ci} \omega_{ce} t$, $V = V_x/V_0$, $\bar{x} = x/R_h$, где $R_h = \sqrt{R_{Li} R_{Le}}$, уравнение (4.12) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \tau^2} + \left(1 + \frac{n}{n_0(\varepsilon - 1)}\right) V = \frac{n}{n_0} (\varepsilon - 1) \quad (4.13)$$

Решение (4.12) в размерных переменных при $\varepsilon \gg 1$ и $\frac{n}{n_0} = 1 + O(1/\varepsilon)$ имеет вид:

$$V_x = V_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon} \left[1 - \cos \sqrt{\varepsilon} \left(\frac{x}{R_h} \right) \right] \right\} \quad (4.14)$$

Видно, что решение (4.14) является осциллирующей версией решения из простой энергетической оценки (4.8). Увеличение ε ведет к стремлению отношения $\frac{V_x}{V_0} \rightarrow 1$, т.е. чем плотнее плазменный поток, тем меньше отличается его скорость от начальной в пространстве с $\beta \ll 1$.

В проведенных экспериментах с инжекцией плазмы поперек B_0 , наблюдалось её расширение с фактически постоянной начальной скоростью V_0 в области $\beta \ll 1$ (за областью диамагнитной каверны). Используя оценку диэлектрической проницаемости для параметров из

экспериментов (см. предыдущий подраздел) $\varepsilon > 10^8$, можно получить, что скорость потока при его движении в области $\beta \ll 1$ должна соответствовать начальной, что, собственно, и наблюдалось.

Для анализа условий сохранения квазинейтральности в движущемся поляризованном плазменном потоке с ионами большого гирорадиуса в области с $\beta \ll 1$, рассмотрим ситуацию, когда возможна продольная поляризация плазменного потока, а именно случай наличия самосогласованного электрического поля, возникающего в движущейся поляризованной плазме E_x . Движение проводящей плазмы в магнитном поле приводит к изменению магнитного потока и согласно закону Фарадея, это изменение потока индуцирует электрическое поле. Из уравнения Пуассона $\frac{\partial E_x}{\partial x} = 4\pi e(n_i - n_e)$, подставляя туда $E_x = -\frac{V_y B_0}{c}$ и разделив на n_0 , можно получить «меру» квазинейтральности:

$$\frac{n_i - n_e}{n_0} = -\frac{\partial V_y}{\partial x} \frac{B_0}{4\pi n_0 e c} \quad (4.15)$$

Используя полученное решение (4.14) и уравнение непрерывности $n(x) = n_0 V_0 / V_x(x)$, выражение (4.15) можно получить:

$$\frac{n_i - n_e}{n_0} = -\frac{\omega_{ci}^2 \omega_{ce}^2}{\omega_{pi}^2} \left(1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon \omega_{ci}^2} (1 - \cos \sqrt{\varepsilon} \frac{x}{R_h}) \right) \quad (4.16)$$

Усредняя в (4.15) фазу косинусоиды, получаем:

$$\frac{\delta n}{n_0} = -\frac{\omega_{ci}^2 \omega_{ce}^2}{\omega_{pi}^2} \left(1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon \omega_{ci}^2} \right), \quad (4.17)$$

где $\delta n = \langle n_i - n_e \rangle$.

Квазинейтральность плазмы требует выполнения $\frac{\delta n}{n_0} \ll 1$, и из (4.17) искомое условие записывается как

$$\varepsilon \gg \sqrt{M/t} \quad (4.18)$$

Нарушение условия квазинейтральности в виде (4.18) приведет к тому, что будет иметь место продольное разделение зарядов.

Оценка условия квазинейтральности (4.18) с параметрами плазмы коаксиальной пушки – для ионов однократно ионизированного углерода показывает, что диэлектрическая проницаемость должна быть более $\varepsilon \gg 148$. В проведенных экспериментах диэлектрическая проницаемость плазмы оценивается более $\varepsilon \geq 10^8$. Таким образом, продольное разделение

зарядов при движении плазменного потока за область вытесненного магнитного поля является несущественным, и динамика струи определяется только лишь поперечной поляризацией.

