

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

На правах рукописи

Соловьев Александр Андреевич

**Развитие методов диагностики и исследование
лазерно-плазменного взаимодействия на
параметрическом петаваттном лазерном
комплексе**

1.3.19 - Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород

2025

Оглавление

Введение	6
Глава 1 Описание установки PEARL и оптимизация ее параметров	23
1.1 Описание установки, принципиальная схема лазера, лазерные параметры	23
1.2 Ключевые особенности архитектуры	26
1.2.1 Параметрическое усиление	26
1.2.2 Стартовая часть и синхронизация до модернизации	27
1.2.3 Наносекундная накачка	29
1.2.4 Мишенная камера и фокусировка	31
1.2.5 Магнитная система	33
1.3 Управление лазерными параметрами	35
1.3.1 Модернизация стартовой части лазерного комплекса PEARL ...	36
1.3.2 Управление временными параметрами стретчированных импульсов при усилении в режиме насыщения	39
Глава 2 Фокусировка лазерного импульса и наведение на мишень	55
2.1 Оптимизация интенсивности при фокусировке лазерного импульса	55
2.1.1 Задача дифракции	59
2.1.2 Пространственная фокусировка импульса	61
2.1.3 Масштабы импульса в перетяжке	62
2.1.4 Аберрации импульсов	67
2.1.5 Типы хроматических аберраций	70

2.2 Принцип работы систем коррекции волнового фронта на основе зеркал с управляемой формой поверхности.....	72
2.2.1 Устройство зеркала с управляемой формой поверхности биморфного типа	73
2.2.2 Датчик волнового фронта	74
2.2.3 Фазовое сопряжение - активная коррекция фазовых искажений	76
2.3 Повышение точности калибровки АОС.....	77
2.3.1 Апертурное зондирование по электродам.....	79
2.3.2 Апертурное зондирование по модам Цернике.....	79
2.3.3 Оригинальный динамический метод	79
2.3.4 Экспериментальная демонстрация эффективности динамического метода калибровки	81
2.3.5 Анализ экспериментальных данных	83
2.3.6 Основные результаты внедрения динамического метода калибровки АОС.....	84
2.4 Повышение точности измерения числа Штреля при помощи Фурье-фильтрации.....	85
2.5 Коррекция аберраций в разовых выстрелах на комплексе PEARL ..	91
2.6 Исправление нелинейных фазовых искажений	97
2.6.1 Введение	97
2.6.2 Подходы к компенсации Нелинейных Фазовых Искажений	98
2.6.3 Описание эксперимента по коррекции нелинейных фазовых искажений	101
2.6.4 Экспериментальный результат.....	103
2.6.5 Обсуждение результатов коррекции нелинейных фазовых искажений.....	104
2.6.6 Заключение	107
2.7 Наведение на мишень	107
Глава 3 Разработка и адаптация методов диагностики лазерно-плазменного взаимодействия.....	111
3.1 Введение к главе.....	111

3.2	Интерферометрическая диагностика.....	112
3.3	Поляриметрическая диагностика.....	115
3.4	Диагностика характеристических спектров свечения плазмы.....	116
3.5	Магнитные спектрометры частиц.....	118
3.6	Слоистые детекторы.....	120
3.6.1	Спектральные измерения быстрых протонов.....	120
3.6.2	Детектор рентгеновского излучения.....	123
3.7	Повышение пространственного разрешения диагностики накачка-зондирования релятивистских объектов.....	124
3.7.1	Математическая модель метода CafCA.....	125
3.7.2	Уширение спектра диагностического импульса в эксперименте	128
3.7.3	Оптимальное временное сжатие диагностических импульсов...	131
3.7.4	PIC моделирование.....	133
3.7.5	Заключение.....	145
Глава 4 Исследование источников вторичного излучения с лазерным драйвером.....		
4.1	Кильватерное ускорение электронов при взаимодействии с прозрачной плазмой.....	147
4.1.1	Согласованный режим.....	150
4.1.2	Несогласованный режим.....	152
4.2	Генерация и ускорение электронов в режиме лазерного скребка....	158
4.2.1	Экспериментальное исследование.....	159
4.2.2	PIC-моделирование.....	163
4.2.3	Обсуждение результатов.....	164
4.2.4	Угловое распределение.....	166
4.2.5	Заключение.....	170
4.3	Ускорение ионов в режиме УПВК.....	170
4.4	Прямое лазерное ускорение.....	177
4.4.1	Предварительная ионизация мишени.....	179
4.4.2	Численное моделирование.....	180
4.4.3	Экспериментальное исследование режима DLA.....	184

4.4.4 Анализ полученных экспериментальных данных.....	188
4.5 Воздействие вторичного излучения на объекты.....	189
4.5.1 Рентгеновский имиджинг.....	190
4.5.2 Протонная терапия.....	192
Глава 5 Динамика лазерной плазмы.....	196
5.1 Введение.....	196
5.2 Лабораторное моделирование аккреции в молодых звездах.....	198
5.3 Лабораторное моделирование коллимации джетов в молодых звездах.....	207
5.3.1 Образование джетов в однородном полоидальном магнитном поле.....	208
5.3.2 Коллимация в неоднородном поле астроподобной конфигурации	216

Введение

Общая характеристика работы

Лазерный комплекс PEARL был создан в ИПФ РАН в 2007 году [1] на основе технологии ОРСПА (optical parametric chirped pulse amplification) параметрического усиления чирпированных импульсов. В основу работы лазера легли уникальные для того времени технологии синхронизации [2], наносекундный лазерный усилитель (300 Дж в 1 нс) на неодимовом стекле [3] и технология изготовления широкоапертурных КД*Р кристаллов [4]. В момент создания лазер стал мощнейшей параметрической системой в мире. Но и сейчас, спустя почти два десятка лет, лазер остается востребованным научным инструментом для проведения, в первую очередь, фундаментальных научных исследований. Используемые технологии во многом определили как лазерные параметры, так и прикладную значимость лазерного комплекса.

Технология параметрического усиления чирпированных импульсов хорошо зарекомендовала себя, в первую очередь, за счет исключительных экспериментальных параметров. Во-первых, в системе совершенно отсутствует предимпульс вне временного окна импульса накачки, что позволяет обходиться без дополнительных систем повышения контраста. Во-вторых, на рабочих частотах повторения фактически отсутствуют тепловые эффекты в параметрических кристаллах, что существенно упрощает коррекцию волнового фронта для оптимальной фокусировки и достижения предельной интенсивности в перетяжке. В-третьих, лазерная система относительно терпима к бликам назад, поскольку усиление при обратном распространении через активный элемент полностью отсутствует. Более того, в исходной схеме [1] на первом каскаде параметрического усиления происходило параметрическое преобразование частоты (переход с сигнальной на холостую волну), вследствие чего, параметрический усилитель

выполнял роль оптической развязки, и достижение обратным бликом стартовой системы было принципиально невозможно. Все эти особенности обеспечили возможность реализации рекордной эффективности взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с веществом, как при взаимодействии с газовыми, так и твердотельными мишенями [5—8], а результаты находятся в хорошем согласии с аналогичными исследованиями на других лазерных установках по всему миру со схожими лазерными параметрами [9—12].

В то же время, отличительной особенностью параметрического усиления являются строгие требования на синхронизацию импульсов сигнала и накачки. Для выполнения этих требований еще на этапе проектирования лазерной установки была решена задача электрической синхронизации сигнального импульса и импульса накачки [2] с двух разных задающих генераторов, работающих на принципах модуляции добротности и синхронизации мод. Недавно система PEARL была подвергнута дополнительной модернизации [13, 14], в результате чего относительно небольшой джиттер порядка 50 пс [2] между сигналом и накачкой был дополнительно снижен до субпикосекундных величин за счет перехода на оптическую синхронизацию между сигналом и накачкой.

Однако, технологические сложности, преодоленные на этапе проектирования, стали ключевым преимуществом лазерной системы на этапе исследований по направлению лабораторная астрофизика. С высокой точностью синхронизированные наносекундный лазерный драйвер и фемтосекундное излучение допускают проведение экспериментов в режиме накачка-зондирование с зондирующим импульсом исключительного оптического качества, позволяющим получать четкие интерферометрические, теневые и поляризационные изображения, а также, максимально точно исследовать временную динамику за счет малого джиттера. Для реализации метода накачка-зондирование была разработана оригинальная схема выведения наносекундного импульса из лазера накачки [15] позволяющая иметь идеально синхронизированный с сигналом наносекундный импульс с энергией до 250 Дж без потерь в энергии фемтосекундного импульса. В совокупности с оригинальной импульсной магнитной системой [16] установка стала предлагать уникальное сочетание условий для масштабного моделирова-

ния таких плазменных астрофизических процессов, как аккреция вещества [17], коллимация джетов [18], экспериментального исследования магнитогидродинамических [19] и кинетических неустойчивостей [20] в плазме.

Технологии, использованные в лазерной системе, прекрасно зарекомендовали себя в ходе прикладных исследований и, поэтому, легли в основу экзаваттного проекта XCELS [21, 22]. Активно развивающаяся в ИПФ РАН технология повышения пиковой мощности CafCA (Compression after Compression Approach) [23] вместе с разработанными подходами к исправлению волнового фронта [24, 25], в частности нелинейных фазовых искажений [26], позволили не только многократно поднять мощность лазерной системы [27], но и фактически пропорционально поднять пиковую интенсивность при фокусировке [28], что дополнительно расширило диапазон возможных лазерных параметров на мишени в сторону больших интенсивностей. Использование технологии CafCA для зондирующего импульса кроме всего прочего позволяет поднять временное разрешение оптической диагностики релятивистских объектов, когда это требуется, например, для исследования излучающей сингулярности электронной плотности BISER [29].

Таким образом, диссертация позволяет собой замкнутую работу по развитию инфраструктуры лазерно-плазменного комплекса PEARL и применение его для широкого спектра экспериментальных исследований лазерного излучения с плазмой.

Актуальность темы диссертационного исследования

Актуальность представленных в диссертации исследований различных режимов лазерно-плазменного взаимодействия и методов их диагностики связана с двумя основными аспектами: инновационными источниками вторичного излучения и изучением плазменной динамики астрофизических объектов.

Источники вторичного излучения, объединяющие исследования в Главе 4 диссертации, востребованы во многих отраслях науки, медицины и промышленности. Лазерные источники рентгеновского излучения отличаются от существующих аналогов, основанных на классических радиочастотных ускорителях, исключительной яркостью и малостью геометрических размеров, что связано с возмож-

ностью острой фокусировки оптического излучения до масштабов порядка длины волны, составляющей менее 1 мкм. С этими отличиями и связаны конкурентные преимущества лазерно-плазменных источников. При получении рентгенографических изображений, точечность и малая длительность импульса позволяют увеличивать пространственное разрешение, а переход к фазоконтрастным методам - увеличивать чувствительность, что в случае биологических объектов, позволяет снижать лучевую нагрузку на живые ткани. Другое преимущество лазерно-плазменных источников связано с компактностью их ускорительной части. Для конвенциональных радиочастотных ускорителей большие размеры связаны с обусловленным электрическим пробоем ограничением на максимальную амплитуду ускоряющих СВЧ-полей. В лазерно-плазменных ускорителях, напротив, электрический пробой не является проблемой, постольку плазма изначально является средой "в состоянии пробоя". Как следствие, плазменные поля могут быть на порядки сильнее, а длина ускорения - на порядки меньше. Лазерно-плазменный ускоритель, с характерными ускоряющими полями 1 ГВ/см, может быть помещен в нужную область и ориентирован в направлении потребителя, как целое, в результате пропадает необходимость в громоздкой и дорогостоящей, в случае пучков заряженных частиц, магнитной системе транспортировки излучения. Соответствующие удешевление технологий и, как следствие, стоимости оказываемых на их основе услуг и технологических процессов является основным мотивом активных исследований.

Исследования плазменной динамики по направлению лабораторная астрофизика, собранные в Главе 5 диссертации, напротив, ориентированы в первую очередь на получение новых знаний. В частности, в ходе лабораторного моделирования проводятся фундаментальные исследования процессов аккреции и образования астрофизических джетов для многих типов астрофизических объектов, от находящихся в начале своей эволюции протозвезд до ядер галактик. Основными объектами лабораторного моделирования в рамках диссертации стали протозвезды, поглощающие материю из окружающего аккреционного диска, в некоторых областях которого эйлерово подобие с потоками лазерной плазмы выполняется с хорошей точностью. От аккреции напрямую зависит

энерговыведение, следовательно светимость звезды, а также процесс генерации осесимметричных истечений (джетов). Таким образом, исследования механизмов аккреции и являются определяющими для понимания хода эволюции звезд. В результате взаимодействия магнитосферы протозвезды с аккреционным диском возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы. Наблюдения не позволяют определить точный сценарий аккреции, поэтому лабораторные эксперименты по моделированию данных процессов обладают особой ценностью.

Отдельно хочется отметить значимость работ для поддержания лидирующих позиций российской научной школы на международном уровне. Проводимые исследования внесли значимый вклад в становления лазерного комплекса PEARL, не только как востребованного объекта мировой научной инфраструктуры, но и в роли идеологической и технологической основы для экзаватного КЭД-проекта XCELS.

Цели работы

1. Повышение стабильности и энергетической эффективности параметрической петаваттной фемтосекундной лазерной системы.
2. Обеспечение необходимых экспериментальных условий для комплексного исследования различных режимов лазерно-плазменного взаимодействия, включая синхронную доставку в мишенную камеру нескольких лазерных импульсов с различными частотными, временными и энергетическими параметрами, а также, разработку и изготовление импульсной магнитной системы с амплитудой магнитной индукции более 20 Тесла для исследований по направлению лабораторная астрофизика.
3. Повышение пиковой интенсивности при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения петаваттного уровня мощности методами адаптивной оптики.
4. Разработка комплекса диагностических методов и оборудования с учетом специфики лазерного комплекса PEARL и исследуемых режимов лазерно-плазменного взаимодействия.
5. Разработка лазерно-плазменных источников вторичного излучения для

фундаментальных и прикладных исследований.

6. Лабораторное исследование динамики наносекундной лазерной плазмы в присутствии сильного внешнего магнитного поля.

Основные задачи исследования

1. Выбор оптимальной архитектуры стартовой части лазерного комплекса PEARL.

2. Обеспечения в мишенной камере фемтосекундного зондирующего импульса и мощного наносекундного импульса при условии оптической синхронизации с драйвером и сохранении энергии мощного фемтосекундного импульса.

3. Подавление в импульсе накачки временных искажений вызванных усилением в режиме насыщения.

4. Повышение качества фокусировки петаваттного лазерного излучения за счет повышения точности калибровки адаптивной системы коррекции волнового фронта.

5. Повышение точности позиционирования мишени относительно перетяжки лазерного излучения.

6. Компенсация нелинейных фазовых искажений при нелинейном повышении выходной мощности СаfСА фемтосекундного импульса методами адаптивной оптики.

7. Адаптация спектрометров быстрых частиц и рентгеновского излучения для особенностей установки PEARL и специфических параметров лазерно-плазменного взаимодействия.

8. Повышение точности восстановления спектров частиц, ускоренных в ходе лазерно-плазменного взаимодействия.

9. Повышения информативности оптической диагностики релятивистских объектов при помощи нелинейно укороченного зондирующего импульса.

10. Исследование зависимости свойств вторичного излучения при различных параметрах фокусировки на мишень и плотностях образующейся плазмы, в частности, низкоплотной $\sim 10^{18}$ см⁻³, околоскритической $\sim 10^{21}$ см⁻³, твердотельной $\sim 10^{23}$ см⁻³).

11. Исследование распространения наносекундной лазерной плазмы поперек

сильного внешнего магнитного поля.

12. Исследование возможности коллимации наносекундной лазерной плазмы внешним магнитным полем.

Научная новизна

1. Предложена возможность повышения стабильности выходных параметров фемтосекундной петаваттной параметрической лазерной системы за счет оптической синхронизации сигнального импульса с импульсом накачки.

2. Предложен метод компенсации искажений огибающей импульса, возникающих при усилении в режиме насыщения, за счет умеренной частотной модуляции импульса на растущем участке кривой сечения усиления активной среды.

3. Разработан оригинальный одноимпульсный спектрометр для узконаправленных квазимонэнергетических электронных пучков, ускоренных кильватерной плазменной волной с лазерным драйвером.

4. Разработан новый метод калибровки адаптивной оптической системы, позволяющий повысить качество фокусировки в присутствии динамических вариаций волнового фронта.

5. Проведена эффективная коррекция волнового фронта излучения после нелинейной компрессии на петаваттном уровне мощности.

6. Предложен метод повышения информативности диагностики накачка-зондирование релятивистских сингулярностей лазерной плазмы при помощи нелинейного укорочения зондирующего фемтосекундного импульса.

7. Предложен метод помещения острого края твердотельной мишени в перетяжку лазерного импульса с субрелеевской точностью.

10. Продемонстрированы ускоренные полем виртуального катода протоны с рекордной энергией.

11. Предложен механизм образования астрофизических джетов в протозвездах, обусловленный присутствием однородного полоидального магнитного поля и полоидального поля в свойственной для протозвезд конфигурации типа "песочные часы".

12. В эксперименте обнаружено проникновение наносекундной лазерной плазмы поперек внешнего магнитного поля, давление которого превосходит динами-

ческое давления плазмы, с образованием плазменного потока в форме тонкого листа, ориентированного вдоль магнитных линий. Если источник плазмы вытянут поперек магнитного поля, таких потоков образуется несколько.

Теоретическая и практическая значимость

Разработанный в рамках диссертации комплекс экспериментальных методик и диагностических подходов стал основой для широкого круга исследований. Эксперименты проведенные на комплексе, укрепили в научном сообществе за лазерной системой PEARL репутацию передовой российской лазерно-плазменной установки, и послужили верификацией используемых технологий, таких как параметрическое усиление чирпированных импульсов, оптическая синхронизация импульса накачки с сигнальным импульсом, нелинейная компрессия CafCA и коррекция сопутствующих нелинейных фазовых искажений; заложили технологическую базу для актуальных проектов мощных лазерных систем [21, 30, 31] .

Коррекция волнового фронта имеет определяющее значение при обеспечении режимов лазерно-плазменного взаимодействия, в которых ключевым параметром является пиковая интенсивность излучения. К таким режимам относятся в первую очередь режимы взаимодействия с твердотельными и околокритическими мишенями. В отсутствие должного качества фокусировки, параметры взаимодействия существенным образом изменяются, снижается эффективность преобразования лазерной энергии в энергию вторичного излучения. Таким образом, разработанные подходы к коррекции волнового фронта являются фундаментом для настоящих и будущих исследований.

Метод нелинейного укорочения лазерных импульсов CafCA открывает широкие возможности для повышения пиковой мощности фактически любой существующей фемтосекундной или пикосекундной лазерной системы. Продемонстрированная в работе возможность повышения способности посткомпрессионного излучения к фокусировке за счет адаптивной оптической системы на основе биморфного зеркала с управляемой формой отражающей поверхности расширяет прикладную значимость подхода CafCA. Исследования по направлению лабораторная астрофизика фактически заложили фундамент современной

лабораторной астрофизики с использованием лазеров.

Предложенная в работе схема одноимпульсного двухэкранного спектрометра ускоренных электронов широко используется в лабораториях по всему миру в экспериментах по ускорению электронов в поле кильватерной волны с лазерным драйвером, поскольку позволяет разрешить неопределенность, связанную с вариациями угла вылета электронного пучка из области взаимодействия. Исследования по фокусировке и наведению на мишень легли в основу концептуального дизайна системы сведения пучков проекта XCELS [21].

Экспериментальные исследования режимов генерации вторичного излучения заложили основу для разработок компактных и эффективных источников вторичного излучения для социально значимых приложений в промышленности, медицине и задачах обеспечения безопасности.

Основные результаты работы

1. За счет оптической синхронизации сигнального импульса с импульсом накачки удалось более чем на порядок поднять стабильность выходных параметров фемтосекундной петаваттной параметрической лазерной системы. Кроме этого, за счет специфичной линейной частотной модуляции, появилась возможность пассивного подавления искажений огибающей импульса накачки при усилении на растущем участке кривой сечения усиления активной среды.

2. Созданы экспериментальные условия для проведения широкого спектра исследований лазерно-плазменного взаимодействия, включая исследования режимов генерации различных типов вторичного излучения и исследования динамики фемтосекундной и наносекундной лазерной плазмы в присутствии внешнего магнитного поля.

3. Использование оригинального динамического метода калибровки адаптивной оптической системы позволило повысить число Штреля с 0.3 до более чем 0.72 при фокусировке субпетаваттного лазерного излучения с импульсами на частоте повторения один выстрел в 20 мин.

4. При помощи адаптивной системы коррекции волнового фронта на основе деформируемого зеркала, в петаваттном лазерном излучении после нелинейного укорочения СаfСА, достигнуто повышение пиковой интенсивности в фокусе

кратное 70% от фактора повышения мощности, достигнутого за счет нелинейной компрессии СаfСА.

5. Достигнута субрэлеевская точность наведения перетяжки лазерного импульса на острый край твердотельной мишени.

6. При помощи оригинального одноимпульсного двухэкранного электронного спектрометра повышена точность измерения узконаправленных квазимонэнергетических электронных пучков, ускоренных кильватерной плазменной волной с лазерным драйвером.

7. Зафиксированы квазимоноэнергетичные электронные пучки ускоренные в кильватерной волне с лазерным драйвером до энергии отсечки превышающей 1.2 ГэВ, и ускоренные полем виртуального катода протоны с энергиями более 43.3 МэВ.

8. Для параметров лазера J-KAREN продемонстрирована возможность, при помощи нелинейного укорочения СаfСА зондирующего импульса, четырёхкратного снижения размытия оптических штрихов изображений возмущений плазмы, сопровождающих релятивистски сильный фемтосекундный лазерный импульс, распространяющийся в прозрачной плазме.

9. На основании лабораторного моделирования разлета наносекундной лазерной плазмы предложен механизм коллимации астрофизических джетов однородным полоидальным магнитным полем; продемонстрирована возможность коллимации в неоднородной cusp-конфигурации магнитного поля, если источник плазмы расположен в квазиоднородном участке с масштабами более двух радиусов остановки ($> 2Rb$).

10. В эксперименте обнаружено проникновение наносекундной лазерной плазмы поперек внешнего магнитного поля, давление которого превосходит динамическое давления плазмы, с образованием плазменной структуры в форме листа. Для источника лазерной плазмы, вытянутого поперек магнитного поля, истечение образует несколько параллельных плазменных листов распространяющихся от мишени.

Вклад автора

Работа выполнена в коллективе соавторов. Вклад автора во все представ-

ленные результаты является основополагающим и присутствует на всех этапах проведения исследования, от концептуализации исследования до написания статей и подготовки докладов.

Все экспериментальные исследования на комплексе PEARL выполнены при непосредственном участии автора. Роль автора в экспериментах, проведенных на прочих экспериментальных установках ограничивается участием в экспериментах, обработке экспериментальных данных и интерпретации результатов. Исключение составляет работа о нелинейном укорочении зондирующего импульса для диагностики накачка-зондирование, в экспериментальной части которой автор лично не участвовал. Автору, однако, принадлежит сама идея проведения работы, и он внес существенный вклад на стадии интерпретации результатов и подготовки публикации.

Положения, выносимые на защиту

1. Исправление волнового фронта мощных петаваттных параметрических лазеров требует учета динамических аббераций оптического тракта при калибровке адаптивной оптической системы. Калибровка при этом может быть фактически безабберационной (Число Штреля в настроенном режиме > 0.8). При этом, качество фокусировки в мощных выстрелах будет ниже по причине вариациями фазового фронта от выстрела к выстрелу, в частности, и для лазерного комплекса PEARL может превышать 0.73.

2. Адаптивная оптическая системы с деформируемым зеркалом и датчиком Шака-Гартманна позволяет более чем в 3.5 раз поднять пиковую интенсивность при фокусировке фемтосекундного петаваттного лазерного излучения после нелинейной компрессии CafCA, что составляет 73% от Фурье-предела пространственного распределения интенсивности на пике мощности.

3. Использование двухэкранного одноимпульсного спектрометра поднимает точность измерения спектров узких квазимоноэнергетичных пучков электронов за счет восстановления направления вылета из точечного источника. При этом, учет углового размера электронного пучка вдоль магнитного поля способствует повышению точности восстановления спектра.

4. Фемтосекундный ОРСРА лазер с длительностью импульса 50 фс и энер-

гией до 10 Дж может быть драйвером LWFA электронов с энергией более 1.2 ГэВ и УПК протонов с энергиями более 43.3 МэВ, что близко к рекордным значениям для лазерной энергии менее 10 Дж.

5. Полоидальное магнитное поле коллимирует квазисферический разлет наносекундной лазерной плазмы. При этом выделяется стадия с выпуклой оболочкой из ударных волн, возникающих за счет компрессии внешних магнитных линий и стадия коллимированного потока, начинающаяся за точкой, в которой ударный волны сходятся.

6. Поток плазмы способен проникать через поперечное магнитное поле не смотря на превосходство магнитного давления над динамическим давлением плазмы, при образовании структуры в форме плазменного листа.

Апробация результатов

Настоящая диссертационная работа является обобщением исследованием, проведенным автором, преимущественно в стенах ИПФ РАН - известном научном центре с уникальной общепризнанной экспертизой по направлениям лазерной физики, нелинейной оптики и родственной к теме диссертации физике плазмы. Результаты исследований обсуждались на семинарах, неоднократно входили в список лучших результатов года ИПФ РАН и список лучших научных результатов РАН. По тематике диссертации опубликовано 47 научных работ в реферируемых изданиях, 27 из которых относятся к Q1-Q2 по Scopus и Белому списку. Результаты доложены более чем на сотне научных конференций.

Публикации автора по теме диссертации

По Главе 1:

A1 Кузьмин А. А. и др. Термонаведённые искажения в стержневых лазерных усилителях на неодимовом стекле //Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №. 10. – С. 895-900.

A2 Шайкин А. А. и др. Стержневой лазерный усилитель на неодимовом стекле диаметром 150 мм //Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44. – №. 5. – С. 426-430.

A3 Shaykin A. et al. 150MM diameter Nd: glass rod laser amplifier: characterization and prospects //Pacific Rim Laser Damage 2014: Optical Materials for High-Power

Lasers. – SPIE, 2014. – Т. 9238. – С. 32-35.

A4 Бурдонов К. Ф. и др. Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров //Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43. – №. 11. – С. 1082-1087.

A5 Мухин И. Б. и др. Дизайн стартовой части субэкзаваттного лазера проекта XCELS //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 9. – С. 759-767.

A6 Luchinin, A. G. et al. Pulsed magnetic field generation system for laser-plasma research. en. Rev. Sci. Instrum. 92, 123506 (2021).

A7 Mukhin, I. et al. Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility. Applied Optics 62, 2554–2559 (2023).

A8 Хазанов Е. А. и др. XCELS–Международный центр исследований экстремальных световых полей //Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 2. – С. 95-122.

По Главе 2:

A9 Kumar, D. et al. Alignment of solid targets under extreme tight focus conditions generated by an ellipsoidal plasma mirror. Matter and radiation at extremes 4 (2019).

A10 Soloviev, A. A. et al. Adaptive system for wavefront correction of the PEARL laser facility. Quantum Electronics 50, 1115 (2020).

A11 Kudryashov, A. et al. 240-mm bimorph deformable mirror for wavefront correction at the PEARL facility in Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXIII 11672 (2021), 113–121.

A12 Kotov, A. V. et al. Adaptive system for correcting optical aberrations of high-power lasers with dynamic determination of the reference wavefront. Quantum Electronics 51, 593 (2021).

A13 Martyanov, M. et al. Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression. Journal of the Optical Society of America B 39, 1936–1944 (2022).

A14 Soloviev, A. et al. Improving focusability of post-compressed PW laser pulses using a deformable mirror. OpticsExpress 30, 40584 (2022).

По Главе 3:

A15 Scott, R. et al. Fast electron beam measurements from relativistically intense, frequency-doubled laser–solid interactions. *New Journal of Physics* 15, 093021 (2013).

A16 Бурдонов К. Ф., Соловьев А. А., Стародубцев М. В. Использование многододового лазерного источника для интерферометрии сверхмалых фазовых неоднородностей // Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. – №. 6. – С. 77-83

A17 Ryazantsev, S. et al. Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of He-like ions X-ray emission. *Physics of Plasmas* 23 (2016).

A18 Golubev, S. et al. Status of a point-like neutron generator development. *Journal of Instrumentation* 16, T02008 (2021).

A19 Kotov, A. et al. Enhanced diagnostics of radiating relativistic singularities and BISER by nonlinear post-compression of optical probe pulse. *Journal of Instrumentation* 17, P07035 (2022).

A20 Колесников А.О., Михайлов В.Н., Рагозин Е.Н., Ратушный В.П., Соловьев А.А., Шатохин А.Н. Создание плоских и вогнутых решеток с переменным шагом для вакуумной области спектра методом интерференционной литографии и их применение // Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 3. С. 48–59.

A21 Зорина М. В. и др. Транспортабельный спектрограф с плоским полем для мягкого рентгеновского диапазона // Квантовая электроника. – 2024. – Т. 54. – №. 1. – С. 58-62.

По Главе 4:

A22 Soloviev, A. et al. Fast electron generation using PW-class PEARL facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 653, 35–41 (2011).

A23 Soloviev, A. et al. Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wake field accelerated electron beams. *Review of Scientific Instruments* 82 (2011).

A24 Бурдонов К. Ф. и др. Экспериментальный стенд для исследования воздействия ускоренных лазером протонов на биообъекты // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 4. – С. 283-287.

A25 Soloviev, A. et al. Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures. *Scientific Reports* 7, 12144 (2017).

A26 Perevalov, S. et al. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 62, 094004 (2020)

A27 Шен С. Ф. и др. Ускорение электронов лазерным импульсом при его параллельном падении на твердую мишень // *Квантовая электроника*. – 2021. – Т. 51. – №. 9. – С. 833-837.

A28 Андреев Н. Е. и др. Повышение эффективности фемтосекундного лазерного источника суперпондеромоторных электронов и рентгеновского излучения за счет использования мишеней околоритической плотности // *Квантовая электроника*. – 2021. – Т. 51. – №. 11. – С. 1019-1025.

A29 Лопатин А. Я. и др. Эмиссионные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения с тонкопленочными мишенями // *Журнал технической физики*. – 2023. – Т. 93. – №. 7. – С. 892-896.

A30 Вайс О. Е. и др. Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2023. – Т. 118. – №. 12. – С. 871-876.

A31 Перевалов С. Е. и др. Ускорение электронов при взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями в режиме лазерного скребка // *Квантовая электроника*. – 2024. – Т. 54. – №. 1. – С. 35-42.

По Главе 5:

A32 Albertazzi, B. et al. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field. *Science* 346, 325–328 (2014).

A33 Soloviev A. et al. LABORATORY INVESTIGATION OF MAGNETIZED LASER PLASMAS EXPANSION INTO THE VACUUM // *Журнал прикладной спектроскопии*. – 2016. – Т. 83. – №. 6-16. – С. 409-409.

A34 Пикуз С. А. и др. Формирование плазмы с определяющей ролью радиационных процессов при облучении тонких фольг импульсом субпетаваттного лазера PEARL // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2017. – Т. 105. – №. 1. – С. 15-20.

A35 Higginson, D. et al. Detailed characterization of laser-produced astrophysically relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle. *High Energy Density Physics* 23, 48–59 (2017).

A36 Revet, G. et al. Laboratory unraveling of matter accretion in young stars. *Science advances* 3, e1700982 (2017).

A37 Higginson, D. et al. Enhancement of quasistationary shocks and heating via temporal staging in a magnetized laser-plasma jet. *Physical Review Letters* 119, 255002 (2017).

A38 Курбатов Е. П. и др. Сравнение безразмерных параметров в астрофизических приложениях МГД и лабораторном эксперименте // *Астрономический журнал*. – 2018. – Т. 95. – №. 8. – С. 509-518.

A39 Khlar, B. et al. Laser-produced magnetic-Rayleigh-Taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field. *Physical Review Letters* 123, 205001 (2019).

A40 Burdonov, K. et al. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments. *Astronomy & Astrophysics* 648, A81 (2021).

A41 Соловьёв А. А. и др. Экспериментальное исследование взаимодействия потока лазерной плазмы с поперечным магнитным полем // *Известия вузов. Радиофизика*. – 2020. – Т. 63. – №. 11.

A42 Burdonov, K. et al. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh–Taylor instability. *Astronomy & Astrophysics* 657, A112 (2022).

A43 Земсков Р.С. и др. Экспериментальное исследование генерации терагерцового излучения при взаимодействии ультракороткого лазерного излучения с газовыми мишенями // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. Т. 65, № 12. С. 965–977.

A44 Yao, W. et al. Dynamics of Nanosecond Laser Pulse Propagation and of Associated Instabilities in a Magnetized Underdense Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 130, 265101 (2023).

A45 Соловьев А. А. и др. Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL // *Успехи физических наук*. – 2024. – Т. 194. – №. 3. – С. 313.

A46 Zemskov, R. et al. Laboratory modeling of YSO jets collimation by a large scale divergent interstellar magnetic field. *Astronomy & Astrophysics* 681,A37 (2024).

A47 Sladkov A. et al. Saturation of the compression of two interacting magnetized plasma toroids evidenced in the laboratory // *Nature Communications*. – 2024. – Т. 15. – №. 1. – С. 10065.

Благодарности

Автор выражает благодарность своим родителям Соловьеву Андрею Альбертовичу и Соловьевой Наталии Александровне за возможность выбора в молодости. Им же и Васильевой Марии Ивановне - за поддержку с детьми. Супруге Гордлеевой Сусанне Юрьевне - за правильную мотивацию. Стародубцеву Михаилу Викторовичу - за поддержку в критические моменты. Хазанову Ефиму Аркадьевичу - за кристальность мышления и амбициозные научные задачи. Шайкину Андрею Алексеевичу - за воспитание и закалку. Мухину Ивану Борисовичу, за общность взглядов. Степанову Андею Николаевичу - за помощь в подготовке итогового текста диссертации.

Глава 1

Описание установки PEARL и оптимизация ее параметров

1.1 Описание установки, принципиальная схема лазера, лазерные параметры

Лазерный комплекс PEARL представляет собой параметрическую лазерную систему с применением техники усиления чирпированных импульсов (ОРСПА - Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) [32, 33], принципиальная схема которой представлена на рис. 1.1. Отличительной особенностью ОРСПА систем является наличие двух синхронизованных каналов - узкополосного канала накачки и широкополосного фемтосекундного сигнального канала и наличия в последнем стретчера и компрессора [34] и параметрических усилителей.

За генерацию затравочных импульсов для обоих каналов отвечает интегрированная стартовая часть, состоящая на принципиальной схеме (рис. 1.1) из задающего генератора - МО с двумя оптическими выходами, регенеративного фемтосекундного усилителя - РФУ, генератора суперконтинуума с предварительным блоком параметрического усиления СК+фс ПАУ и регенеративного наносекундного усилителя - РНУ. Стартовая часть одновременно выпускает два оптически синхронизованных затравочных импульса на разных длинах волн, идущие в канал накачки и в канал сигнального излучения. Система может работать с выключенными высокоэнергетичными каскадами параметрического ПАУ1-ПАУ3 и прямого лазерного усиления У1-У4, частота срабатывания которых в значительной степени ограничена тепловыми эффектами. Маломощные

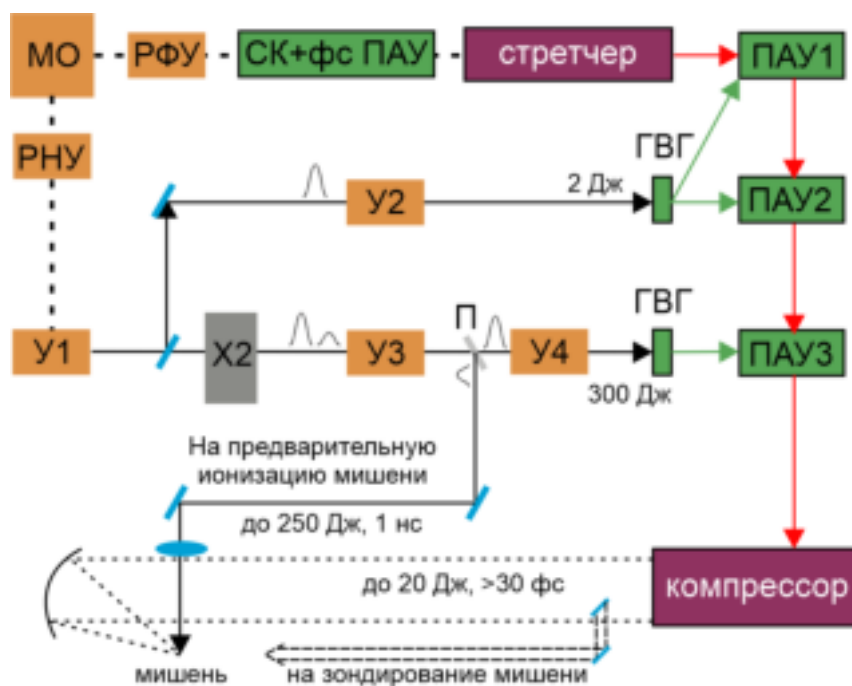


Рис. 1.1: Принципиальная схема лазерного комплекса PEARL с системой вывода излучения наносекундной накачки для предыонизации мишени. МО - задающий генератор с двумя оптически синхронизированными выходами, РФУ и РНУ - фемтосекундный и наносекундный регенеративные усилители, У1-У4 - стержневые усилители, СК+фсПАУ- блок генератора суперконтинуума с параметрическим усилением, ПАУ1-ПАУ3 - параметрические усилители, ГВГ - генерация второй гармоники, Х2 - система формирования двух импульсов.и

режимы без силовых каскадов могут быть реализованы на высокой частоте повторения, что удобно для настройки оптической схемы. Типичные параметры режимов приведены в Таблице 1.1

Режим	Спектр	Энергия	Длительность FWHM	Частота	Пиковая
Настроечный	910±40	~0.5 нДж	~40фс	70 МГц	0,3 МВт
Частотный	910±30	~10 мДж	~40фс	1 Гц	0,6 ТВт
Разовый	910±30	~29*Дж	33*фс	1/1200	880* ТВт
Наносекундный 1 w	1053,5±0,15 нм	~300* Дж	~41нс	1/1200	300 ГВт
Наносекундный 2 w	527±0,07 нм	~180*Дж	~1 нс	1/1200	180 ГВт
Разовый + кафка	910±100нм	~20*Дж	11*фс	1/1200	1,5*ПВт

Таблица 1.1 Актуальные ключевые параметры лазерной системы в различных режимах работы, со звездочкой приведены рекордные параметры.

Звездочкой выделены рекордные параметры и параметры, оцененные на основании рекордных. Крейсерские значения энергии, как правило, на 30% ниже рекордных, а длительности на 20% выше. Крейсерские параметры допускают долгую эксплуатацию без заметной деградации оптических элементов и не требуют тонкой подстройки всего лазера. В маломощных режимах длительность и энергетика не являются целевыми параметрами, поэтому приведены ориентировочные значения. Частотный режим отличается от разового отсутствием накачки в последнем каскаде параметрического усиления, что позволяет работать на более высокой частоте повторений. Под наносекундным режимом подразумевается вывод излучения лазера накачки из оптической схемы лазера и заведение его в камеру взаимодействия. Наносекундный режим может использоваться как совместно с разовым и частотным режимами, так и отдельно.

Последовательные модернизации разовой накачки [35, 36] привели к тому, что система обладает запасом по энергии накачки, поэтому основным ограничивающим фактором для дальнейшего повышения энергии сигнального излучения является стойкость дифракционных решеток.

В разовом режиме (см. Таблица 1.1) энергия сигнала на выходе компрессора может достигать более 20 Дж (после недавних усовершенствований, более 29 Дж). Апертура импульса на выходе из компрессора, в зависимости от настройки системы, составляет от 160 до 180 мм. Рекордная длительность в разовом

режиме, полученная в эксперименте составляет до 33 фс после модернизации [14]), заметно короче исходных 43 фс [1]. Центральная длина волны составляет 910 нм, что обусловлено оптимумом усиления кристаллов KD^*P . Ширина спектра ограничена полосой пропускания компрессора, которая составляет ~ 100 нм. Архитектура лазерной системы подразумевает наличие на установке наносекундного излучения накачки на длине волны 1054 нм, с энергией более 250 Дж на фундаментальной и 180 Дж на удвоенной частоте, которые могут быть использованы в экспериментах с взаимодействием лазерного излучения с веществом. Здесь и далее, в терминологии параметрического усиления широкополосные лазерные импульсы на центральной длине волны 910 нм будем называть сигнальной волной или сигналом, а условно узкополосное излучение на длине волны 1054 нм - накачкой. В финальных каскадах параметрического усиления присутствует также холостая волна, на длине волны 1230 нм, энергия которой сопоставима с энергией сигнала.

1.2 Ключевые особенности архитектуры

Лазерный комплекс PEARL построен с использованием некоторого числа близких лазерных технологий, которые определяют особенности его функционирования и выходные параметры. Среди технологий важно выделить технологию усиления чирпированных импульсов, технологию параметрического усиления в кристаллах KD^*P [37], технологию оптической синхронизации на основе генерации суперконтинуума [38] и технологию нелинейной компрессии CafCA, которые ключевым образом влияют на параметры системы и непосредственно связаны с предметом диссертации.

1.2.1 Параметрическое усиление

Ключевой технологией, лежащей в основе лазера PEARL, является параметрическое усиление света [39]. Это процесс обмена энергиями между тремя волнами через локальные параметры нелинейной среды, в ходе которого квант волны накачки распадается на один квант сигнальной и один квант холостой волны. Процесс подходит для усиления широкополосных фемтосекундных импульсов

[40] и подразумевает одновременную инжекцию в нелинейных кристалл двух волн: высокоэнергичной волны накачки и слабой затравки сигнальной или холостой волны.