Структура и динамика плазменной струи за область каверны соответствует модели «плазменного конденсатора» [92].

4.4 Основные результаты главы

При инжекции плазменной струи поперек квазиоднородного магнитного поля происходит коллимация плазмы в плоскости, образованной векторами начальной скорости и внешнего магнитного поля – «плазменный лист». Длина, на которую распространяется плазменный поток поперек поля в лабораторном эксперименте, превышает один метр.

Различными контактными и бесконтактными методами установлена концентрация в плазменном листе – на уровне 10^{13} см^{-3} вплоть до расстояния полуметра от точки инжекции. Независимое применение бесконтактной и зондовой диагностики показало, что скорость плазменного потока практически не зависит от индукции B_0 , и близка к начальной скорости инжекции. Толщина плазменного потока за область диамагнитной каверны изменяется обратно пропорционально B_0 .

Измерения возмущений внешнего магнитного поля в пространстве показали, что за областью диамагнитной каверны плазменная струя движется поперек $\vec{B}_0$, практически не ослабляя внешнее магнитное поле, при этом уровень возмущений последнего сопоставим с уровнем теплового диамагнетизма плазмы. Такой режим движения плазмы возможен только за счет ее поляризации поперек $\vec{B}_0$: движение струи поперек поля может быть описано в рамках модели «плазменного конденсатора».

Заключение

Полученные в диссертационной работе основные научные результаты формулируются следующим образом.

1. Для исследования динамики плазменных струй в магнитном поле в вакууме и в фоновой плазме созданы компактные коаксиальные генераторы углеродно-водородной плазмы на основе импульсного эрозионного разряда на полиэтилене. На плазменном стенде «Крот», характеризуемом рекордно большими масштабами области квазиоднородного магнитного поля и фоновой плазмы, использование таких генераторов позволяет реализовать режим разлета плазменных струй, близкий к расширению в безграничном пространстве, который подходит для лабораторного моделирования эффектов активных экспериментов в ближнем космосе и нестационарных астрофизических явлений.

2. С помощью различных диагностик, включая электрические и магнитные зонды, электрооптические преобразователи для получения изображений плазмы в видимом свете (ICCD камер), СВЧ-интерферометр, определены основные физические параметры получаемых плазменных струй: концентрация электронов $n_e \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \sim 1 - 4 \text{ эВ}$, скорость плазменного потока $V_0 \sim 20 - 50 \text{ км/с}$ в зависимости от рабочего напряжения и тока коаксиального генератора. Методом пассивной эмиссионной спектроскопии оценен ионный состав плазменных струй, образуемых, в основном, протонами и ионами углерода низкой зарядности ($Z = 1$).

3. При инжекции плазменной струи с начальной энергией уровня 0,1 Дж вдоль магнитного поля в вакуум образуется диамагнитная каверна, при этом полное вытеснение магнитного поля наблюдается при индукциях внешнего поля до $B_0 \sim 200 - 400 \text{ Гс}$, в зависимости от энергии и скорости плазменной струи, а также от длительности инжекции. В широком диапазоне индукций внешнего магнитного поля радиус плазменной струи составляет величину порядка классического радиуса торможения, а размер вдоль поля определяется длительностью инжекции и начальной скоростью струи. При расширении плазменных струй со скоростями $V_0 \sim 20 - 30 \text{ км/с}$ вдоль магнитного поля в замагниченную фоновую плазму в субальвеновском режиме взаимодействие ионов струи с ионами фоновой плазмы носит столкновительный характер, и приводит к увлечению ионов фона и торможению струи.