В установке PEARL используется 3 каскада параметрического усиления на кристаллах KD^*P (См. рис. 1.1). Центральная длина волны широкополосного (см. Таблица 1.1) сигнального излучения составляет 910 нм. Накачка осуществляется излучением узкополосного неодимового лазера на длине волны 1053,5 нм, преобразованным во вторую гармонику. Ширина полосы усиления сигнала при параметрическом усилении может превышать 200 нм, что превышает типичные значения для систем с прямым лазерным усилением. В ходе параметрического взаимодействия рождается холостая волна с длиной около 1250 нм, энергетика которой и ширина спектра сопоставимы с аналогичными параметрами сигнальной волны, но обратным знаком частотной модуляции (в силу выполнения при параметрическом усилении соотношений Мэнли-Роу) и нескомпенсированной угловой дисперсией. Энергия холостой волны на выходе финальных каскадов параметрического усиления далее не используется, и существенная ее часть гипотетически может быть направлена в мишенную камеру для воздействия на мишень или диагностики взаимодействия. Не смотря на наличие линейной частотной модуляции, компрессия холостой волны до фемтосекундной длительности невозможна по причине отсутствия для мощного излучения оптических компрессоров с положительной дисперсией групповой скорости [34].

Отметим, что фемтосекундная стартовая часть [14] тоже обладает маломощными каскадами параметрического усиления, собранными на кристалла LBO, и в ней присутствуют импульсы на длины волны 1030 нм и 2000 нм. в экспериментах по взаимодействию которые, однако, на настоящий момент не используются.

1.2.2 Стартовая часть и синхронизация до модернизации.

Для обеспечения инжекции в первый каскад параметрического усилителя двух разнородных импульсов, отличающихся о спектру и длине волны, первичная

архитектура лазерной установки [1] была основана на синхронизации двух независимых лазерных источников а) коммерческого фемтосекундного задающего генератора - ФЗГ, работающего на принципе синхронизации мод и б) узкополосного наносекундного лазера с модуляцией добротности - НЗГ [2], с единственной продольной и поперечной модой. Отметим, что в разные годы эксплуатации лазера использовались ФЗГ как на 910 нм (активная среда Ti:Sa), так и 1250 нм (активная среда хром-форстерит), поскольку в качестве затравки в параметрическом усилителе может быть использована как сигнальная, так и холостая волна. При этом, соответственно, использовались стретчеры с разным знаком дисперсии групповой скорости. Сигнальная волна при этом всегда имела положительную дисперсию групповой скорости, что обусловлено применением безальтернативной схемы компрессора Трейси [34].

Использование одномодового излучения в накачке было продиктовано необходимостью иметь гладкую временную огибающую импульса накачки, модуляции в которой неизбежно возникают при интерференции нескольких продольных мод в лазерах с модуляцией добротности (число модуляций на одном обороте по резонатору примерно равно числу продольных мод в генерации). Одномодовость обеспечивалась внесением в резонатор двух эталонов Фабри-Перо разной длины, приводящим к существенному ухудшению стабильности НЗГ, проявляющемся в джиттере (случайной временной задержке) порядка 1-2 нс оптического импульса относительно внешнего запуска и в существенных вариациях направления выхода излучения из источника и распределения в ближней зоне излучения. Заметим, что гипотетически, одномодовость можно было реализовать и другими методами, например, при помощи селективирующих элементов на основе узкополосной отражающей объемной брегговской решетки или дифракционной решетки или за счет организации работы НЗГ по принципу регенеративного усилителя с внешней инжекцией монохроматического излучения. Однако, во время разработки системы эти технологии не были доступны разработчикам.

Проблема большого джиттера была решена при помощи довольно сложной системы синхронизации [2] с использованием вспомогательной вырезающей ячейки Поккельса ЯП. При этом из исходного импульса с длительностью

порядка 15 нс, возникающего в ходе модуляции добротности при помощи вспомогательной ЯП, вырезается временное окно с длительностью порядка 1 нс. Джиттер вырезанного импульса при этом, очевидно, определяется электроникой, и согласно [2] не превышает 50 пс. Ценой малого джиттера для короткого импульса становятся потери $\sim 90\%$ энергии на выходе НЗГ и принципиальное снижение стабильности энергии и формы временной огибающей после вырезания, поскольку вырезание происходит из разных временных интервалов относительно центра исходного импульса.

Как показала эксплуатация лазера, заявленные в работе [2] 50 пс для джиттера в ходе продолжительной работы лазерной системы поддерживать было довольно сложно. Малейшая расстройка оптической схемы НЗГ приводила к увеличению джиттера сигнала и накачки до значений сопоставимых с их длительностью, что приводило при параметрическом усилении к дополнительным модуляциям спектра сигнала и его энергии, вплоть до произведения “холостых выстрелов” с нулевой энергией. Модуляции спектра сигнала, в свою очередь, приводили к увеличению длительности импульса после компрессии и снижению его пиковой мощности. С учетом низкой частоты повторения наличие значительного числа выстрелов с неудовлетворительными параметрами приводило к заметному удлинению экспериментальной сессии. Желание сократить время необходимое для получения достоверных экспериментальных данных и стало одним из основных мотивов для модернизации стартовой части комплекса PEARL с привлечением технологии оптической синхронизации.

1.2.3 Наносекундная накачка

В основе силовой накачки лежит 300 Дж наносекундный усилитель с активными элементами из фосфатного неодимового стекла [3]. Излучение на вход этого усилителя поступает из НЗГ после предварительного усиления на трех стержневых ламповых усилителях Nd:YLF двух с апертурой 6 мм и одного 15 мм (собранных по двухпроходовой схеме). Низкая стабильность НЗГ, проявлялась не только во временной нестабильности, повлекшей за собой необходимость вырезать стабильное временное окно (с потерей $\sim 90\%$ энергии), но и в простран-

ственной нестабильности, компенсация которой потребовала введения системы формирования пространственного профиля пучка, детально описанный в [41]. Система состояла из расположенных последовательно диафрагменной линии, стабилизирующей угловой спектр, и мягкой диафрагмы, создающей пространственный профиль с провалом по центру для компенсации радиальной неоднородности коэффициента усиления в широкоапертурных усилительных элементах. Парадигма работы диафрагменной линии, стабилизирующей угловое и пространственное распределение излучения полностью совпадала с парадигмой работы системы уменьшения джиттера с использованием дополнительной вырезающей ячейки Поккельса [2], примененной к пространственному спектру - стабильно отсекает периферийную часть пространственного спектра, пропуская только центр со стабильными пространственными координатами. Аналогичными были и потери энергии на уровне 90%.

В ходе последующего усиления апертура излучения увеличивалась с 10 мм до 100 мм при помощи пространственных фильтров на сферических линзах [3]. При использовании сферических линз, вносимые в излучение aberrации растут с укорочением фокусного расстояния, из-за чего, сохранение aberrаций на приемлемом уровне при большой апертуре излучения требует значительной длины телескопов. По этой причине, усилитель разовой накачки является наиболее крупным элементом лазерной схемы, длина которого на комплексе PEARL превышает 10 м. Вопрос укорочения длины телескопов исследовался в работе [42], и лег в основу последующих усовершенствований в лазере накачки. Усиление проводится при помощи стержневых активных элементов апертурами 10 мм, 20 мм, 45 мм (2шт), 60 мм и 100 мм (2шт). В последствии была внедрена система с двумя импульсами накачки, позволяющая увеличить эффективность съема энергии, при условном сохранении масштаба искажения временной огибающей в каждом из импульсов. Импульсы распространяются в усилительном тракте с относительной задержкой и с разными поляризациями [35], что позволяло их легко разделять на выходе из финального усилителя при помощи поляризатора. Для реализации этой схемы потребовалось введение схемы деления входного излучения и модификации оптических изоляторов для работы с импульсами

обеих поляризаций. Последнее, отчасти, было продиктовано необходимостью изоляции схемы от излучения отраженного назад при воздействии на мишень. Данная модернизация, в последствии, использовалась для обеспечения наносекундного предимпульса в экспериментах с околокритическими мишенями (См. Главу 4 диссертации).

1.2.4 Мишенная камера и фокусировка

Высокая мощность лазерного комплекса PEARL при фокусировке обеспечивает экстремальные интенсивности, находящиеся далеко над порогами ионизации твердых и газообразных сред, что приводит к необходимости проводить исследования по взаимодействию в вакуумной камере.

Как сигнальный импульс (~ 20 Дж, 910 нм, 33^* фс), так и импульс накачки (~ 250 Дж, 1054 нм, 1 нс) могут быть использованы для воздействия на мишень. Интенсивность сигнала после компрессии (~ 2 ТВт/см²) требует вакуумизации, поскольку вызывает существенную нелинейность любых проходных оптических элементов включая воздух, находящийся в лаборатории. По этой причине, оптический компрессор является вакуумным, заведение сигнального импульса в мишенную камеру осуществляется по вакуумному оптическому тракту, а фокусировка производится при помощи внеосевого параболического зеркала. Интенсивность наносекундного импульса (~ 3 ГВт/см²) вакуумизации не требует, импульс может быть доставлен в камеру взаимодействия по воздуху, заведен через оптическое окно и сфокусирован при помощи линзы. Потенциально, для воздействия на мишень и диагностических целей также может быть использовано излучение холостой волны на длине волны 1250 нм. В отсутствие компрессии оно не требует вакуумизации оптического тракта, и может быть доставлено в камеру взаимодействия по воздуху, как и наносекундный импульс.

В исходной схеме PEARL [1] все излучение лазера накачки использовалось для усиления сигнального излучения, а отщепление излучения для воздействия на мишень было невозможно без снижения энергии сигнального излучения. В связи с этим, при модернизации усилителя накачки финального каскада была заложена возможность работы в двухимпульсном режиме [35], при котором

затравка делится на два последовательных импульса с ортогональными поляризациями. Двухимпульсная схема позволяет, с одной стороны, более эффективно снимать инверсию населенностей с активных элементов наносекундного усилителя, другой стороны, первым импульсом накачивать финальный параметрический каскад ПАУ-3 (см. рис. 1.1), а вторым - воздействовать на мишень. Схема может обеспечить энергию дополнительного импульса до сотен джоулей при сохранение параметров накачки сигнала и, как следствие, фемтосекундного импульса. Более того, даже при работе в одноимпульсной схеме остается возможность отщепления части энергии накачки для воздействия на мишень за счет уменьшения энергии сигнального излучения, однако, для сохранения параметров сигнального излучения, импульс накачки наиболее целесообразно отщеплять из финального каскада усиления, поскольку при этом не страдает накачка первых двух каскадов усиления.

Кроме этого возможны дополнительные схемы отщепления сигнального излучения и излучения накачки с применением апертурного деления (отщепление части излучения малым субапертурным зеркалом) и на длительных пластинах, расположенных в различных частях оптической схемы лазера. В отдельных случаях возможно выхватывание стретчированного сигнала до компрессора с длительностью 1 нс и/или расстройка системы компрессор для увеличения длительности вплоть до пикосекундных значений. Конкретная схема заведения излучения в мишенную камеру разрабатывается исходя из потребностей эксперимента.

Все импульсы в частотном и разовом режимах обладают высокой степенью синхронизации, что позволяет их использовать одновременно для когерентного воздействия на мишень, частицы, ускоренные в результате взаимодействия, и реализовывать диагностику типа накачка-зондирование.

Из компрессора излучение выходит в апертуре ~ 20 см и направляется в предварительный модуль, используемый в различных экспериментальных сессиях для коррекции волнового фронта, нелинейной компрессии и размещения системы пологой фокусировки. Для фокусировки используются внеосевые фокусирующие зеркала с фокусным расстоянием от 8 м до 30 см. Наличие си-

стемы коррекции волнового фронта позволяет компенсировать астигматизм, вносимый при фокусировке сферическими зеркалами с фокусным расстоянием более 3 м, при падении близком к нормальному. Для более острой фокусировки используются внеосевые параболические зеркала.

Дальняя зона после фокусировки, при компенсации астигматизма при помощи заклонения сферических зеркал, соответствует числу Штреля $S \approx 0.3$. Дальнейшее повышение качества фокусировки до уровня близкого к дифракционному (см. рис 1.2) производится при помощи описанной во второй главе диссертации адаптивной оптической системы коррекции волнового фронта (АОС) на основе деформируемого зеркала.

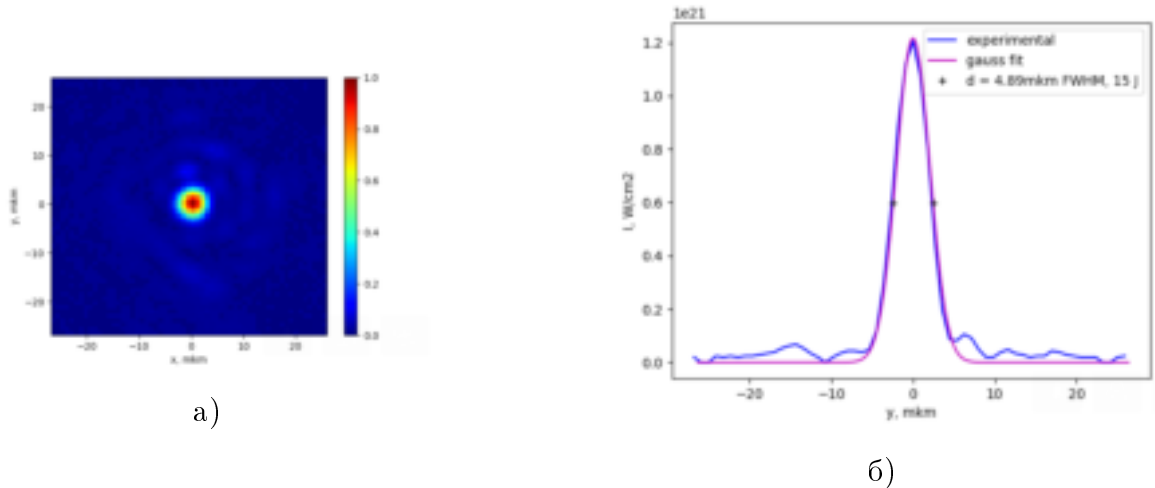


Рис. 1.2: Типичное фокальное пятно системы PEARL при активной коррекции волнового фронта (левая панель) и аппроксимация его сечения гауссовой функцией (правая панель)

1.2.5 Магнитная система

На установке PEARL в экспериментах с лазерной плазмой используется оригинальная импульсная магнитная система, позволяющая генерировать импульсы магнитного поля с длительностью ~ 5 мс амплитудой индукции до 18 Тл [16]. Магнитное поле создается катушкой Гельмгольца (см. рис. 1.3), представляющей собой две электрически независимые катушки, помещенный в общий изолированный резервуар заполненный жидким азотом для повышения стабильности параметров разряда от импульса к импульсу. Отдельные катушки в магнитной системе могут быть подключены для генерации магнитного поля как

в одинаковом, так и во встречном направлениях. В первом случае реализуется квазиоднородная конфигурация магнитного поля, во втором случае - конфигурация с нулевым магнитным полем в центре, так называемая cusp - конфигурация. Несущий корпус обеспечивает механическую прочность системы, необходимую для противостояния импульсным механическим нагрузкам порядка 100 МПа [16], возникающим при встречном подключении. Конструкция магнитной системы позволяет наблюдать и заводить оптическое излучение одновременно вдоль нескольких направлений, причем углы обзора центра катушки делались максимальными при сохранении требуемой механической прочности (см. рис. 1.3 а и в).

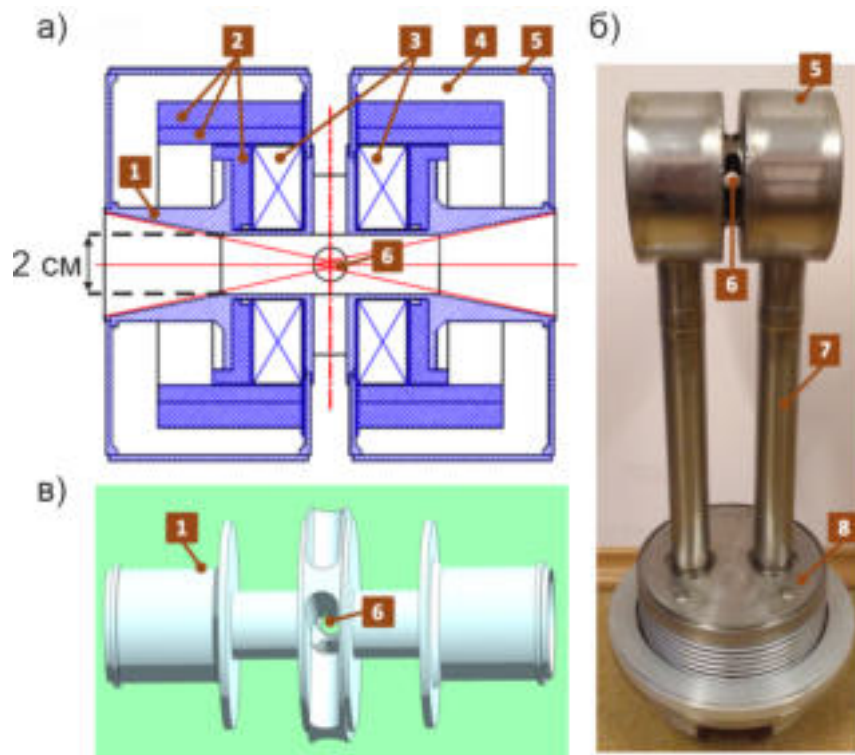


Рис. 1.3: Схематичное изображение магнитной системы в разрезе (а), внешний вид магнитной системы (б), внутренняя силовая часть с смотровыми окнами (в): 1 - металлический силовой каркас, 2 - композитные элементы силового каркаса, 3 - обмотки, 4 - азотная камера, 5 - внешний экран, 6 - отверстия для ввода лазерного излучения и диагностики плазменного потока.

1.3 Управление лазерными параметрами

Достоверность результатов, полученных на основе обработки экспериментальных данных и время потраченное на экспериментальную кампанию напрямую зависит от стабильности параметров лазерной системы. Очевидные сложности, возникающие из-за принципиально низкой стабильности НЗГ в исходной схеме лазера [1], стали основным мотивом для усовершенствования как методологии эксперимента, так и самой лазерной системы.

В ходе внутренних обсуждений были локализованы три ключевых направления модернизации, работы по которым способны существенно улучшить ключевые параметры лазерной системы PEARL:

- уменьшение джиттера между сигнальным импульсом и импульсом накачки (вариации спектра/энергии/длительности);
- подавление искажения огибающей импульса накачки при усилении в режиме насыщения насыщении (снижение эффективности преобразования во вторую гармонику, снижение параметрического усиления);
- узкий спектр сигнала (большая длительность и низкая пиковая мощность).

Оказалось, что все три проблемы могут быть решены за счет использования принципов оптической синхронизации [43], согласно которым, затравочные импульсы как для сигнальной так и холостой волны должны являться частями одно и того же сверхширокополосного импульса. Реализован этот подход может при помощи, генерации суперконтинуума [38] и параметрического преобразования частоты [44, 45]. Соответствующую модернизацию лазерного комплекса удалось реализовать на основе исследований, проводимых в ИПФ РАН [14]. Идея оказалась очень богатой, и превзошла по эффективности все частные решения указанных проблем.

Следствием перехода на оптическую синхронизацию, кроме драматического снижения джиттера, стало использование широкополосного (0.3 нм по сравнению 0.001 нм при стабилизации единственной продольной моды, использовавшейся до модернизации) импульса накачки, моды в котором синхронизированы, что позволяет увеличивать его длительность (стретчировать) без появления су-

ществленных амплитудных модуляций на элементе с дисперсией групповой скорости. Кроме этого, стала доступна возможность пассивного управления временной огибающей посредством модификации спектра. При этом, относительно низкая ширина спектра накачки по сравнению ширинами неодимовых усилителей (0.5 нм для Nd:YLF [46] и 15 нм для Nd:Glass [47]) позволяла продолжать использовать те же самые стержневые усилители, которые исторически использовались на PEARL [1]. Таким образом, глубокая модернизация стартовой части допускала не только сохранение исходной архитектуры лазера, но и сохранение всех прочих, наиболее крупных и дорогостоящих, элементов лазерной схемы.

Для сигнального канал оптическая синхронизация также имела ряд преимуществ по сравнению с исходной схемой. Указанными методами удалось уширить спектр сигнала и, как следствие, укоротить мощный фемтосекундный импульс на выходе из оптического компрессора и реализовать пассивную стабилизацию фазы заполнения фемтосекундного импульса относительно своей огибающей, в английской литературе CEP (Carrier-Envelope Phase) стабилизацию.

Основные идеи указанной модернизации описаны в разделе 1.3.1. Кроме этого, в ходе разработки самой концепции использования стретчированного импульса накачки на комплексе PEARL возникла идея дополнительного подавления искажения огибающей стретчированного импульса накачки за счет смещения центральной длины волны излучения на растущий участок спектральной кривой сечения усиления. Метод представлен в разделе 1.3.2.

1.3.1 Модернизация стартовой части лазерного комплекса PEARL

Ключевой особенностью недавней модернизации лазера PEARL [14] является оптическая синхронизация импульсов сигнала и накачки, приводящая к драматическому снижению джиттера повышению стабильности всех параметров импульсов, как в настроенном, так и в разовом режимах.

Система стартует с задающего иттербиевого волоконного генератора МО (рис. 1.1) на центральной длине волны 1030 нм, работающего на частоте порядка 50 МГц. Резонатор МО оснащен пьезошайбой, позволяющей управлять длиной резонатора и осуществлять синхронизацию источника с внешними ча-

сами [48]. Импульсы накачивают нелинейные процессы генерации гармоник, параметрического преобразования частоты и фазовой самомодуляции, что позволяет получить синхронизованные между собой сигнальный импульс и импульс накачки с требуемыми параметрами.

Наносекундный канал накачки

После предварительного усиления (см. рис. 1.1) часть наносекундного импульса накачки направляется на нелинейный элемент, где происходит уширение спектра, достигающее полосы усиления неодимового фосфатного стекла на длине волны 1054 нм. При помощи чирпирующей волоконной брегговской решетки спектр уширенного импульса «обрезается» до спектральной полосы с шириной около 1 нм, стретчируется до длительности порядка 3 нс и поступает на дальнейшее усиление. Волоконная стадия усиления заканчивается на энергии около 1 мДж на частоте 1 кГц, после чего импульс последовательно поступает на регенеративный Yb:YLF усилитель и несколько стержневых усилителей с диодной накачкой, для которых частота дополнительно снижается до нескольких Гц, а энергия на выходе достигает 2000 мДж, что обеспечивает так называемый частотный режим работы фемтосекундной системы на уровне 30 мДж сигнала длине волны на 910 нм. После усиления в Yb:YLF спектр сигнала дополнительно обужается до примерно 0.3 нм, но он все еще остается стретчированным с длительностью порядка 1 нс. Оставшаяся после накачки частотной части энергия импульса накачки поступает в мощный наносекундный стержневой усилитель на неодимовом стекле с ламповой накачкой, где его энергия увеличивается до уровня более 250 Дж [3]. После преобразования во вторую гармонику этот импульс используется для накачки финального каскада параметрического усиления. Напомним, что при длительности около 1 нс импульс содержит линейную частотную модуляцию внутри 0.3 нм спектрального интервала.

Мощный усилитель снабжен системой разделения на два импульса [35], позволяющей увеличивать эффективность усилителя за счет более эффективного съема инверсии в активных элементах. Данная система может быть использована как для накачки дополнительных каскадов усиления (если они по-

явятся в ходе дальнейшей модернизации лазера PEARL), так и для генерации дополнительного наносекундного предимпульса [49], для экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию, при сохранении энергетики фемтосекундного сигнала. Принципиальная схема, позволяющая извлечь из системы дополнительный наносекундный импульс между усилителями У3 и У4, представлена на рис. 1.1. Данное техническое решение стало одним из ключевых шагов, необходимых для проведения исследований с мишенями околосверхкритической плотности, описанными в Главе 4 диссертации.

Фемтосекундный канал

Основная часть импульса с МО на длине волны 1030 нм усиливается в регенеративном усилителе до милиджоульного уровня после чего направляется на систему формирования сигнального фемтосекундного излучения, работающую на основе генератора суперконтинуума. На выходе системы формирования импульс имеет центральную длину волны 910 нм, длительность 30 фс и энергию около 10 мДж. Более подробно устройство системы формирования сигнального излучения описана в работе [14]. Дальнейшее усиление происходит в трехкаскадном параметрическом усилителе (см. рис 1.1). Первые два каскада способны работать в частотном режиме до 10 Гц и накачиваются частотной наносекундной частью с диодной накачкой. Энергия в частотном режиме составляет 30 мДж.

Финальный каскад параметрического усиления, накачиваемый излучением второй гармоники наносекундного стержневого усилителя, обеспечивает увеличение энергии chirпированного импульса на выходе из компрессора до более чем 20 Дж . В разовом режиме частота повторения импульсов не превышает один выстрел в 20 мин.

Данная архитектура за счет оптической синхронизации и возможностей параметрического преобразования частот является очень гибкой и постоянно совершенствуется. В настоящее время идет активная работа по увеличению доли лазерной схемы с диодной накачкой, за счет последовательной замены все более мощных ламповых усилителей, что позволяет поднимать частоту повторения на

ранних стадиях усиления и, как следствие, поднимать стабильность выходных параметров лазерных импульсов в разовом режиме на полной мощности.

Модернизация, кроме всего прочего, повлекла за собой появления ряда дополнительных полезных свойств. В частности, у системы появилась возможность синхронизации с внешними часами, что принципиально важно например для синхронизации лазера с внешним радиочастотным ускорителем для построения комптоновского источника жесткого рентгеновского излучения (например, в рамках проекта ИНОК (ИНтенсивный Обратный Комптон)). Дополнительно, переход на чирпированных импульс накачки, открыл возможность пассивного управления огибающей наносекундного импульса в мощных стержневых усилителях, что может быть полезно для подавления искажения временной огибающей в режиме насыщения [50—52] и увеличения эффективности работы лазерной системы. Один из таких методов предложен в рамках диссертации и описывается ниже.

1.3.2 Управление временными параметрами стретчированных импульсов при усилении в режиме насыщения

Технология параметрического усиления чирпрированных импульсов [53] требовательна к профилю временной огибающей импульса накачки, который фактически определяет спектральную зависимость коэффициента усиления. Например, опережение импульсом накачки сигнального импульса приводит к снижению эффективности усиления в коротковолновой части спектра, отставание - в длинноволновой, что проявляется в обужении спектра сигнала и снижению его общей энергетики. Для накачки ОРСПА, как правило, используется вторая гармоника мощных наносекундных Nd: лазеров с полосой вблизи 1054/1064 нм, а максимальная эффективность преобразования во вторую гармонику достигается при некоторой заданной интенсивности, определяемой толщиной нелинейного кристалла. Поэтому, как правило, оптимальной является временная огибающая импульса накачки с формой близкой к прямоугольной, которая, кроме эффективного преобразования во вторую гармонику, обеспечивает максимально однородное усиление во всей полосе синхронизма параметрических

усилителей. Отклонение от прямоугольной формы, в свою очередь, драматически снижает эффективность усиления, поэтому, требуется поддержание прямоугольной формы импульса накачки, хорошее согласование с длительностью сигнала, а так же их идеальная синхронизация.

Для придания импульсу накачки прямоугольной формы используются различные методы и подходы к управлению огибающей наносекундных импульсов [54—60]. Такие методы, как правило, основаны на быстрых электрооптических модуляторах или сложении нескольких коротких последовательных импульсов с управляемой задержкой и амплитудой. Использование описанных методов с излучением высокой мощности на конечных каскадах усиления сопряжено с технологическими сложностями, поэтому профилирование должно проводится на ранних стадиях усиления и с упреждением, учитывающим искажение временной огибающей при усилении в режиме насыщения [50—52], приводящим к дополнительным отклонениям временного профиля от прямоугольной формы. Необходимость профилирования с упреждением временных искажений ужесточает требования к динамическому диапазону и точности временного профилирования, которая ограничена технологическими ограничениями электрооптических компонентов, особенно при профилировании на временных масштабах менее 1 наносекунды.

В последнее время для мощных параметрических лазерных систем [1, 9, 13, 61—64] особую актуальность приобрел подход, основанный на оптической синхронизации [43], в котором сигнальный импульс и импульс накачки берут начало от одного и того же фемтосекундного импульса, спектр которого расширен за счет нелинейного и параметрического преобразования. Очевидными плюсами подхода является пассивная стабилизация фазы заполнения относительно огибающей (СЕР-stabilisation)[65] и драматическое уменьшение джиттера между сигналом и накачкой. Последнее дополнительно увеличивает стабильность спектра усиленного импульса на финальных каскадах усиления.

На этом список преимуществ оптической синхронизации не заканчивается. Оптическая синхронизация предполагает использование в качестве наносекундных импульсов накачки импульсы линейной частотной модуляцией. Это об-

стоятельство позволяет осуществлять временное профилирование при помощи пассивных спектральных методов [66—68], поскольку модуляция амплитудного спектра chirпированного импульса приводит к аналогичной модуляции временной огибающей. Для сохранения преемственности с классическими ОРСРА лазерными системами с монохроматической накачкой [69], ширину спектра импульса накачки можно сделать достаточно узкой, чтобы она находилась внутри полосы усиления активной среды. Это позволяет использовать подход на существующих лазерных системах за счет изменения стартовой части при сохранении наиболее дорогостоящих оконечных каскадов усиления.

Заметим, что отступление от квазимонохроматических импульсов накачки в пользу частотной модуляции потребует точного совмещения спектра сигнала со спектральной полосой усиления активной среды. При некоторой отстройке центральной частоты импульса накачки от максимума сечения усиления будет наблюдаться спектральная неоднородность усиления, которая, вследствие частотной модуляции в импульсе, будет переходить на форму временной огибающей усиленного импульса. Причем, в зависимости от того, на растущей или снижающейся части спектральной зависимости сечения усиления будет происходить усиление и от знака квадратичной дисперсии, присутствующей в импульсе, искажение будет иметь различный знак. При определенных обстоятельствах этот эффект может конкурировать с искажением временной огибающей импульса при усилении в режиме насыщения или даже приводить к его полной или частичной компенсации.

Впервые, насколько известно авторам, получено аналитическое выражение для спектральной зависимости сечения усиления при которой прямоугольная форма импульса сохраняется. Формула проверена при помощи численного моделирования. Подавление искажений связанных с усилением в режиме насыщения за счет использования спадающей части спектра сечения усиления продемонстрировано в эксперименте с Nd:YLF усилителем. Рассмотрена возможность использования данного подхода в ОРСРА системах с оптической синхронизацией, в которых на этапе дизайна лазерной системы [13] можно легко управлять спектром импульса накачки за счет смещения частот полосового фильтра.

Предлагаемый подход можно комбинировать с электрооптическими методами временного профилирования, что позволяет существенно снизить требования к глубине предварительной модуляции или даже, при некоторых условиях, отказаться от нее вовсе.

Аналитическое описание искажения временной огибающей в режиме насыщения

Динамика излучения в усиливающей среде в случае монохроматического излучения описываются уравнениями Максвелла-Блоха, которые по аналогии с [70], могут быть записаны следующем образом:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_s}{\partial t} + \frac{\partial \phi_s}{\partial z} = \left(\sigma_{21}^{(s)} n_2 - \sigma_{12}^{(s)} (n_0 - n_2) \right) \phi_s \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{c_p} \frac{\partial \phi_p^\pm}{\partial t} + \frac{\partial \phi_p^\pm}{\partial z} = \left(\sigma_{21}^{(p)} n_2 - \sigma_{12}^{(p)} (n_0 - n_2) \right) \phi_p^\pm \xi \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} = c_s \left(\sigma_{12}^{(s)} (n_0 - n_2) - \sigma_{21}^{(s)} n_2 \right) \phi_s + \\ + c_p \left(\sigma_{21}^{(p)} n_2 - \sigma_{12}^{(p)} (n_0 - n_2) \right) (\phi_p^+ + \phi_p^-) - \frac{n_2}{\tau_{fl}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

где ϕ_s и ϕ_p плотности потока фотонов сигнала и накачки соответственно, которые связаны с интенсивностью излучения как $I_s = c_s * h\nu\phi_s$, где h - постоянная Планка, c - скорость света в веществе, ν - частота фотонов. Сечения эмиссии и поглощения представлены через σ_{21} и σ_{12} , соответственно. Плотность числа активных ионов представлены через n_2 и $(n_0 - n_2)$ для возбужденного и рабочего состояния соответственно. При этом n_0 - плотность допанта; τ_{fl} - время жизни на возбужденном уровне (время флуорисценции); ξ - степень перекрытия накачки с сигналом. При этом пренебрегается изменением поперечного профиля, рассматривается одномерный случай. Уравнения записаны для квазитрехуровневой схемы, но легко могут быть адаптированы для четырехуровневой ($n_0 - n_2 = 0$).

В случае пренебрежения накачкой ($\phi_p^\pm = 0$) выражения (1-3) упрощаются до:

$$\frac{\partial}{\partial t}\phi_s + c_s \frac{\partial}{\partial z}\phi_s = c_s \sigma \phi_s \Delta \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta = -c_s \sigma \phi_s \Delta \quad (1.5)$$

где Δ - эффективная инверсия населенностей, а $\sigma = \sigma_{12}^{(s)} + \sigma_{21}^{(s)}$. Причем, при замене t на $t - z/c$, уравнение (1.5) может быть записано для интенсивностей излучения как:

$$\frac{\partial}{\partial z}I = \sigma I \Delta \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta = -\frac{\sigma}{h\nu}I \Delta \quad (1.7)$$

В случае монохроматического сигнала, для системы (1.6-1.7) связь между огибающими сигнала на входе $I(0, t)$ и на выходе $I(L, t)$ лазерного усилителя носит название прямого и обратного уравнения Франца-Нодвика [50, 70]:

$$I(z, t) = \frac{I(0, t)}{1 - [1 - G_0^{-1}(z)] \exp\left(-J_{sat}^{-1} \int_{-\inf}^T dt' I(0, t')\right)} \quad (1.8)$$

$$I(0, t) = \frac{I(z, t)}{1 - [1 - G_0(z)] \exp\left(-J_{sat}^{-1} \int_{-\inf}^T dt' I(z, t')\right)} \quad (1.9)$$

где, G_0 - коэффициент усиления по слабому сигналу, а $J_{sat} = h\nu/\sigma$ - энергия насыщения.

В случае, когда целевым является прямоугольный импульс, выражение (9) упрощается до:

$$I(0, t) = \hat{I} \left(1 - [1 - G_0(z)] \exp(-\hat{I}t/J_{sat})\right)^{-1} \quad (1.10)$$

где \hat{I} - амплитуда прямоугольного импульса на выходе усилителя.

При этом энергия всего импульса на выходе не зависит ни от формы самого импульса ни от пространственного распределения инверсии внутри элемента, а зависит только от G_0 , J_{sat} и входной энергии импульса.

Важно отметить, что полученные решения справедливы для систем с однородным уширением одного рабочего перехода. Для обобщения на случай, когда

лазерный переход представляет собой суперпозицию нескольких независимых переходов или уширяется по неоднородному механизму, сечение инверсии и усиления следует рассматривать в виде интегралов по однородным линиям, составляющим переход [71].

Усиление на растущем участке спектральной зависимости сечения усиления

Формулы (1-7) могут содержать частотную зависимость $\sigma = \sigma(\nu)$ [52]. Однако в общем случае они справедливы только для монохроматического импульса или в приближении медленно меняющейся частоты: в каждый момент времени в любой точке элемента существует лишь малый спектральный диапазон, соответствующий текущему значению сечения $\sigma' = \sigma(\nu')$. В этом приближении можно показать, что chirпированный лазерный импульс можно усилить без искажений огибающей даже при заметном насыщении усиления, если функция $\sigma(\nu)$ имеет определенный вид.

Рассмотрим широкополосный лазерный импульс с постоянной амплитудой, для которого произведение времени на полосу пропускания (Time Bandwidth Product) $\gg 1$, а частота линейно зависит от времени:

$$\nu = \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{\tau}t; \forall t \in (0; \tau) \quad I(t) = I_0; \forall t \in (0; \tau) \quad (1.11)$$

Тогда в сопровождающей системе координат (7) сечение усиления зависит только от времени:

$$\sigma\left(\nu_0 + t\frac{\Delta\nu}{\tau}\right) = \sigma(t) \quad (1.12)$$

и при интегрировании уравнений (1.6-1.7) по z его можно вынести из-под интеграла:

$$I(z, t) = I_0 \exp \sigma(t) \int_0^z \Delta(z', t) dz' \quad (1.13)$$

$$h\nu \frac{\partial}{\partial t} \int_0^z \Delta(z', t) dz' = \sigma(t) \int_0^z I(z') \Delta(z', t) dz' \quad (1.14)$$

При $z = L$ (на выходе усилителя) система (1.13-1.14) принимает вид

$$I(L, t) = I_0 \exp \sigma(t) \bar{\Delta}(t) \quad (1.15)$$

$$h\nu \frac{\partial}{\partial t} \bar{\Delta}(t) = \sigma(t) \int_0^L I(z', t) \Delta(z', t) dz' \quad (1.16)$$

где $\bar{\Delta} = \int_0^L \Delta(z, t) dz$.

Для полного подавления временных искажений огибающей правая часть уравнения (1.15) должна оставаться постоянной во времени, что выполняется если:

$$\sigma(t) = \frac{\ln G_0}{\bar{\Delta}(t)} \quad (1.17)$$

где G_0 в случае chirпированного импульса — коэффициент усиления малого сигнала для спектральной составляющей ν_0 . Более того, истощение инверсии описывается выражением (1.16), которое можно проинтегрировать по времени, при подстановке $I(z, t)$ из (1.13):

$$\begin{aligned} h\nu(\bar{\Delta}(t) - \bar{\Delta}_0) &= \int_{-\text{inf}}^t I_0 (1 - \exp(\sigma(t)\bar{\Delta}(t))) dt = \\ &= \int_{-\text{inf}}^t I(0, t)(1 - G(t)) dt \end{aligned} \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) имеет явный физический смысл — увеличение энергии лазерного импульса равно уменьшению энергии, запасенной в инверсии активного элемента.

Тогда из (1.17), с учетом (1.18) получим:

$$\sigma(t) = \frac{\ln G_0}{h\nu\Delta_0 - \int_{-\text{inf}}^t I(0, t)(G(t) - 1)dt} \quad (1.19)$$

При полном подавлении искажений $G(t) = G_0$, поэтому

$$\sigma(t) = \frac{\ln G_0}{h\nu\Delta_0 - I(0, t)(G_0 - 1)t} \quad (1.20)$$

или, с учетом (1.11),

$$\sigma(\nu) = \frac{\ln G_0}{h\nu\Delta_0 - I(0, t)(G_0 - 1)\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\tau} \quad (1.21)$$

Если ввести величину КПД лазерного усилителя как $\eta = \frac{I_0(G_0 - 1)\tau}{h\nu\Delta_0}$, то (21) принимает свою конечную форму:

$$\sigma(\nu) = \frac{\sigma_0}{1 - \eta\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}} \quad (1.22)$$

Таким образом, прямоугольная огибающая chirпированный импульса (1.11) сохранится при усилении с эффективностью η , если сечение усиления удовлетворяет формуле (1.22).

Поскольку профилем сечения реальных активных сред трудно управлять, в эксперименте предполагается сдвигать спектр импульса в часть кривой сечения усиления, которая максимально близка к выражению (1.22). Стоит отметить, что для усиления с высокой эффективностью необходимо обеспечить большую разность сечений, что влечет за собой увеличение ширины спектра $\Delta\nu$ затравочного импульса.

У реального активного элемента нет оснований ожидать полного совпадения спектральной зависимости сечения усиления с кривой (1.22), поэтому выходной импульс всегда будет содержать остаточные искажения относительно прямоугольной формы. Если остаточные искажения слишком велики, можно использовать комбинированный подход, при котором затравочный импульс дополнительно профилируется на входе в усилитель для получения на выходе идеального прямоугольника на выходе. При этом, вне зависимости от того будет предварительное профилирование осуществляться электрооптическими или спектральными методами, его амплитуда будет существенно ниже, чем в случае с монохроматическим импульсом, необходимое профилирование которого описывается обратным уравнением Франца-Нодвика (1.10). Как следствие, техническая реализация этого профилирования может быть существенно проще и дешевле.

Численное моделирование

Если входной импульс отличается от прямоугольного с линейной частотной модуляцией (1.11), то аналитические решения типа Франца-Нодвика (1.8-1.9) получить сложно, поэтому была разработана численная модель. Модель основана на решении системы (1.1)-(1.3) методом конечных разностей. Численный код может быть использован для произвольной или экспериментально измеренной частотной зависимости сечения излучения и импульсов с произвольной спектральной амплитудой и частотной модуляцией на входе активного элемента. Кроме того, разработанный численный код позволяет в приближении геометрической оптики рассчитывать временные искажения chirпированных лазерных импульсов при неоднородном поперечном распределении сигнала или инвер-

сии, а также при прохождении нескольких лазерных импульсов через активный элемент. Обратная задача по расчету оптимальной временной формы входного импульса по заданной выходной форме решена с помощью пропорционально-интегрально-производной обратной связи. Описанные выше численные подходы и методы позволяют полностью рассчитать коэффициент усиления лазерного импульса в реальных лазерных усилителях при заданной инверсии активного элемента, который в большинстве случаев можно рассчитать на основе измерений коэффициента усиления малого сигнала активного элемента.

Представлены результаты численного моделирования усиления в одном из наиболее распространенных лазерных сред — кристалле Yb:YAG. Следует отметить, что эта среда имеет при комнатной температуре квазидрёхуровневую систему лазерных уровней [72]. То есть имеет место поглощение, связанное с атомами нижнего лазерного уровня, что влияет на спектр усиления при малой инверсии. При высокой инверсии, этот эффект пренебрежим, и спектр усиления хорошо совпадает со спектром сечения излучения вблизи длины волны 1030 нм. Результаты моделирования сравниваются с аналитическими выражениями (1.8), (1.9) и (1.22). Спектр сечения излучения кристалла Yb:YAG взят из [73] (черная кривая на рис. 1.4).