4. Установлено, что при расширении плазменной струи в магнитном поле в вакууме развивается неустойчивость нижнегибридного диапазона, регистрируемая в магнитных измерениях в виде шумовых всплесков с амплитудой до 10% от величины внешнего магнитного

поля, которые имеют наибольшую интенсивность на границе диамагнитной каверны. При этом режим диффузии магнитного поля в плазму струи, заполняющую диамагнитную каверну, близок к классическому, т.е. определяется спитцеровской проводимостью и кулоновскими столкновениями, а не аномальной проводимостью, обусловленной развитием неустойчивости.

5. Желобковая неустойчивость, развивающаяся на боковой границе плазменной струи при инъекции вдоль магнитного поля в вакууме, на основании результатов экспериментов классифицирована как неустойчивость Рэлея-Тейлора в режиме сильно немагнитных ионов. Установлено, что на нелинейной стадии развития неустойчивости, наблюдаемой в эксперименте, для облака с заданной начальной энергией число возникающих желобков остается практически постоянным при изменении индукции внешнего магнитного поля в диапазоне порядка величины. На стадии распада струи после окончания инъекции желобковая неустойчивость играет определяющую роль в процессах переноса: плазма распространяется в виде нескольких струйных выбросов поперек магнитного поля, образовавшихся в результате укрупнения и слияния желобков.

6. Экспериментально показано, что плазменная струя, инжектируемая поперек квазиоднородного внешнего магнитного поля в вакуум, за областью диамагнитной каверны формирует коллимированное струйное течение – «плазменный лист», толщина которого обратно пропорциональна индукции магнитного поля. Установлено, что коллимированная струя плазмы распространяется поперек внешнего магнитного поля на расстояние более 1 метра без существенных возмущений последнего за счет электрического поля поляризации. Подобный механизм прохождения плазменного потока через области с поперечным магнитным полем возможен в активных экспериментах, при аккреции вещества на молодые звездные объекты, а также при проникновении потоков звездного ветра в магнитосферы.

Список цитируемой литературы

1. *Marshall J.* Performance of a Hydromagnetic Plasma Gun // *Phys. Fluids*. 1960. V.3. P. 134.
2. *Блинов П. И., Черемных П. А.* Титановая коаксиальная пушка // *ТВТ*. 1967. Т. 5. С. 388.
3. *Oboyashi T.* Upper atmospheric disturbances due to high altitude nuclear explosions // *Planet. Space Sci.* 1963. V. 10. P. 47.
4. *Albee P. R., Kanellakos D. P.* A spatial model of the F-region ionospheric traveling disturbance following a low-altitude nuclear explosion // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. № 3. P. 1039.
5. *Burrows A.* Supernova explosions in the universe // *Nature*. 2000. V. 403. P. 727.
6. *De Young D. S.* Astrophysical jets // *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.* Magneto-Inertial Fusion // *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., Huarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J.* Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field // *Science*. 2014. V. 346. P. 325.
9. *Haerendel G.* Experiments with plasmas artificially injected into near-Earth space // *Front. Astron. Space Sci.* 2019. V. 6. A. 29.
10. *Gavrilov B. G., Podgorny A.I., Podgorny I. M., Sobyenin D. B., Zetzer J. I., Erlandson R. E., Meng C. I., B. Stoyanov J.* Diamagnetic effect produced by the Fluxus-1 and-2 artificial plasma jet // *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.* North star Plasma-jet space experiment // *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.* Dynamics of artificial plasma clouds in “Spolokh” experiments: Movement pattern // *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.* Trigger, an active release experiment that stimulated auroral particle precipitation and wave emissions // *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.* Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 5777.
15. *Bernhard P. A.* Probing the magnetosphere using chemical releases from the Combined Release and Radiation Effects Satellite // *Phys. Fluids B.* 1992. V. 4, № 7. P. 2249.
16. *Torbert R. B., Kletzing C. A., Liou K., Rau D.* Prompt ionization in the CRIT II barium releases // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 973.
17. *Prech L., Ruzhin Y. Y., Dokukin V. S., Nemecek Z., Safrankova J.* Overview of APEX Project results // *Front. Astron. Space Sci.* 2018. V. 5. A. 46.
18. *Haerendel G., Sagdeev R. Z.* Artificial Plasma Jet in the Ionosphere // *Adv. Space Res.* 1981. V. 1. P. 29.
19. *Баннов С. Г., Житлухин А. М., Моторин А. А., Стуцкий Е. Л., Холодов А. С., Черковец В. Е.* Динамика плазменного сгустка на начальной и последующей стадии движения в разреженном газе // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2019. Т. 59. С. 340.
20. *Белов А. С., Вдовиченко И. А., Курина Л. Е.* Формирование плазменной антенны взрывным воздействием в ионосфере // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2017. Т. 57. С. 635.
21. *Ryutov D. D.* Scaling laws for dynamical plasma phenomena // *Physics of Plasmas.* 2018. V. 25, №. 10.
22. *Friedman H. W., Patrick R. M.* Momentum transfer in plasma flows at high Alfvén Mach numbers // *Phys. Fluids.* 1971. V. 14. P. 1889.
23. *Morse D. L., Destler W. W.* Laboratory simulation of artificial plasma clouds in the ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 7417.
24. *Гаркуша И. Е., Соляков Д. Г., Чеботарев В. В., Махлай В. А., Кулик Н. В.* Экспериментальные исследования высокоэнергетических квазистационарных плазменных потоков, генерируемых магнитоплазменным аналогом сопла Лаваля в компрессионном и ускорительном режимах // *Физика плазмы.* 2019. Т. 45. С. 179.
25. *Witherspoon F. D., Case A., Messer S. J., Bomgardner R., Phillips M. W., Brockington S., Elton R.* A contoured gap coaxial plasma gun with injected plasma armature // *Rev. Sci. Instrum.* 2009. V. 80. P. 083506.
26. *Zakharov Y. P.* Collisionless laboratory astrophysics with lasers // *IEEE Trans Plasma Sci.* 2003. V. 31. P. 1243.