Обсуждение

Для демонстрации возможности уменьшения временных искажений chirпированных лазерных импульсов за счет усиления на восходящей части кривой усиления проведено сравнение результатов расчетов для монохроматических и chirпированных лазерных импульсов. Для упрощения рассмотрения с экспериментальной точки зрения рассмотрение проведено в терминах длин волн $\lambda = c/\nu$. Численные расчеты проведены в предположении, что исходная огибающая лазерного импульса представляет собой супергауссову функцию 10-го порядка (близкую к прямоугольному профилю) с длительностью 1 нс. Усиление происходит в кристалле Yb:YAG в длинноволновой части кривой сечения излучения (рис. 1.4). Тогда, если начальную точку $\sigma(\lambda_0) = \sigma_0$ выбрать принадлежащей экспериментальной кривой (см. рис. 1.4), на основании выражения

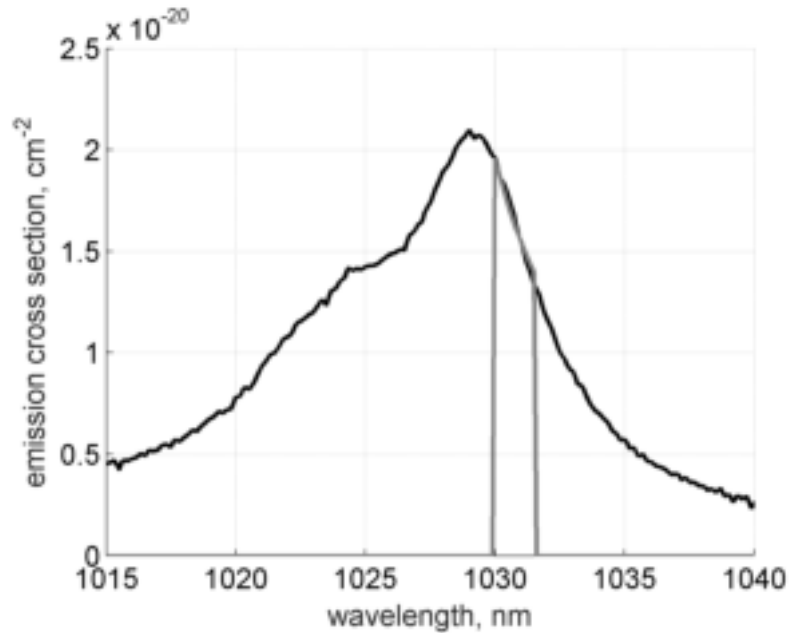


Рис. 1.4: Экспериментальная зависимость сечения усиления Yb:YAG (черная линия) от длины волны с наложенной оптимальной зависимостью для эффективности извлечения энергии 40% (серая кривая).

(1.22) можно построить аналитическую кривую сечения усиления в зависимости от длины волны (серая кривая на рис. 1.4), которая обеспечивает сохранение прямоугольного профиля выходного импульса. Если кривые совпадают с достаточной точностью, можно ожидать существенного уменьшения искажений при усилении. Например, для $\lambda_0 = 1031.6$ нм и заданной эффективности $\eta = 40\%$ наилучшее совпадение кривых может быть достигнуто при $\Delta\lambda = 1.6$ нм. Выражение (1.22) не зависит от коэффициента усиления, поэтому длину кристалла и величину инверсии можно выбрать так, чтобы обеспечить, например, небольшой коэффициент усиления сигнала G_0 , равный 100, для монохроматического импульса при $\lambda = 1030$ нм.

Соответствующие численно рассчитанные выходные огибающие для импульсов с различными спектральными свойствами представлены на рис. 1.5. Сплошной черной кривой показана выходная огибающая монохроматического импульса на длине волны 1030 нм, сплошной серой кривой показано усиление положительно chirпированного импульса с изменением спектра от 1031.6 до 1030 нм (что соответствует нарастанию сечения усиления со временем), штриховая кривая показывает усиление отрицательно chirпированного импульса с изме-

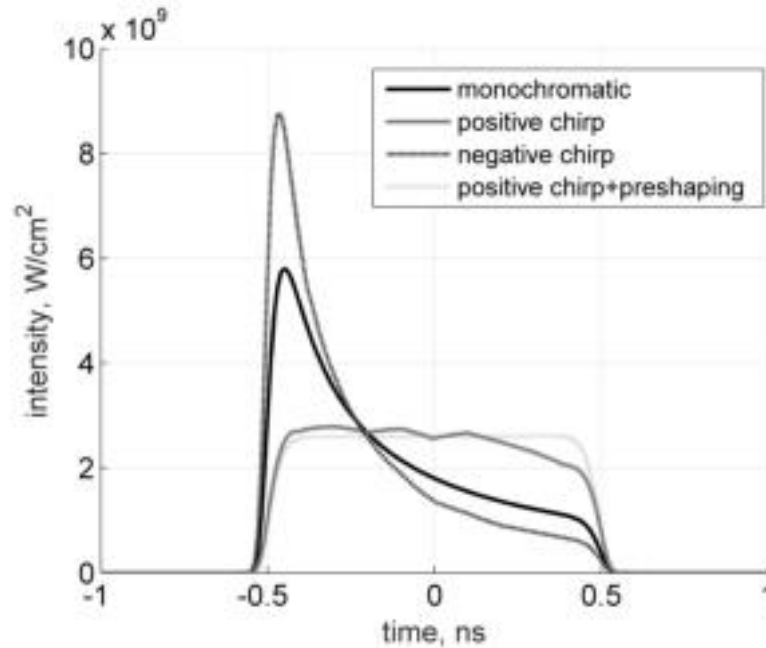


Рис. 1.5: Временная форма выходных импульсов при положительной частотной модуляции (серая сплошная кривая), отрицательной частотной модуляции (пунктирная кривая) и монохроматическом импульсе (черная сплошная кривая) для одного и того же КПД = 40%. Пунктирная линия соответствует положительно chirпированному импульсу с предварительным профилированием.

нением спектра от 1030 до 1031,6 нм (уменьшение сечения со временем). При этом для обеспечения одинакового КПД $\eta = 40\%$ первоначальная инверсия в активном элементе берется одинаковой, а интенсивность излучения на входе активного элемента изменяется: интенсивность монохроматического импульса равна 3.5×10^7 Вт/см²; интенсивность импульса с положительной частотной модуляцией составляет 7.1×10^7 Вт/см²; интенсивность импульса с отрицательной частотной модуляцией 6.5×10^7 Вт/см². Более высокая входная энергия chirпированных импульсов объясняется меньшим средним сечением усиления при одинаково заданной инверсии. Отметим, что небольшие флуктуации временных огибающих после усиления chirпированных импульсов связаны с точностью измерений, используемых для расчета данных спектра сечения усиления.

На рисунке рис. 1.5 хорошо видно, что с помощью формулы (1.22) можно подобрать оптимальный спектральный диапазон усиленного chirпированного импульса, который позволяет существенно уменьшить временные искажения импульса по сравнению с усилением монохроматического импульса. Частотная

модуляция противоположенного знака может наоборот существенно увеличить искажения. Следует отметить, что чем выше требуемая эффективность усиления, тем большую разницу в сечениях усиления необходимо обеспечить. Это достигается за счет увеличения спектрального диапазона усиливаемого импульса. Это приводит к тому, что при высоких КПД усилителя наиболее оптимальное распределение, определяемое (1.22), может в большой степени не совпадать с фактическим профилем распределения сечения усиления, что приводит к росту остаточных искажений временной огибающей.

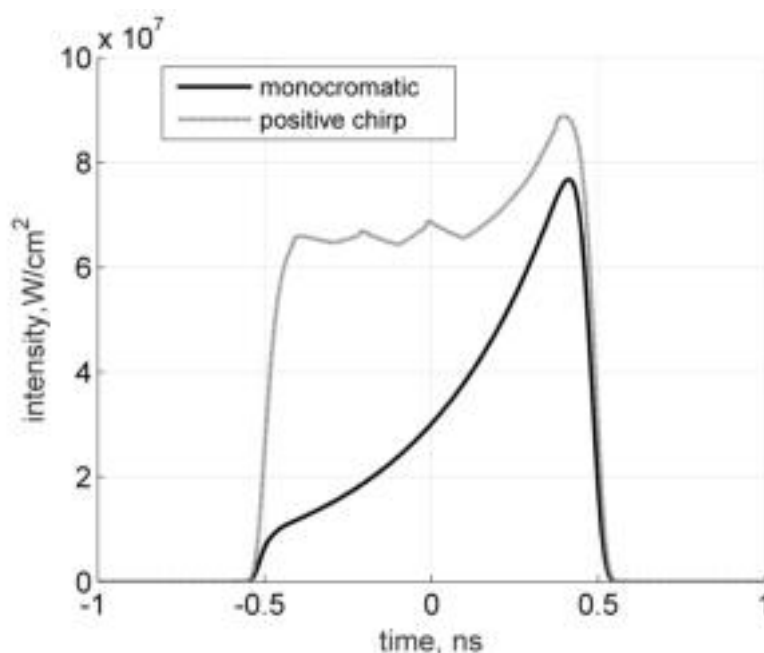


Рис. 1.6: Профиль предварительного профилирования, необходимый для поддержания прямоугольной формы на выходе из усилителя в случае положительной частотной модуляции (серая кривая) и монохроматического импульса (черная сплошная кривая)

При необходимости, остаточные искажения можно дополнительно уменьшить за счет предварительного профилирования импульса. На рис. 1.6 представлена форма предварительного профилирования затравочного импульса необходимая для полного подавления остаточных искажений. Видно, что в случае монохроматического импульса требуется большая глубина модуляции. Заметим, что более высокая глубина модуляции, требуемая для предварительного профилирования монохроматического излучения сопряжена с заметными потерями энергии в затравочном импульсе, сопоставимыми с необходимым приростом энергии затравки при переходе от монохроматического импульса к chirпирован-

ному. Обратите внимание, что предварительное профилирование chirпированного импульса может быть реализовано с помощью спектральных подходов [66, 67], недоступных для монохроматических импульсов.

На рис. 1.7 представлена связь флюенса на входе и выходе лазерного усилителя Yb:YAG при эффективности усиления $\eta = 40\%$ с коэффициентом усиления по слабому сигналу G_0 в диапазоне от 10 до 10 000 для монохроматического и оптимально chirпированного импульсов. Величина усиления определялось по инверсии в активном элементе. Для поддержания эффективности усиления $\eta = 40\%$ с увеличением усиления по слабому сигналу G_0 входной флюенс импульса H_{in} уменьшался, а выходной H_{out} увеличивался. При практически равном усилении, флюенс на входе для монохроматических и оптимально chirпированных импульсов различается не более чем в 2,5 раза даже при большом коэффициенте усиления по слабому сигналу.

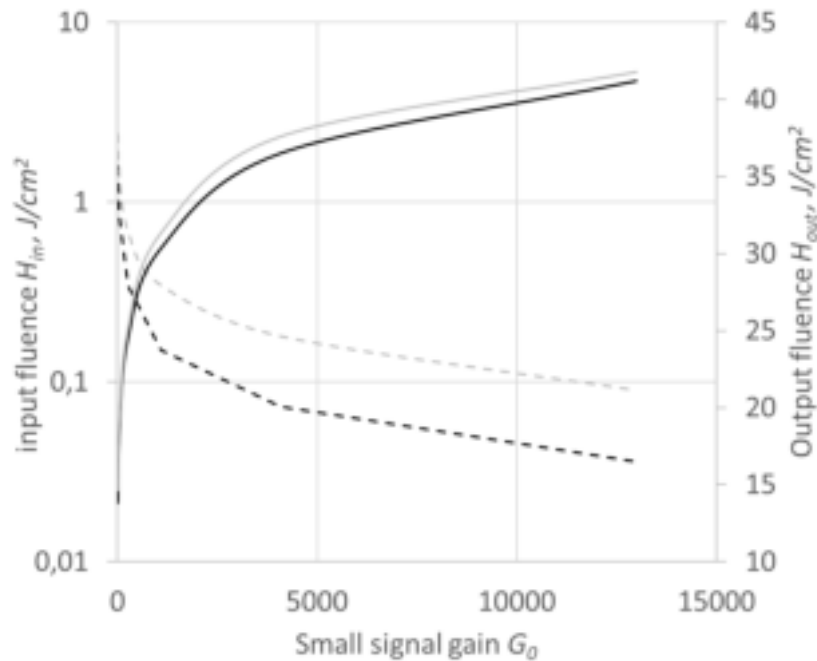


Рис. 1.7: Входной (пунктирная кривая, вертикальная ось слева) и выходной (сплошная кривая, вертикальная ось справа) флюенсы в зависимости от коэффициента усиления по слабому сигналу при насыщенном усилении в Yb:YAG для эффективности извлечения = 40% в случаях монохроматического импульса на длине волны 1030 нм (черная кривая) и оптимально chirпированного импульса (серая кривая) .

Значения выходного флюенса, приведенные на рис. 1.7 от временного профиля не зависят, но при поддержании на выходе однородной по времени супер-

гауссовой формы, интерес представляет необходимая для этого глубина предварительного профилирования. На рис. 1.8. приведена зависимость требуемой глубины предварительного профилирования, форма которого изображена на рис. 1.6. Хорошо видно, что при одинаковой эффективности усиления, больший входной флюенс H_{in} требуется для chirпированного импульса, однако, для монохроматического импульса требуется большая глубина предварительного профилирования, и пиковые интенсивности монохроматического и оптимально chirпированного импульсов почти равны.

Аналитически показано, что предложенный метод усиления оптимально chirпированного импульса обеспечивает эффективную компенсацию временных искажений независимо от величины усиления, что является важным преимуществом предлагаемой оптимизации спектрального подхода к управлению временным профилем. В результате глубина и профиль, необходимого для достижения однородного импульса предварительного профилирования практически не зависят от усиления (рис 1.8). Напротив, временной профиль монохроматического импульса должен существенно зависеть от коэффициента усиления лазерной системы, а глубина модуляции может достигать сотен раз, превышая доступный динамический диапазон известных электрооптических подходов. Например, в численном эксперименте, рассматриваемом в данной работе, перепад между передней и задней частью импульса составил 40 раз при относительно малом коэффициенте усиления сигнала усилителя $G_0 = 1.3 \times 10^4$ (см. рис 1.8) ; коэффициент усиления по малому сигналу в лазерных системах с субкиджоульной энергией может превышать 10^7 раз).

Отметим, что недостаток небольшого падения усиления chirпированного импульса легко компенсируется небольшим изменением конструкции лазерной системы (например, использованием дополнительного усилителя с усилением без насыщения).

Таким образом, использование частотно-модулированных затравочных импульсов в мощных наносекундных лазерных усилителях возможно даже в узкополосных усиливающих средах (таких как Yb:YAG, Nd:YAG, Nd:YLF и т. д.) и допускает управление временной огибающей лазерного импульса большим ко-

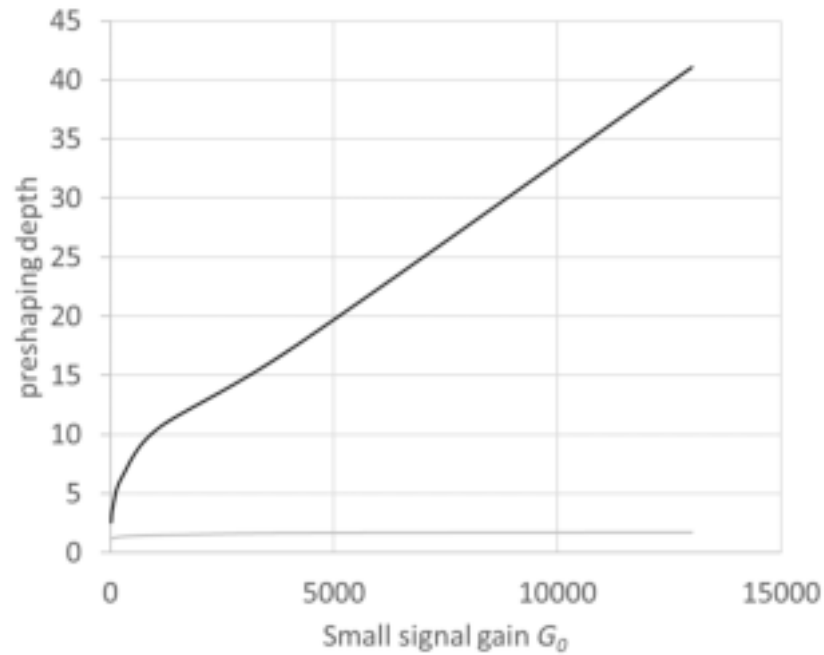


Рис. 1.8: Глубина модуляции предварительного профилирования, необходимая для полного подавления искажений при насыщенном усилении в Yb:YAG при эффективности усиления $\eta = 40\%$ в случаях монохроматического импульса на длине волны 1030 нм (черная кривая) и оптимально chirпированного импульса (серая кривая).

личество спектральных методов. В частности, при правильно выбранном спектре импульса и характере частотной модуляции можно существенно подавить искажения в режиме насыщения за счет усиления на восходящей части кривой сечения усиления. В этом случае насыщение усиления компенсируется за счет увеличения сечения взаимодействия. Для сред с однородным уширением линии усиления получена аналитическая формула спектральной зависимости сечения усиления, в которой импульс с линейной частотной модуляцией при усилении полностью сохраняет прямоугольную форму. Для большей эффективности извлечения запасенной при инверсии энергии следует использовать затравочные импульсы с более широким спектром. Эффективность такого метода подавления искажений показана численно на основе экспериментального сечения эмиссии, полученного для образца Yb:YAG. В этом случае остаточные искажения, связанные с отличием реального профиля сечения усиления от оптимального, можно скомпенсировать путем предварительного профилирования, сложность которого существенно ниже, чем для хорошо изученного случая монохроматического пульса.

Предложенный метод подавления временных искажений предлагается рассматривать как дополнительный метод контроля временной огибающей импульса накачки в стартовых системах для мощных ОРСРА лазеров, построенных на принципах оптической синхронизации накачки и сигнала со стабилизацией СЕР типа [13] .

Глава 2

Фокусировка лазерного импульса и наведение на мишень

Интенсивность лазерного излучения при взаимодействии с мишенью является одним из ключевых параметров этого взаимодействия. Увеличение пиковой интенсивности достигается путем фокусировки, качество которой на комплексе PEARL тщательно образом контролируется при помощи адаптивных систем коррекции волнового фронта. Достижению значений интенсивности при фокусировке, максимально приближенных к дифракционному пределу и посвящена Глава 2 диссертации.

2.1 Оптимизация интенсивности при фокусировке лазерного импульса

Фемтосекундные лазерные импульсы представляют собой интереснейший физический объект, в котором достигается предельная локализация электромагнитной энергии. Следствием локализации является увеличение пиковой амплитуды электромагнитного поля, объемной плотности энергии и интенсивности лазерного излучения. Многие механизмы лазерно-плазменного взаимодействия нелинейны, и повышать локализацию лазерного поля выгодно, поскольку это ведет к увеличению эффективности взаимодействия и переходу в новые режимы конверсии лазерной энергии во вторичное излучение.

Локализация тут понимается как в пространственном так и во временном смысле [74—76]. Принципиальным пределом для масштаба пространственной

локализации монохроматического излучения является ширина пучности стоячей волны $\lambda/4$ - поскольку меньший масштаб не может быть получен в результате интерференции бегущих волн. Аналогичное утверждение справедливо и для временной оси, где наименьшим масштабом является длительность биений крайних спектральных компонент $\frac{\lambda}{4c}$. Локализация на масштабах меньше длины волны автоматически обозначает конструктивную интерференцию и когерентность всех пространственных и сфазированность всех частотных компонент.

Локализацию импульса в пространстве принято назвать фокусировкой, во времени - компрессией. В мощных лазерах компрессия широкополосных импульсов достигается за счет пространственно однородных дисперсионных элементов - компрессоров. Фокусировка, в свою очередь, обеспечивается за счет спектрально однородных фокусирующих элементов, в частности линз и параболических зеркал. И те и другие вносят в компоненты излучение фазовую добавку, синхронизирующую различные спектральные компоненты в некоторой точке пространства в определенный момент времени: в частотный спектр chirпированного импульса вносится квадратичная по частоте фазовая добавка (квадратичная дисперсия), в пространственное распределение фазы тоже вносится сферическая фазовая добавка, в параксиальном приближении тоже являющаяся квадратичной. Остаточные искажения более высоких порядков, возникающие за счет множества факторов, таких как неточности изготовления элементов, огрехи настройки, искажения на протяженных частях воздушной части тракта и т.д., компенсируются адаптивными методами.

Исторически, методы тонкого управления пространственной фазой (формой волнового фронта) и фазой спектральных компонент (спектральной фазой) развивались независимо. Для исправления волнового фронта в мощных фемтосекундных лазерных системах преимущественно используются адаптивные системы на основе зеркал с управляемой формой поверхности [77], для исправления спектральной фазы - акусто-оптические дисперсионные фильтры [78]. Заметим, что раздельное управление фокусировкой и компрессией возможно только в предположении спектральной однородности пространственных элементов (линз, зеркал и проч.) и пространственной однородности спектральных элемен-

тов (дифракционные решетки, призмы и т.д.). В противном случае возникают, так называемые, хроматические аберрации, исправление которых довольно проблематично.

Заметим, абсолютным теоретическим пределом фокусировки является электродипольная волна, инвертированная во времени [79, 80]. Попытка максимально приблизится к дипольной фокусировке за счет многопучковой геометрии заложена в основу амбициозного проекта “XCELS” [21, 22] и является сложнейшим технологическим вызовом из-за необходимости когерентного сложения двенадцати идеально сфокусированных и сведенных в одну точку импульсов. Прикладную значимость проекта XCELS, однако, еще предстоит подтвердить.

Любая реалистичная топология фокусировки с одним или несколькими лазерными пучками, будет проигрывать дипольной конфигурации, давать меньшую локализацию и меньшую амплитуду поля. Любые искажения волнового фронта в отдельных каналах приведут к дополнительному снижению амплитуды поля в фокусе. Таким образом коррекция волнового фронта излучения является вопросом принципиальной важности для всех приложений с фокусировкой лазерного излучения.

Для отдельного лазерного пучка оценка влияния фазовых искажений осуществляется путем сравнения пятна фокусировки с дифракционным пределом, который рассчитывается исходя из предположении об идеальной фазировке всех пространственных компонент излучения в точке фокуса. Дифракционный предел считается в скалярном приближении, которое в случае острой фокусировки дает завышенные значения для амплитуды поля в перетяжке, и для оценки предельных значения поля необходимо использовать более точные векторные решения уравнений Максвелла [81].

Первичной характеристикой степени локализации энергии при фокусировке является максимальная амплитуда электрического и магнитных полей, достигаемая в фокусе. Значение амплитуды оптического поля, однако, не может быть получена в результате прямого измерения, поэтому используются энергетические характеристики лазерных импульсов, такие как интенсивность I , измеряющаяся в единицах Вт/см², и флюенс H измеряющийся в единицах Дж/см².

Фокусировка лазерного импульса определяет не только пиковую интенсивность, но и топологию области взаимодействия. Более острая фокусировка обеспечивает лучшую пространственную локализацию (меньшее пятно) и большую интенсивность, но, как следствие, и меньшую длину взаимодействия. Но, например, для ускорения электронов полем кильватерной волны (LWFA-Laser Wakefield Acceleration) [82, 83], пологая фокусировка с относительно маленькой пиковой интенсивностью ($a_0 \sim 1$), но большой релеевской длиной ($>$ нескольких мм), позволяет получать электроны с более высокими энергиями. Таким образом, повышение пиковой амплитуды лазерного поля при взаимодействии за счет увеличения остроты фокусировки не всегда целесообразно.

В свою очередь, искажения волнового фронта всегда приводят ухудшению локализации энергии в перетяжке по сравнению с дифракционным пределом - фокусировочное пятно становится больше, эффективная длина перетяжки становится меньше (относительно дифракционного пятна такого же поперечного размера), пиковая интенсивность понижается. Это не всегда является негативным обстоятельством, и иногда локализацию излучения в пространстве необходимо снизить, и наиболее удобно это сделать именно за счет введения aberrаций. Причем полезные aberrации можно вводить теми же самыми методами, которые разрабатывались для их исправления.

Стоит отметить, что в общем случае структура безабберационного фокусировочного пятна определяется композицией пространственных мод, образующих лазерный импульс. Это значит, что фокусировочное пятно может быть не только круглым, но и содержать более сложные кольцевые и/или многоядерные структуры, свойственную для мод высокого порядка [84, 85]. В эксперименте их ценность связывают в первую очередь с возможностью переносить ненулевой угловой момент. Но и для таких пучков избавление от фазовых искажений является важной задачей - фазовые искажения разрушают особые свойства таких мод, и, как и для привычных TEM₀₀ пучков, снижают локализацию лазерной энергии. Отметим, что многопучковые установки, типа XCELS [21, 22], являются удобным инструментом для создания Лагер-Гауссовых пучков и мультипольных конфигураций поля в перетяжке, при помощи необходимых в них

систем сведения и стабилизации лазерных импульсов. И в этом случае, коррекция волнового фронта необходима в каждом из когерентно складываемых каналов.

Таким образом, оптимизация фокусировки посредством исправления волнового фронта лежит в основе современной физики сверхмощных лазерных систем и их приложений, и является основой для получения новых экспериментальных результатов.

2.1.1 Задача дифракции

Рассмотрим бегущий в свободном пространстве оптический импульс конечной длительности.

В скалярной теории дифракции задачу распространения лазерного излучения удобно решать путем разложения исходного электромагнитного поля в вакууме по гармоническим составляющим - плоским бесконечным монохроматическим волнам:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \iiint F_{\omega k} f(k_x, k_y, \omega) \times \exp \{i [\omega t - (k_x x + k_y y + k_z z)]\} dk_x dk_y dk_z \quad (2.1)$$

Плоские волны являются собственными функциями волнового уравнения $\Delta E - c^{-2} \partial^2 E / \partial t^2 = 0$ [86], где $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$, а c - скорость света в вакууме. Они сохраняют при распространении свою амплитуду и форму. Разложение исходного поля по гармоническим составляющим осуществляется при помощи хорошо развитого формализма Фурье-преобразований.

Временная динамика электрического поля E в произвольной точке пространства A , описывается интерференцией монохроматических составляющих с комплексной амплитудой $F(\omega)$ (обратное преобразование Фурье) [87]:

$$E_A(t_A) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty F_\omega(\omega) \exp(i\omega t_A) d\omega \quad (2.2)$$

где t_A это локальное время в точке A , а комплексная амплитуда гармоники $F_\omega(\omega)$ может быть найдена через прямое преобразование Фурье:

$$F_\omega(\omega) = \int_{-\infty}^\infty E_A(t_A) \exp(-i\omega t_A) dt_A \quad (2.3)$$

В свою очередь, в некоторой плоскости, пространственное распределение амплитуды излучения $F_\omega(x, y) = f(x, y)$ на некоторой частоте ω , может быть представлено через обратное преобразование Фурье в виде суммы пространственных гармоник $F_k(k_x, k_y)$ [88]

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F_k(k_x, k_y) \exp[-j2\pi(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y, \quad (2.4)$$

комплексная амплитуда которых $F_k(k_x, k_y)$ определена при помощи прямого двумерного преобразования Фурье:

$$F_k(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[j2\pi(k_x x + k_y y)] dx dy \quad (2.5)$$

Если коэффициенты разложения по пространственным гармоникам $F_k(k_x, k_y)$ найдены в некоторой плоскости, то задача дифракции (пересчета поля в произвольную точку пространства \vec{r}), сводится к домножению пространственного спектра в (2.4)(3) на коэффициент передачи свободного пространства t_{fs} [89]:

$$t_{fs}(k_x, k_y) = e^{i\vec{r}\vec{k}} = e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}z}, \quad (2.6)$$

где r - радиус вектор точки, а k - волновой вектор компоненты. Причем выражение (2.6) в случае параксиальных лучей ($k_{||} = k - k_{\perp}^2/2k$) упрощается до :

$$t_{fs}(k_x, k_y) = \exp i \left[k - \frac{k_{\perp}^2}{2k} \right] \quad (2.7)$$

Данный подход к решению задачи дифракции в свободном пространстве допускает предельно простую алгоритмизацию на основе широко распространенных численных алгоритмов быстрого Фурье преобразования [90]. Иными словами, код для расчета дифракционной картины в некоторой плоскости содержит всего 3 операции:

О1. Разложения известного поля в некоторой плоскости в ряд Фурье (нахождение коэффициентов $F(k_x, k_y)$ путем интегрирования выражения (2.3)).

О2. Пересчет фазы коэффициентов в другую плоскость (домножение коэффициентов $F(k_x, k_y)$ на фазовые множители, полученные при помощи (2.6) или (2.7))

О3. Обратное Фурье преобразование (интегрирование выражения (2.4)).

Кроме этого, при численном решении нет смысла упрощать выражение (2.6) до (2.7), как это сделано при переходе от выражения Релея-Зомерфельда к интегралу дифракции Френеля [89], поэтому полученное решение имеет более широкую область применимости чем интеграл дифракции Френеля.

2.1.2 Пространственная фокусировка импульса

Безабберационный фокусирующий элемент с фокусным расстоянием f в параксиальном приближении представляется для каждой монохроматической компоненты в виде квадратичной фазовой добавки, с точностью до постоянного слагаемого выглядящей как:

$$\varepsilon_1(x, y) = \varepsilon_0(x, y) \exp i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f} = \varepsilon_0(x, y) \exp i \frac{kr^2}{2f} \quad (2.8)$$

При этом каждая пространственная компонента \vec{k}^* фокусируется фокусирующим элементом в его задней фокальной плоскости в соответствующую точку с координатой

$$\vec{r}_\perp^* = f \frac{\vec{k}_\perp^*}{k_\parallel} \approx f \frac{\vec{k}_\perp^*}{k} \quad (2.9)$$

Фокусировка в определенной точке пространства соответствует фазировке всех пространственных компонент. Поэтому можно записать, что линза осуществляет модификацию пространственного спектра излучения таким образом, что для каждого \vec{k}^* в соответствие ставится равномерный по k_\perp пространственный спектр в диапазоне от $k_\perp^* - \Delta k_\perp$ до $k_\perp^* + \Delta k_\perp$, фаза которого определяется выражением

$$t(k_x, k_y) = \exp ifk(1 - \cos \alpha) \approx \exp if \frac{k_\perp^2}{2k}, \quad (2.10)$$

которое можно получить при интегрировании выражения (2.5) при подстановке (2.10):

$$F_k(k_x, k_y) = E_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f} \exp [j2\pi (k_x x + k_y y)] dx dy \quad (2.11)$$

Для получения поля в произвольной плоскости за линзой, домножим фазовый спектр после линзы (2.10) на коэффициент передачи свободного пространства (2.7).

$$t_f(k_x, k_y) = \exp i \left(f \frac{k_\perp^2}{2k} + \left(k - \frac{k_\perp^2}{2k} \right) z \right) \quad (2.12)$$

Таким образом в фокальной плоскости формируется распределение поля, соответствующее пространственному спектру импульса (2.5) на входе в фокусирующий элемент (в передней фокальной плоскости совпадает даже фаза). Задача же численного расчета дифракции поля в перетяжке фокусирующей системы дополнительно упрощается, потому что отпадает надобность в операциях O_2 и O_3 .

Конечная апертура излучения или фокусирующего элемента соответствует дополнительному ограничению диапазона интегрирования (2.4) до $2k_{\perp max} = k \times D/F$, при этом минимальный масштаб увеличивается пропорционально обужению диапазона интегрирования до $\lambda/2 \times F/D$.

Поскольку фокусирующий элемент в фокальной плоскости строит поле, равное интегралу Фурье (2.4), взятому в пределах от $-k$ до k , то оптимизация интенсивности сводится к максимизации центральной спектральной компоненты на входе в фокусирующий элемент. На языке эксперимента это соответствует равномерному распределению интенсивности в апертуре излучения перед фокусирующим элементом.

Для острой фокусировки скалярное приближение перестает работать и оптимальное распределение на входе в фокусирующий элемент становится отличным от однородного. Максимальная интенсивность в фокусе достигается в случае когда распределение в ближней зоне повторяет обращенное во времени поле диполя, перехваченное фокусирующим элементом, ось которого совпадает с максимумом диаграммы направленности диполя.

2.1.3 Масштабы импульса в перетяжке

В качестве оценки локализации энергии в сфокусированном импульсе удобно пользоваться несколькими величинами. Во-первых - это амплитуда электрического поля E [В/м], и лазерная интенсивность I [Вт/см²], равная модулю вектора Пойнтинга. Они во многом определяют нелинейную релятивистскую динамику электронов. Как и в плоской монохроматической волне, в параксиальном приближении интенсивность поля I пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля E , что нарушается с увеличением угла фокусировки.

При больших числовых апертурах, интенсивность I перестает адекватно характеризовать поле в перетяжке, причем отличие тем существенней, чем ближе мы к предельному случаю стоячей электродипольной конфигурации поля с нулевой интенсивностью.

В эксперименте, однако, прямое измерение величин E и I невозможно. Измеряемой величиной является флюенс H [Дж/см²], соответствующий интегрированию I по времени, не отражающий информации о временной огибающей Э/М импульса и пиковых значениях поля. В связи с этим, измерение поля в стоячих конфигурациях поля принципиальным образом отличается от измерений профиля интенсивности излучения в ближней зоне и требует разработки особых подходов.

Абсолютным теоретическим пределом локализации поля при фокусировке является электродипольная волна, инвертированная во времени [79, 80]. При этом амплитуда поля в перетяжке связана с пиковой суммарной мощностью через соотношение.

$$E_{max} = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{P}}{\lambda\sqrt{c}} \quad (2.13)$$

или в размерном виде:

$$E_{max}[V/m] \approx 0.79344 \times 10^8 \frac{\sqrt{P[W]}}{\lambda[\mu m]} \quad (2.14)$$

А объем в котором происходит локализация импульса составляет рекордные $V_{dp} \approx 0.032\lambda^3$.

Реализовать дипольную геометрию фокусировки в одном лазерном пучке стандартными методами фокусировки весьма проблематично [91, 92]. Существующие схемы для реализации однопучковой фокусировки под углом больше связаны с перефокусировкой эллипсоидальным зеркалом (см. рис. 2.1) [93—95] и требуют экзотических оптических элементов, которые из-за высокой асферичности либо почти невозможно изготовить и протестировать, либо они настолько малы, что сгорают при первом выстреле на петаваттном уровне мощности.

Многопучковая геометрия XCELS [21, 22] позволяет максимально приблизиться к формуле (2.14) без использования экзотических фокусирующих элементов. Платой за относительную простоту фокусирующей системы отдельного

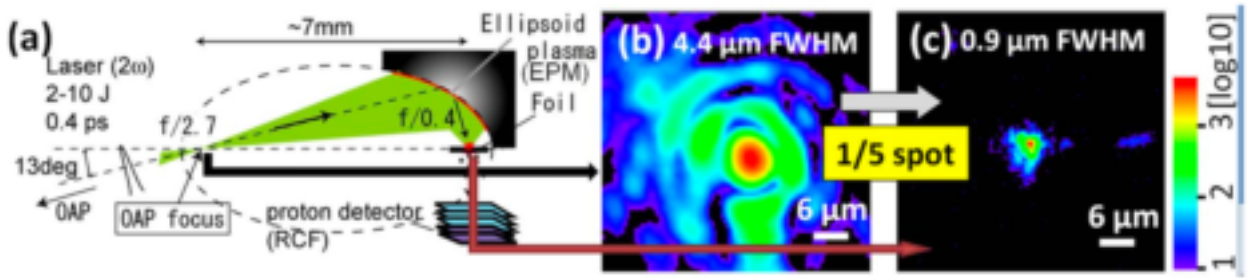


Рис. 2.1: Иллюстрация из [95] для перефокусировки лазерного излучения при помощи эллипсоидального плазменного зеркала. а) топология оптической системы, б) фокальное пятно на входе в систему, в) фокальное пятно после перефокусировки.

канала, однако, является необходимость когерентного сложения идеально сфокусированных и сведенных в одну точку импульсов. При этом aberrации отдельных каналов продолжают негативно влиять на амплитуду поля в главном фокусе и контроль aberrаций необходим в каждом из складываемых каналов.

Для единственного лазерного пучка, оценка влияния фазовых искажений осуществляется путем сравнения пятна фокусировки с идеализированным случаем без искажений, который называется дифракционным пределом и рассчитывается, исходя из предположении об идеальной фазировке всех пространственных компонент в точке фокуса. В скалярном приближении дифракционный предел для размера пятна определяется расходимостью пучка λ/D (где λ - длина волны, D - линейный размер апертуры) и эффективным фокусным расстоянием фокусирующего элемента F . Для острой фокусировки значимыми становится векторный характер интерференции различных пространственных компонент и дифракционный предел начинает давать завышенные значения для амплитуды поля в перетяжке, а для оценки предельных значения поля необходимо использовать более точные решения [81]. Но при умеренных числовых апертурах фокусировки <1 , дифракционный предел дает весьма точное представление о структуре поля в перетяжке (см. рис. 2.2).

При фокусировке бесконечной плоской монохроматической волны с длиной λ при помощи фокусирующей системы с круглой апертурой с диаметром D и фокусным расстоянием F , дифракционный предел для поля в перетяжке пред-

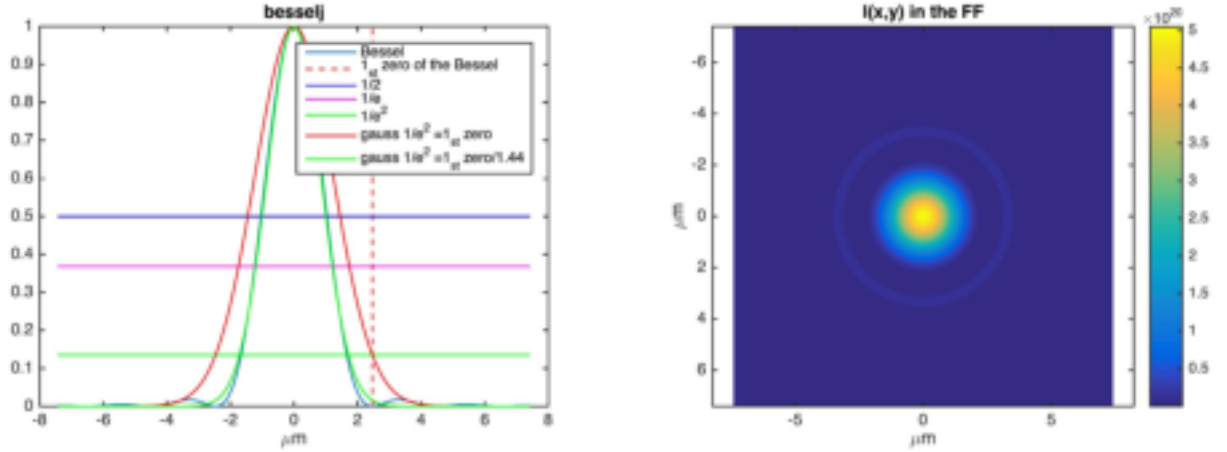


Рис. 2.2: Дифракционное фокальное пятно без aberrаций, рассчитанное в скалярном приближении для длины волны $\lambda = 910$ нм, фокусирующим элементом с фокусным расстоянием $F=40$ см и апертурой $D=180$ мм: сечение (левая панель) и фокальное распределение пиковой интенсивности для энергии 1 Дж при длительности $\tau=40$ фс.

ставляет собой функцию Бесселя первого рода,

$$I \propto E^2 \propto 4 \left(\frac{J_1(\xi)}{\xi} \right)^2 \quad (2.15)$$

где $\xi = \frac{\pi D r_{\perp}}{F \lambda}$

(2.15) в первый раз касается нуля в точке с координатой:

$$R_0 = 1.22 \frac{\lambda F}{D} \quad (2.16)$$

Пиковая интенсивность излучения в фокусе может быть найдена в результате нормировки пространственного интеграла от выражения (2.17) и оценена по формуле:

$$I = 9.3 \times 10^{22} \times \frac{P[PW]}{(f/D)^2} * \frac{0,91^2}{\lambda[\mu m]^2} = \frac{\pi}{4} \times 10^{23} \times \frac{P[PW]}{(f/D)^2 * \lambda[\mu m]^2} \quad (2.17)$$

Любые искажения волнового фронта приводят к снижению пиковой интенсивности, и удобной количественной характеристикой aberrаций пучка становится число Штреля S , которое мы введем как отношение пиковой интенсивности в фокусе к своему дифракционному пределу без фазовых искажений.

$$S_i = \frac{I}{I_{diff}} \quad (2.18)$$

Для коротких импульсов стоит различать пиковую интенсивность I и плотность энергии на квадратный сантиметр H - флюенс. В эксперименте, как правило,

используются детекторы интегрирующие весь импульс по времени, поэтому измеряемой величиной является именно отношение максимальных значений флюенса:

$$S = \frac{H}{H_{diff}}, \quad (2.19)$$

Величина S не чувствительна к любым пространственно однородным вариациям спектральной фазы, в частности к стретчированию/компрессии.

Стоит учесть, что в случае фемтосекундного излучения дифракционный предел (2.15-2.16) для различных спектральных компонент будет отличаться, а следовательно, структура поля фокального пятна, даже в отсутствии aberrаций, содержит пространственный окрас и пространственную неоднородность длительности, которая легко поддается измерению. Этот эффект растет с увеличением ширины спектра излучения, не зависит от остроты фокусировки, а хроматические aberrации, присутствующие в излучении, в общем случае, его только усиливают (см. рис. 2.3 [75])

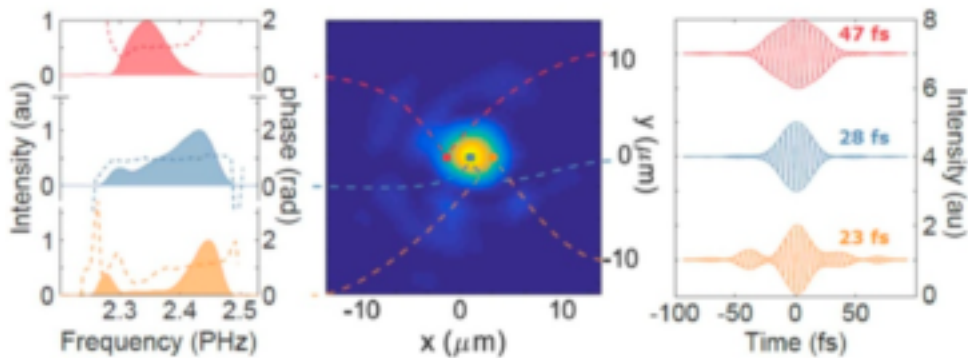


Рис. 2.3: Экспериментальная демонстрация пространственной неоднородности спектральных свойств фемтосекундного излучения в фокусе [75].

Кроме этого, значения (2.17-2.18) получены в скалярном приближении, а значит не учитывают векторный характер интерференции различных пространственных компонент [96], учет которых, в частности, приводит к возникновению компоненты электрического поля, направленной вдоль оси z в нулях распределения. Различия с точным решением начинают сказываться при больших числовых апертурах фокусирующего элемента. Например, при фокусировке $F/1.1$ фокальное пятно, рассчитанное в скалярном приближении, будет на 3% больше (FWHM), чем реальное распределение [97].