27. *Gekelman W., Van Zeeland M., Vincena S., Pribyl P.* Laboratory experiments on Alfvén waves caused by rapidly expanding plasmas and their relationship to space phenomena // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1281.
28. *Mostovych A. N., Ripin B. H., Stamper J. A.* Laser produced plasma jets: Collimation and instability in strong transverse magnetic fields // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 2837.
29. *Schaeffer D. B., Hofer L. R., Knall E. N., Heuer P. V., Constantin C. G., Niemann C.* A platform for high-repetition-rate laser experiments on the large plasma device // *High Power Laser Sci. Eng.* 2018. V. 6. E. 17.
30. *Underwood T. C., Loebner K. T., Miller V. A., Cappelli M. A.* Dynamic formation of stable current-driven plasma jets // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 1.
31. *Zhang, Y., Fisher D. M., Gilmore M., Hsu S. C., Lynn A. G.* Experimental investigation of coaxial-gun-formed plasmas injected into a background transverse magnetic field or plasma // *Phys. Plasmas.* 2018.V. 25. P. 055709.
32. *Бескин В. С., Крауз В. И., Ламзин С. А.* Лабораторное моделирование струйных выбросов из молодых звёзд на установках с плазменным фокусом // *УФН.* 2022. Т. 193. С. 345.
33. *Bellan P. M.* Experiments relevant to astrophysical jets // *J. Plasma Phys.* 2018. V. 84. P.755840501.
34. *Захаров Ю. П., Пономаренко А. Г., Терехин В. А., Посух В. Г., Шайхисламов И. Ф., Чибранов А. А.* Новый тип крупномасштабных экспериментов для лабораторной астрофизики с коллимированными струями лазерной плазмы в поперечном магнитном поле // *Квантовая электроника.* 2019. Т. 49, № 2. С. 181.
35. *Niemann C., Gekelman W., Constantin C. G., Everson E. T., Schaeffer D. B., Clark S. E., Bondarenko A. S.* Dynamics of exploding plasmas in a large magnetized plasma. // *Physics of Plasmas.* 2013. V. 20. P. 1.
36. *Соловьёв, 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., Проявин М. Д., Глявин М. Ю., Фукс Ж., Стародубцев М. В.* Экспериментальное исследование взаимодействия потока лазерной плазмы с поперечным магнитным полем // *Известия вузов. Радиофизика.* 2020. Т. 63, № 11. С. 973.
37. *Tang H. B., Hu G. Y., Liang Y. H., Tao T., Wang Y. L., Hu P., Zhao B., Zheng, J.* Confinement of laser plasma expansion with strong external magnetic field // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2018. V. 60. P. 055005.
38. *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. Experimental observations of detached bow shock formation in the interaction of a laser-produced plasma with a magnetized obstacle // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P 012106.
39. *Revet G., Chen S. N., Bonito R., Khiair 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.* Laboratory unraveling of matter accretion in young stars // *Sci. Adv.* 2017. V. 3. P. E1700982.
 40. *Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г.* Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // *Физика плазмы*. 1986. Т. 12. С.1170.
 41. *Ripin B. H., Huba J. D., McLean E. A., Manka C. K., Peyser T., Burris H. R., Grun J.* Sub-Alfvénic plasma expansion // *Phys. Fluids B*. 1993. V. 5. № 10. P. 3491.
 42. *Bonde J., Vincena S., Gekelman W.* Collisionless coupling of a high- β expansion to an ambient, magnetized plasma. II. Experimental fields and measured momentum coupling // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 042110.
 43. *VanZeeland M., Gekelman, W.* Laser-plasma diamagnetism in the presence of an ambient magnetized plasma // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. 320.
 44. *Lebedev S. V., Ciardi A., Ampleford D. J., Bland S. N., Bott, S. C., Chittenden, J. P., Blackman, E.G.* Production of radiatively cooled hypersonic plasma jets and links to astrophysical jets // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2005. V.47, P. B465.
 45. *Russell D. R., Burdiak G. C., Carroll-Nellenback J. J., Halliday J. W. D., Hare J. D., Merlini S., Lebedev S. V.* Perpendicular subcritical shock structure in a collisional plasma experiment // *Physical Review Letters*. 2022. V. 129, № 22. P. 225001.
 46. *Lavine E. S., Rocco S. V., Banasek J. T., Potter W. M., Greenly J. B., Wilhelm H., Kusse B. R.* Implosion dynamics of triple-nozzle gas-puff z pinches on COBRA // *Physics of Plasmas*. 2021. V. 28, № 2.
 47. *De la Fuente H., Forsen H. K.* Small Coaxial Gun for Plasma Injection Studies // *Rev. Sci. Instrum.* 1971. V. 42. P. 1453.
 48. *Mendel C. W. Jr., Zagar D. M., Mills G. S., Humphries S., Goldstein S. A.* Carbon plasma gun // *Rev. Sci. Instrum.* 1980. V. 51. P. 1641.
 49. *Гаврилов Б. Г., Кожухов С. А., Собянин Д. Б.* Движение плазменной струи фонтанирующего разряда в цилиндрической магниторазрядной ударной трубе // *ЖТФ*. 1994. Т. 64. С. 6.
 50. *Гущин М. Е., Коробков С. В., Терехин В. А., Стриковский А. В., Гундорин В. И., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Николенко А. С.* Эксперименты по моделированию динамики

- плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде “Крот” // Письма ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 416.
51. Коробков С. В., Гуцин М. Е., Гундорин В.И., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Стриковский А.В., Николенко А. С. Простейшая эрозионная плазменная пушка из коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 45.
 52. 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. Особенности динамики и неустойчивости плазменных струй, расширяющихся во внешнее магнитное поле, в лабораторных экспериментах с компактными коаксиальными генераторами плазмы на крупномасштабном стенде “Крот” // Астрон. Ж. 2023. Т. 100. С. 107.
 53. Николенко А. С., Гуцин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Стриковский А. В., Лоскутов К. Н. Динамика плазменного облака, формируемого компактной коаксиальной пушкой, при разлете в вакуум и фоновую плазму большого объема во внешнем магнитном поле // Физика Плазмы. 2023. Т.49, №11. С.1101.
 54. Душин Л. А. СВЧ-интерферометры для измерения плотности плазмы в импульсном газовом разряде. – Атомиздат, 1973.
 55. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. 1963. Т 6. С. 19.
 56. Hassam A. B., Huba J. D. Structuring of the AMPTE magnetotail barium releases // Geophysical Research Letters. 1987. V. 14, № 1. P. 60.
 57. Winske D., Huba J. D., Niemann C., Le A. Recalling and updating research on diamagnetic cavities: Experiments, theory, simulations //Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2019. V. 5. P. 51.
 58. Захаров Ю. П., Антонов В.М., Бояринцев Э. Л., Мелехов А. В., Посух В. Г., Шайхисламов И. Ф., Пикалов В. В. Роль желобковой неустойчивости холловского типа при взаимодействии лазерной и космической плазмы с магнитным полем // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 207.
 59. Colette A., Gekelman W. Structure of an exploding laser-produced plasma // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 055705.
 60. Krall N. A., Liewer P. C. Low-frequency instabilities in magnetic pulses // Physical Review A, 1971. V. 4, №5. P.2094.
 61. Okada S., Sato K., Sekiguchi T. Behaviour of laser-produced plasma in a uniform magnetic field // J. Phys. Soc. Japan. 1979. V. 46. P. 355.
 62. Леонов С. Б., Лукьянов Г. А. О структуре импульсной эрозионной плазменной струи // ПМТФ. 1994. № 5. С. 13.