Между шириной спектра спектрально ограниченного импульса и его временным масштабом существует связь, аналогичная выражению 2.16, которая часто формулируется через введение параметра ТВР (time-bandwidth product):

$$\text{ТВР} = \Delta\nu\Delta\tau \quad (2.20)$$

ТВР связывает длительность импульса (FWHM) в секундах с шириной спектра (FWHM) в Гц. Для разных форм спектра ТВР несколько отличается:

$$TBP_{Gaussian} = \frac{2 \log 2}{\pi} \approx 0.441 \quad (2.21)$$

$$TBP_{\text{sech}^2} = \left(\frac{2 \log(1 + \sqrt{2})}{\pi} \right)^2 \approx 0.315 \quad (2.22)$$

2.1.4 Аберрации импульсов

Исторически термин аберрации вводился для описания искажений изображения в оптических объективах. Отсюда пошло и естественное разделение на геометрические аберрации, связанные с искажением геометрии объекта, и хроматические аберрации, приводящие к радужным разводам на границах изображаемых объектов при съемке в белом свете. При освещении (некогерентным) белым светом, каждый изображающий объектив демонстрирует специфические аберрации, которые слабо зависят от свойств объекта, и поэтому естественно было полагать, что аберрации являются неотъемлемым свойством объектива.

В случае транспортировки и фокусировки когерентного лазерного излучения объектом становится сам лазерный импульс, профиль интенсивности которого в произвольной плоскости оптической схемы начинает зависеть от интерференционного члена; начинают сказываться и накапливаться фазовые искажения, возникающие после прохождения через неидеальные оптические элементы. Искаженное излучение, в свою очередь, не может быть идеально сфокусировано даже фокусирующим элементом без аберраций (или наоборот). Поэтому для лазерных импульсов аберрации скорее удобно вводить как свойства излучения, нежели объективов и прочих оптических элементов. При этом справедливо отождествить аберрации оптического элемента с искажениям фазового фрон-

та, которые приобретает безабберационное излучение при прохождении этого неидеального элемента.

Для более простого описания проведенных исследований необходимо конкретизировать определения. В случае монохроматического излучения фазовым или волновым фронтом будем называть геометрическую поверхность с одинаковой (например, нулевой) фазой. Если при этом излучение фокусируется в дифракционный предел, то идеальный волновой фронт будем условно называть “плоским”, а фазовые искажения - нулевыми. Справедливости ради заметим, что “плоский” фронт в реальной схеме почти никогда идеально плоским не бывает. В частности, идеальный фронт сходящегося излучения будет сферическим, а на входе в абберационную оптическую систему будет содержать искажения, равные искажениям системы взятым с обратным знаком. Отметим, что фазовые искажения измеряются в радианах, в то время как искажения фазового фронта измеряются в единицах длины, например, нанометрах. Искажения будем считать по-нормали к фазовому фронту, поэтому фазовые искажения будут связаны с искажениями фазового фронта, как

$$\Delta\Psi = 2\pi\lambda\Delta\phi \quad (2.23)$$

Для оценки искажений волнового фронта удобно преобразовывать двумерных профиль искажений к некоторой скалярной величине. Такими величинами являются число Штреля S , и σ - среднеквадратичное искажений фазового фронта СКО.

Число Штреля можно оценить при помощи приближения Марешаля [98—100], по значению :

$$S(\sigma) \approx e^{-(2\pi\sigma)^2} \approx 1 - (2\pi\sigma)^2 + \dots \quad (2.24)$$

Однако, в присутствии аббераций высокого порядка, формула (2.24) скорее всего будет давать завышенные значения [99, 101].

Излучение принято называть безабберационным, если значение $S > 0.8$, что порождает два критерия на безабберационность фазового фронта: критерий Марешаля и критерий Релея. Критерий Марешаля следует напрямую из выражения (2.24) и согласно ему волновой фронт считается безабберационным если

СКО искажений фазового фронта $\sigma < \lambda/14$. Критерий Релея вводится для грубой оценки степени aberrаций по амплитуде искажений фазового фронта и выполняется если $\Delta\Psi < \lambda/4$.

Для описания искажений фазового фронта в оптике принято использовать разложение по полному набору полиномов, названных в честь предложившего их использование Фрица Цернике:

$$\begin{aligned} \Delta\psi(\rho, \phi) &= \sum \sum c_{mn} R_n^m(\rho) \cos(m\phi) = \\ &= C_{00} + C_{20}R_2^0(\rho) + C_{40}R_4^0(\rho) + C_{60}R_6^0(\rho) \dots \\ &+ C_{11}R_1^1(\rho) \cos \phi + C_{31}R_3^1(\rho) \cos \phi + C_{51}R_5^1(\rho) \cos \phi + \dots \\ &+ C_{22}R_2^2(\rho) \cos 2\phi + C_{42}R_4^2(\rho) \cos 2\phi + \dots \end{aligned} \quad (2.25)$$

где ρ, ϕ - полярные координаты, m - степень ϕ , n - степень ρ ($n > m$, $(n - m)$ - четное число), $R_n^m(\rho)$ - радиальные полиномы Цернике, зависящие только от ρ .

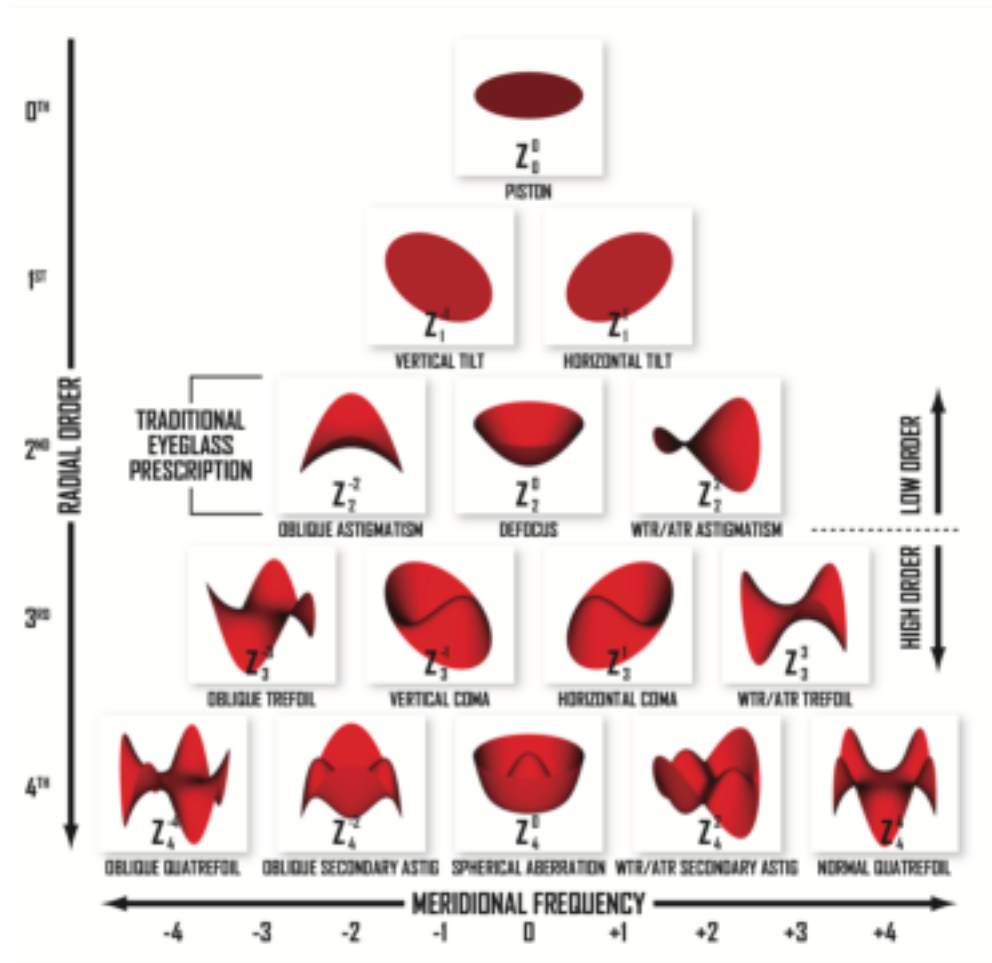


Рис. 2.4: Вид полиномов Цернике, используемых для представления оптических aberrаций

Полиномы Цернике - это самый распространенный вид представления опти-

ческих aberrаций. Вторым по популярности способом разложения aberrаций является разложение Зейделя [100] (см. рис. 2.5.), которое, однако, используется реже из-за того что имеет затруднение со сходимостью и представлением aberrаций порядка выше третьего).

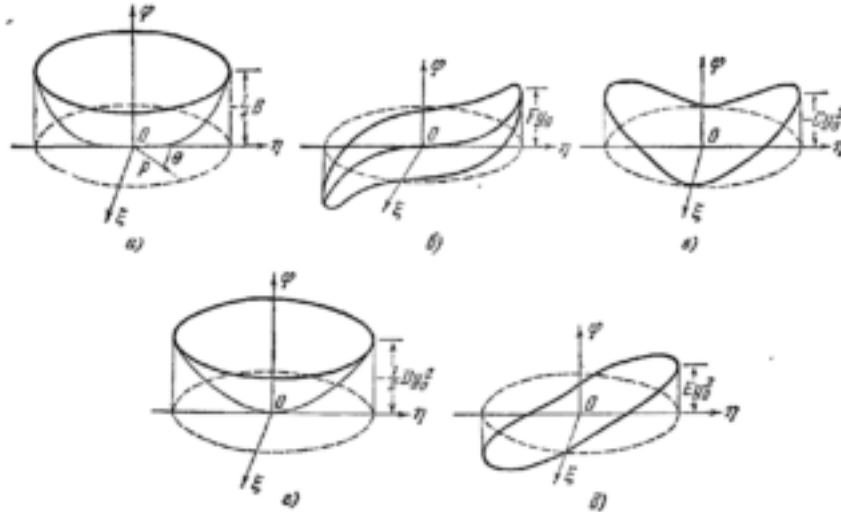


Рис. 2.5: Иллюстрация пяти первичных волновых aberrаций Зейделя, представленных в виде искажения волнового фронта. а) - сферическая, б) - кома, в) - астигматизм, г) - кривизна поля, д) - дисторсия.

Существует альтернативный способ представления aberrаций, через нарушение гомоцентричности лучей [102]. Но в рамках данной диссертации представление через пространственные моды кажется более естественным и удобным.

2.1.5 Типы хроматических aberrаций

При рассмотрении полихроматического излучения имеет смысл говорить о фазовых искажениях индивидуально для каждой частотной компоненты излучения. Если формы волновые фронтов излучения для разных частот отличаются, то принято говорить о хроматических aberrациях излучения.

Наиболее простыми типами хроматических aberrаций является угловая дисперсия (угловой chirp) и хроматические aberrации линзы. Угловая дисперсия проявляется в линейной зависимости направления волнового вектора $\vec{k}(\omega)$ от частоты:

$$k_{\perp} = k_{\perp 0} + a\omega \quad (2.26)$$

Угловой chirp возникает при прохождении специфических оптических эле-

ментов (дифракционных решеток, призм или их комбинаций) [34] и, как следствие, возникает при расстройке компрессора лазерных систем с усилением chirпированных импульсов [32]. Угловой chirп проявляется в окрасе фокального пятна и в скошенном амплитудном фронте [103, 104], который нашел широкое применение в нелинейной оптике. В частности при генерации ТГц импульсов скошенный фронт используется для обеспечения фазового синхронизма [105, 106]. В мощных фемтосекундных лазерных системах угловая дисперсия минимизируется путем подстройки системы стретчер - компрессор.

Хроматические aberrации в линзах возникают из-за материальной дисперсии оптического материала, приводящей к различиям в геометрической расходимость волновых фронтов на разных длинах волн. Деформируемым зеркалом такого рода искажения компенсировать невозможно. Снижение хроматических aberrаций в оптической схеме достигается заменой отдельных линз на специализированные объективы, представляющие комбинации выпуклой/вогнутой линз [107], или за счет использования отражательных фокусирующих и дефокусирующих элементов [108].

Отдельно отметим нелинейные искажения, рождающиеся в результате фазовой самомодуляции в среде при высокой интенсивности лазерного излучения [28]. Фазовая самомодуляция является мощным инструментом для повышения пиковой интенсивности лазерных импульсов [23]. Отличительная особенность нелинейных искажений в том, что кроме хроматических фазовых искажений (специфичных для каждой частотной компоненты геометрически искажений), возникают еще хроматическая неоднородность амплитудного спектра.

Поскольку преобразования Фурье однозначно связывают временную динамику поля электромагнитной волны с ее комплексным частотным спектром, то, иногда, удобно пользоваться представлениям нелинейных aberrаций в виде динамически изменяющейся во времени формы эффективного фазового фронта излучения. Динамика формы этого фронта проявляется на временных масштабах порядка долей длительности импульса и тяжело поддается экспериментальному измерению. Эта динамика совершенно недоступна измерению при помощи стандартных датчиков волнового фронта - ДВФ. Коррекция биморфными

зеркалами на фемтосекундных и даже наносекундных временах также невозможно.

Такой подход, однако, приводит к интересным выводам. Переменный во времени эффективный фазовый фронт невозможно скорректировать для всех временных срезов лазерного импульса, однако, что важно, его можно скорректировать в заданный момент времени. Если для коорректировки выбрать момент времени t_p , соответствующий пиковой мощности импульса, тогда именно в этот момент фокусирующее пятно будет соответствовать дифракционному пределу, а пиковая интенсивность будет максимальной. При этом во все остальные моменты времени пятно будет больше дифракционного, что и будет зафиксировано фокальной ПЗС-камерой, интегрирующей сигнал по времени [26].

Таким образом, нелинейные фазовые искажения приводят к увеличению размеров фокального пятна, что не обязательно соответствует снижению пиковой интенсивности при фокусировке [26, 28]. Видимое увеличение пятна в данном случае является следствием снижения когерентности импульса. Удивительным является то, что снижение когерентности не всегда означает снижение пиковой интенсивности при фокусировке.

В любом случае, очевидно, что хроматические aberrации любой природы, начинают заметно сказываться на фокальном пятне только в случае, когда геометрические aberrации системы исправлены или несущественны. Как следствие, коррекция нелинейных фазовых искажений возможна только при адекватной коррекции геометрических aberrаций системы.

2.2 Принцип работы систем коррекции волнового фронта на основе зеркал с управляемой формой поверхности.

Принципиальная схема адаптивной системы коррекции волнового фронта (АОС) представлена на рис. 2.6.

Суть штатной работы адаптивной оптической системы (АОС) сводится к исправлению формы волнового фронта излучения. Активным элементом АОС является зеркало с управляемой формой отражающей поверхности - ЗУФ [24, 109, 110] (см. рис 2.6), управление формой которого осуществляется на основании

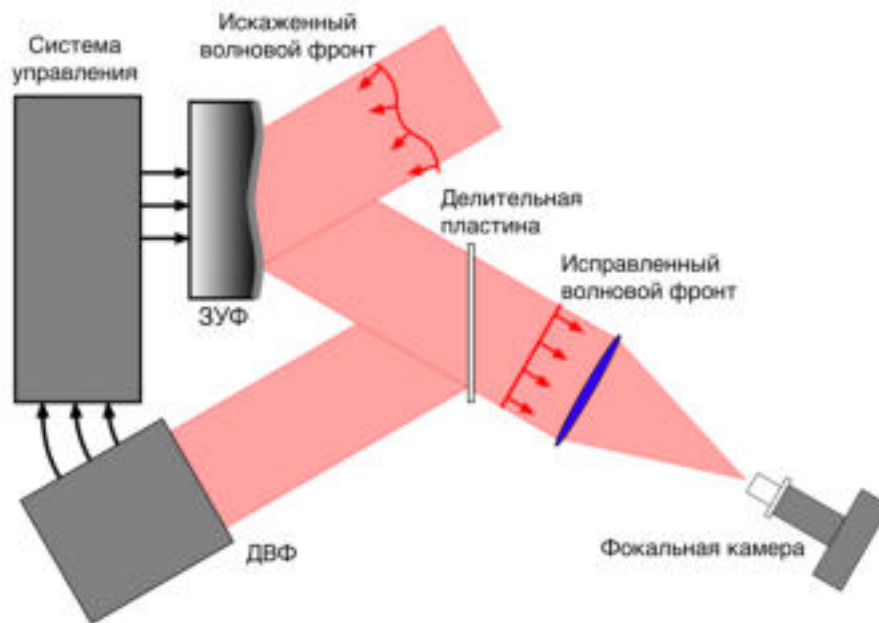


Рис. 2.6: Принципиальная схема адаптивной оптической системы (АОС). ЗУФ - биморфное деформируемое зеркало с управляемой формой поверхности, ДВФ - датчик волнового фронта.

показаний датчик волнового фронта ДВФ [111] расположенного в диагностическом оптическом канале. Точность работы АОС напрямую связано с точность калибровки, а именно нахождением профиля волнового фронта на ДВФ, соответствующего идеальному безаберрационному пятну в плоскости фокальной камеры.

2.2.1 Устройство зеркала с управляемой формой поверхности биморфного типа

Биморфное деформируемое зеркало (ЗУФ) (см. рис. 2.7) представляет собой трехслойную пластину, состоящую из полированной подложки из оптического стекла, и двух пьезокерамических дисков с токопроводящими поверхностями: сплошным и сегментированным [112]. Все компоненты зеркала жестко склеены между собой. На свободную от пьезодисков поверхность, на рис. 2.7 расположенную сверху, наносится многослойное диэлектрическое отражающее покрытие с коэффициентом отражения не менее 99.8% в спектральном диапазоне 910 ± 50 нм. Вследствие обратного пьезоэффекта при наличии приложенного электрического поля в пьезодисках происходит продольное сжатие/растяжение

пьезокерамики, что приводит к деформации (изгибу) отражающей поверхности деформируемого зеркала. Внутренний пьезодиск со сплошным электродом служит для формирования общей кривизны поверхности зеркала. На внешней поверхности второго диска выполнены электроды в виде гальванически развязанных сегментов, с помощью которых формируются локальные деформации [77]. При подаче управляющих напряжений на группу электродов сегментированного пьезодиска деформация поверхности зеркала представляет собой суперпозицию деформаций, вызванных напряжением на отдельных электродах. Большая часть исследований, описанных в диссертации, проведена с использованием ЗУФ с диаметром 240 мм, оснащенное 96-электродами с максимальной деформацией поверхности более $100 \mu\text{м}$ (дефокусировка) в диапазоне управляющих напряжений $-300 \dots +600 \text{ В}$, частота первого резонанса около 550 Гц, гистерезис 12%.

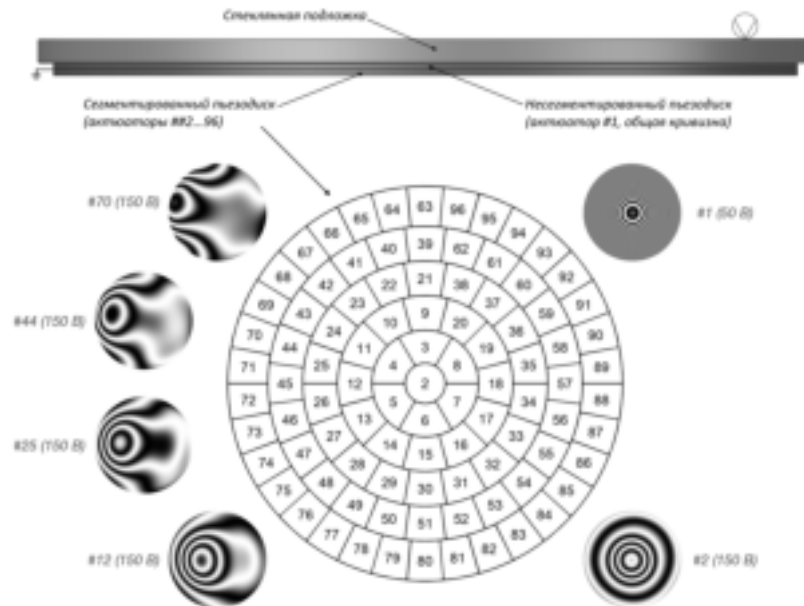


Рис. 2.7: Принципиальное устройство биморфного деформируемого зеркала (ЗУФ), схема электродов сегментированного пьезодиска и примеры интерферограмм функций отклика некоторых электродов (разность фаз между соседними полосами интерферограммы соответствует деформации зеркала на половину длины волны).

2.2.2 Датчик волнового фронта

Принцип работы датчика волнового фронта (ДВФ) представлен на рисунке 2.8. В работе применялся ДВФ на основе 1-дюймовой КМОП-камеры (2048 x 2048

пикселей) со встроенным в нее микролинзовым растром с фокусным расстоянием 3.2 мм и периодом 136 $\mu\text{м}$. Линзовый растр делит падающий на ДВФ волновой фронт на субапертуры (более 6500 на всей апертуре датчика) и формирует изображение двумерной сетки фокальных пятен (гартманнограмму) на приемной матрице датчика [111]. Положение центра тяжести каждого пятна определяет усредненный по соответствующей субапертуре локальный наклон волнового фронта. Детальное описание алгоритма восстановления профиля волнового фронта приведено в [113]. Результатом работы алгоритма восстановления является отличие волнового фронта излучения от эталонного, который находится в результате индивидуальной калибровки каждого датчика.