63. *Hurtig T., Brenning N., Raadu M.* The role of high frequency oscillations in the penetration of plasma clouds across magnetic boundaries // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. L33.
64. *Smith R.L., Brice N.* Propagation in multicomponent plasmas // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. P. 5029.
65. *Михайловский А. Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т.2 Неустойчивости неоднородной плазмы. Т.2. М.: Атомиздат. 1977. 360 с.
66. *Михайловский А. Б.* Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат. 1978. 296 с.
67. *Ivanov A. A., Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Bocharov V. N., Deichuli P. P., Karpushov A. N., Tsidulko Y. A.* Experimental study of curvature-driven flute instability in the gas-dynamic trap // *Physics of Plasmas*. 1994. V. 1, №. 5. P. 1529.
68. *Кингсен А. С., Коваленко И. В., Лобанов А. И., Чукбар К. В.* Моделирование быстрого плазменного потокового размыкателя в режиме электронной магнитной гидродинамики // *Математическое моделирование*. 2004. Т. 16, №. 10. С. 93.
69. *Chuvatin A. S., Kim A. A., Kokshenev V. A., Kovalchuk B. M., Kurmaev N. E., Loginov, S. V., Fursov F. I.* A composite POS: First proof-of-principle results from GIT-12 // *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No. 97CH36127)*. 1997. V. 1. P. 261.
70. *Albares D. J., Krall N. A., Oxley C. L.* Rayleigh-Taylor instability in a stabilized linear pinch tube // *Physics of Fluids*. 1961. V. 4, №. GA-1962.
71. *Dickinson H., Bostick W. H., DiMarco J.N., Koslov S.* Experimental Study of Rayleigh-Taylor Instability in Plasma // *Physics of Fluids*. 1962. V. 5, №9. P. 1048.
72. *Keilhacker M., Kornherr M., Niedermeyer H., Söldner F., Steuer K. H.* Flute instabilities during fast magnetic compression of collisionless $\beta = 1$ plasmas // *Physical Review Letters*. 1974. V. 32, №. 19. P. 1044.
73. *Tang H. B., Hu G. Y., Liang Y. H., Wang Y. L., Tao T., Hu P., Zheng J.* Observation of large Larmor radius instability in laser plasma expanding into a 10 T external magnetic field // *Physics of Plasmas*. 2020. V. 27(2).
74. *Kruskal M. D., Schwarzschild M.* Some instabilities of a completely ionized plasma // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1954. T. 223, №. 1154. C. 348.
75. *Colgate S. A.* Liquid-Sodium Instability Experiment: Part I. University of California, Berkeley, 1955. №. UCRL-4560.

76. *Ripin B.H., McLean E.A., Manka C.K., Pawley C., Stamper J. A., Peyser T. A., Mostovych A. N., Grun J., Huba J.D.* Large-Larmor-radius interchange instability //Physical review letters. 1987. V. 59, №. 20. P. 2299.
77. *Taylor G. I.* The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1950. V. 201. P.192.
78. *Huba J. D., Hassam A. B., Satyanarayana P.* Nonlocal theory of the Rayleigh–Taylor instability in the limit of unmagnetized ions //Phys. Fluids B. 1989. V. 1. №. 4. P. 931.
79. *Winske D.* Development of flute modes on expanding plasma clouds // Phys. Fluids B1. 1989. V. 9. P. 1900.
80. *Russell C. T.* The solar wind interaction with the Earth's magnetosphere: A tutorial // IEEE transactions on plasma science. 2002. V. 28, № 6. P. 1818.
81. *Гаврилов, Б. Г., Зецер, Ю. И.* Экспериментальное исследование в активных геофизических ракетных экспериментах физических эффектов, возникающих при движении плазменных потоков в ионосфере и магнитосфере земли // Динамические процессы в геосферах. 2024. Т. 16, № 3. С. 146.
82. *Armitage P. J.* EXor outbursts from disk amplification of stellar magnetic cycles // The Astrophysical Journal Letters. 2016. V. 833, №. 2. P. L15.
83. *McKee C. P., Hollenbach D. J.* Interstellar shock waves // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 1980. V. 18, № 1. P. 219.
84. *Treumann R. A.* Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 1. Non-relativistic shocks //The Astronomy and Astrophysics Review. 2009. V. 17, № 4. P. 409.
85. *Freidberg J. P.* Plasma physics and fusion energy. Cambridge university press. 2008.
86. *Морозов А. И.* Введение в плазмодинамику. Физматлит //Москва. 2008.
87. *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.* Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments // Astron. Astrophys. 2021. V. 648. P. A81.
88. *Khiar B, Revet G., Ciardi A., Burdonov K., Filippov E., Béard J., Cerchez M., Chen S. N., Gangolf T., Makarov S. S., Ouillé M., Safronova M., Skobelev I. Yu., Soloviev A., Starodubtsev*

- M., Willi O., Pikuz S., Fuchs J.* Laser-produced magnetic-Rayleigh-Taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field // *Physical Review Letters*. 2019. V. 123, № 20. P. 205001.
89. *Chapman S., Ferraro V. C. A.* A new theory of magnetic storms // *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1931. V.6, № 2. P. 77
 90. *Baker D. A., Hammel J. E.* Demonstration of classical plasma behavior in a transverse magnetic field // *Physical Review Letters*. 1962. V. 8, № 4. P. 157.
 91. *Schmidt G.* Plasma motion across magnetic fields // *The Physics of Fluids*. 1960. V. 3, № 6. P. 961.
 92. *Peter W., Rostoker N.* Theory of plasma injection into a magnetic field // *Physics of Fluids*. 1982. V. 25, № 4. P. 730.
 93. *Peter W., Ron. A, Rostoker N.* Instability of the boundary layer between a streaming plasma and a vacuum magnetic field // *Physics of Fluids*. 1983. V. 26, № 8. P. 2276.
 94. *Lindberg L.* Plasma flow in a curved magnetic field // *Astrophysics and Space Science*. 1978. V. 55., № 1. P. 203.