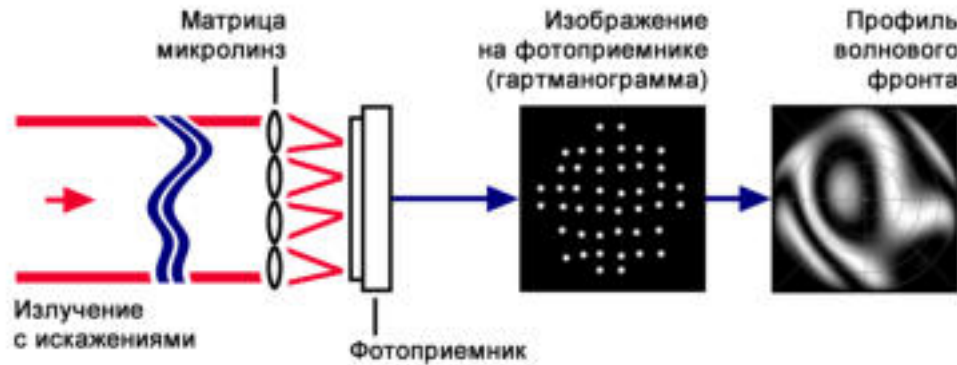


Рис. 2.8: Принцип действия датчика волнового фронта гартманновского типа.

Отметим, что в случае наличия хроматических aberrаций, в частности нелинейных фазовых искажений (НФИ), локальный наклон волнового фронта становится специфичным для каждой длины волны, и положение центра масс пятна в субапертуре начинает соответствовать некоторой усредненной по всем длинам волн характеристике, которую удобно называть эффективным наклоном волнового фронта. При этом вклад в весовые коэффициенты при этом усреднении начинает давать спектральная однородность матрицы камеры и элементов оптической схемы, таких как диэлектрические зеркала. В связи с этим при наличии НФИ к интерпретации эффективной формы волнового фронта, восстановленной по данным с ДВФ нужно относиться с осторожностью.

2.2.3 Фазовое сопряжение - активная коррекция фазовых искажений

Активная коррекция состоит в поддержании целевой/эталонной формы волнового фронта в плоскости ДВФ за счет изменения формы ЗУФ. Алгоритм работы при активной коррекции называется фазовым сопряжением [111, 114] и требует рутинной процедуры нахождения функций отклика для всех электродов ЗУФ. Функции отклика данного электрода представляют собой относительную деформацию волнового фронта, вызванную приложением единичного напряжения ко всем электродам, по-отдельности. Функции отклика (примеры представлены на рис. 2.7) соответствуют удвоенным деформациям поверхности ЗУФ.

Коррекция осуществляется по шагам. На каждом шаге невязка (отклонение формы волнового фронта от целевой), измеренная ДВФ, раскладывается в ряд по функциям отклика, а полученные в ходе этого разложения значения управляющих напряжений прикладываются к электродам. Из-за гистерезиса и умеренной нелинейности откликов зеркала, минимальная невязка достигается за 2-4 шага активного сопряжения. Используемая в экспериментах адаптивная система способна совершать шаги коррекции с обратной связью с частотой не менее 20 Гц, ограниченной скоростью захвата и обработки изображения с ДВФ, само же деформируемое зеркало обрабатывает управляющие напряжения на частотах не менее 400 Гц.

Невязка представляет собой двумерный профиль, амплитуду которого удобно оценивать через среднеквадратичное отклонение - σ и/или разницу максимального и минимального значений - PV . В гипотетической ситуации отсутствия аберраций между фокусирующим пятном и ДВФ, невязка однозначно связана с числом Штреля в целевой точке фокусировки. В частности, если критерий Марешаля $\sigma < \lambda/14$ выполняется, то число Штреля S принимает значение более 0,8.

2.3 Повышение точности калибровки АОС

Невозможность проведения прямых измерений волнового фронта сверхмощного излучения приводит к тому, что диагностический канал организуется в ослабленном пучке за одним из крупноапертурных транспортных зеркал. Излучение в диагностическом канале проходит сквозь толщу зеркала, минуя часть элементов основного тракта, что приводит к так называемым разностным искажениям, которые проявляются в отличии эталонной формы волнового фронта, наблюдаемой в месте расположения ДВФ, от плоскости или, что тоже самое, отличной от нуля невязке при отсутствии aberrаций в фокальном пятне. Как следствие, эталонная форма известна только с точностью до разностных искажений, которые необходимо найти в ходе дополнительной калибровки. Таким образом, в общем случае работа АОС разбивается на две стадии: калибровка – нахождение эталонной формы волнового фронта [115–118], и коррекция – поддержание этой формы [119].

Калибровка, как правило, заключается в проведении итерационной процедуры, сводящейся к оптимизации фокусирующего пятна путем перебора напряжений на управляющих электродах деформируемого зеркала [115–118]. Продолжительность этой процедуры составляет десятки минут, в результате чего АОС чувствительна ко всем более быстрым динамическим aberrациям. Волновой фронт измеряется по окончании процедуры и его форма принимается за эталонную. Ошибки в определении эталонной формы очевидно приводят к снижению качества фокусировки при коррекции.

В диссертационной работе обсуждается новый подход для динамического определения эталонной формы профиля волнового фронта, основанный на обработке синхронно полученных данных с датчика Шака – Гартмана (ближняя зона) и изображения перетяжки пучка лазерного излучения (дальняя зона). Подход позволяет существенно увеличить точность и уменьшить время оптимизации фокального пятна за счет корректной интерпретации вклада динамических aberrаций. Точность калибровки системы, в свою очередь, определяет эффективность коррекции во всех режимах, включая режим с низкой частотой

повторения и компенсацию нелинейных фазовых искажений.

По сути своей калибровка заключается в измерении формы волнового фронта в плоскости ДВФ, соответствующей безабберационной перетяжке. Будучи измеренной, эта форма принимается в качестве эталонной. Для этого необходимо найти способ заставить ЗУФ принять требуемую для этого форму. Наиболее надежным вариантом является применение метода фазового сопряжения относительно показаний вспомогательного, безабберационного, идеально откалиброванного и настроенного ДВФ, расположенного непосредственно за целевой перетяжкой. В случае, когда помещение вспомогательного ДВФ в перетяжку затруднено, используются прямые методы оптимизации фокального пятна при помощи ЗУФ.

Отметим, что возможность переопределения эталонного фазового профиля открывает дополнительные экспериментальные возможности, потому что ДВФ, даже находясь в абберационном диагностическом тракте и на достаточном удалении, может быть перекалиброван таким образом, чтобы диагностировать качество фокусировки в целевой точке. При этом снижаются требования как к безабберационности диагностического тракта, так и к абберациям в фокусирующей системе. Кроме этого такой подход, с определенными оговорками, позволяет измерять волновой фронт излучения высокой мощности в разовом режиме. Оговорки касаются в первую очередь необходимости переноса изображения деформируемого зеркала на плоскость датчика волнового фронта и точности переопределения эталонного фронта для разового излучения с учетом его высокой интенсивности, низкой частоты повторения и возможных вариаций в заполнении ближней зоны лазерного импульса.

Рассмотрим три метода прямой калибровки АОС. Метод 1 - это апертурное зондирование по электродам [112], метод 2 – апертурное зондирование по линейным комбинациям электродов, соответствующим модам Цернике [120, 121], и метод 3 - оригинальный метод, основанный на динамическом определении эталонной формы волнового фронта.

2.3.1 Апертурное зондирование по электродам.

Метод апертурного зондирования по электродам подробно описан в работе [112] и представляет собой вариацию классического численного итерационного метода градиентного спуска. Суть метода заключается в следующем. Система помещается в некую начальную точку, соответствующую набору напряжений на электродах. После чего на каждой итерации измеряется изменение числа Штреля в фокальной плоскости при вариации напряжений в небольшой окрестности значений начальной точки последовательно для всех электродов за исключением первого, отвечающего за дефокус. Если вариация на данном электроде привела к значимому увеличению S , то напряжение меняется в соответствии с этой вариацией. В противном случае, если вариация приводит только к уменьшению S , то значение напряжения остается неизменным.

2.3.2 Апертурное зондирование по модам Цернике

Метод 2 является усовершенствованием апертурного зондирования. Основное отличие метода заключается в том, что варьируется не напряжение на отдельном электроде, а линейная комбинация напряжений на всех электродах сразу. Линейные комбинации находятся в ходе разложения полиномов Цернике по функциям отклика. Очевидным преимуществом такого подхода является ортогональность полиномов Цернике и естественность их использования для описания типичных для оптической системы aberrаций, что приводит к заметному увеличению скорости сходимости и более точному нахождению глобального максимума.

2.3.3 Оригинальный динамический метод

Основным недостатком методов 1 и 2 является допущение, что напряжения на электродах однозначным образом связаны с формой волнового фронта. Однако в присутствии динамических aberrаций это не так. Динамические aberrации на входе в АОС аддитивно складываются с вариациями формы зеркала и вызывают эффект от изменения напряжений на электродах. Точность определения эталонного фронта при этом снижается.

Нами было предложено решение ввести систему в режим фазового сопряжения, отказавшись тем самым от контроля напряжений на отдельных электродах. Такое решение стабилизирует перетяжку и показания ДВФ относительно внешних динамических аберраций, и делает яркость независимой от динамических аберраций. При этом, напряжения на электродах постоянно меняются на частоте работы фазового сопряжения, система отрабатывает динамические аберрации.

При этом на каждой итерации система сравнивает S для целевых функций, отличающихся на линейные комбинации полиномов Цернике (по аналогии с [121]). Если в ходе вариации эталонной функции фокальное пятно улучшается, то соответствующий волновой фронт принимается за эталонный, и так до выхода из цикла. Для реализации метода необходима техническая возможность одновременного захвата (считывания) изображения с фокальной камеры и с датчика Шака – Гартмана. В методах 1 и 2 показания с датчика Шака – Гартмана не используются.

В динамическом методе 3 вариации волнового фронта измеряются непосредственно, в результате чего динамические аберрации никак не влияют на точность метода. Таким образом, основным преимуществом динамического метода является корректный учет динамических аберраций. Отметим, что эти выводы справедливы только в случае отсутствия динамической составляющей в разностных аберрациях.

Следует отметить, что динамическое определение эталонной формы волнового профиля возможно даже при отсутствии дорогостоящего элемента с управляемой формой поверхности. Для этого синхронно обрабатываются вариации картин ближней и дальней зоны, возникающие из-за динамических аберраций при зафиксированной форме ЗУФ. Это обстоятельство может быть использовано в качестве альтернативного способа измерения разностных искажений в оптической схеме даже в отсутствии активного элемента с управляемой формой поверхности.

2.3.4 Экспериментальная демонстрация эффективности динамического метода калибровки

Предлагаемый подход был реализован в ходе модификации 200-мм адаптивной системы коррекции волнового фронта (ООО «Активная оптика НайдН, Россия») на лазерном комплексе PEARL и позволил в лабораторных условиях продемонстрировать увеличение числа Штреля вплоть до $S = 0.86$ для излучения лазерного диода при фокусировке лазерного пучка диаметром 180 мм параболическим зеркалом с апертурой $F/2.5$.

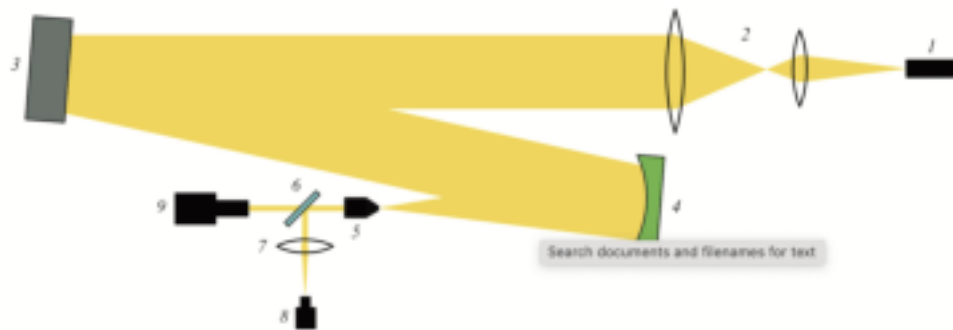


Рис. 2.9: Принципиальная схема эксперимента, демонстрирующего эффективность динамического метода калибровки АОС.

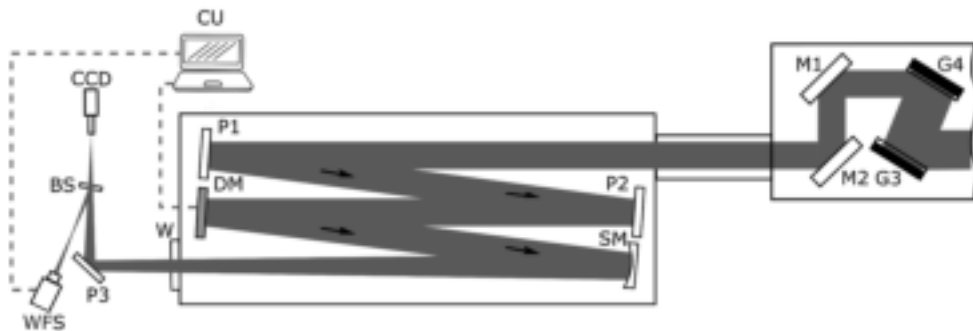


Рис. 2.10: Принципиальная схема эксперимента, демонстрирующего эффективность динамического метода калибровки АОС.

Принципиальная оптическая схема для экспериментальной демонстрации эффективности подхода приведена на рис. 2.9. Лазерный пучок диаметром 180 мм создавался путем масштабирования пучка излучения непрерывного лазерного диода (Thorlabs, LP915-SF40, длина волны $\lambda = 915$ нм) в расширяющем телескопе. Использовалось биморфное зеркало с 96 управляемыми элементами, оптимизированное под пучок излучения диаметром 200 мм. Устройство и

возможности биморфного зеркала подробно описаны в работе [122]. Необходимая форма профиля волнового фронта поддерживалась с использованием алгоритма фазового сопряжения, описанного в [114]. Для рабочего диапазона пространственных частот aberrаций фазовое сопряжение обеспечивало средне-квадратичное отклонение (СКО) σ измеренного фронта от эталонного лучше $\lambda/20$ и компенсировало фазовые искажения при работе адаптивной системы коррекции с частотой до 5 Гц. Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с $F/2.5$, что в пределе обеспечивало дифракционное пятно диаметром $3.34 \mu\text{м}$ на уровне $1/e^2$ по интенсивности. Расходящееся из перетяжки излучение коллимировалось микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.65$, после чего, отразившись от светоделителя, оно фокусировалось линзой ($f = 180 \text{ мм}$) на матрицу фокальной камеры. Прошедшая светоделитель часть пучка попадала на датчик Шака – Гартмана [111]. Параболическое зеркало 4 вместе с объективом 5 обеспечивали оптическое сопряжение плоскостей поверхности биморфного зеркала и линзового раstra датчика Шака – Гартмана, СКО чувствительности которого составляет $5 - 10 \text{ нм}$. Фокусировка осуществлялась в мишенной камере лазерно-плазменного комплекса PEARL с использованием крупноапертурных оптических элементов. Для этого излучение лазерного диода вводилось в силовой оптический тракт. Полученная калибровка АОС может быть использована для коррекции волнового фронта фемтосекундных импульсов лазера PEARL при полной мощности его излучения.

В системе коррекции присутствовали динамические aberrации волнового фронта излучения, возникающие из-за нестационарных потоков воздуха между телескопом 2 и деформируемым зеркалом 3. В результате показания датчика Шака – Гартмана содержали случайную двумерную составляющую с СКО σ_d до 30 нм и характерным пространственным масштабом в 0.25 размера апертуры, полностью изменяющуюся на характерных временах порядка 1 с . Существенные вариации амплитудного профиля излучения при этом отсутствовали. Амплитудой динамических aberrаций можно было управлять путем блокировки воздушных потоков. Кроме того, воздушные потоки были полностью исключены в частях схемы, располагающихся после деформируемого зеркала.

В идеальных условиях для круглого пространственно однородного лазерного пучка, размер которого согласован с активным размером зеркала, и при блокировке динамических aberrаций σ , составляет около 20 нм, что для безошибочно определенной эталонной формы волнового фронта, согласно приближению Марешаля, соответствует числу Штреля $S > 0.95$ [114]. В проводимом эксперименте значения S , рассчитанные по изображениям с фокальной камеры, были обычно меньше (см. табл. 2.1), что объясняется конечной точностью определения эталонной формы волнового фронта и вкладом динамических aberrаций. Число Штреля S , как и в работе [5], вычислялось с учетом распределения интенсивности в ближней зоне излучения с использованием описанной ниже процедуры Фурье-фильтрации.

2.3.5 Анализ экспериментальных данных

Результаты коррекции для разных методов нахождения эталонного профиля приведены в таблице 2.1. Здесь σ – СКО измеренного волнового фронта от эталонного при активной коррекции; σ_d – среднее по времени СКО волнового фронта от своего среднего значения при фиксированных напряжениях на деформируемом зеркале. В методах 2 и 3 оптимизация проводилась по первым одиннадцати модам Цернике в номенклатуре работы [121].

Метод:	$\sigma_d = 30$ нм	$\sigma_d = 15$ нм
Метод (1)	$S < 0,2$; $\sigma = 25$ нм	$S = 0,3$; $\sigma = 20$ нм
Метод (2)	$S = 0,55$; $\sigma = 25$ нм	$S = 0,7$; $\sigma = 20$ нм
Метод (3)	$S = 0,86$; $\sigma = 25$ нм	$S = 0,86$; $\sigma = 20$ нм

Таблица 2.1: Зависимости числа Штреля S и СКО σ от амплитуды динамических aberrаций σ_d , вызванных воздушными потоками, при калибровках, выполненных разными методами, при активном фазовом сопряжении. Метод 1 - апертурное зондирование, метод 2 - апертурное зондирование по модам Цернике, метод 3 - динамический метод калибровки.

Из табл 2.1 следует, что точность нахождения эталонного профиля динамическим методом 3 существенно выше, чем методами 1 и 2. Кроме того, метод 3 меньше подвержен влиянию динамических aberrаций. Превосходство метода 3 над методом 2 при меньших σ_d достигается за счет корректного учета гистерезиса

зиса системы и линейной зависимости деформаций, возникающих при подаче напряжения на управляющие электроды. Из табл. 2.1 также видно, что при больших значениях динамических aberrаций эффективность активной коррекции незначительно ухудшается - σ становится больше вне зависимости от метода нахождения эталонного профиля.

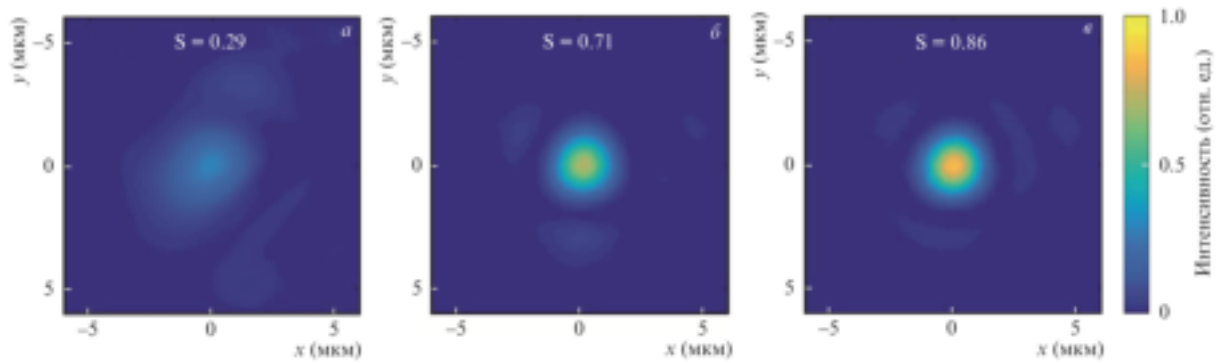


Рис. 2.11: Распределения плотности потока энергии H в дальней зоне и значения числа Штреля S при фазовом сопряжении относительно эталонного волнового фронта, определенного методами 1 (а), 2 (б) и 3 (в).

Характерные картины дальней зоны для эталонных профилей волнового фронта, определенных разными методами, приведены на рис. 2.10. Коррекция во всех случаях выполнялась при помощи алгоритма фазового сопряжения, но на основании эталонной формы волнового фронта определенной разными методами.

2.3.6 Основные результаты внедрения динамического метода калибровка АОС

Предложен метод динамического определения эталонного волнового фронта для адаптивной коррекции волнового фронта в мощных лазерных системах. Метод основан на анализе синхронно полученных данных о ближней и дальней зонах излучения, позволяет корректно интерпретировать динамические aberrации и учитывать ограничения деформируемого зеркала, связанные с гистерезисом и нелинейностью электродов.

По сравнению с рассмотренными альтернативными методами, предложенный динамический метод более точен и требует меньшего числа итераций в присутствии динамических aberrаций, вызванных воздушными потоками.

Для используемого биморфного зеркала метод 1 (апертурное зондирование по электродам) дает неточный результат из-за наличия локальных максимумов осевой яркости, которые для алгоритма неотличимы от глобального максимума. Избежать проблем с локальными максимумами позволяет использование линейно независимых функций – мод Цернике. Поскольку моды Цернике лучше подходят для описания оптических aberrаций, чем функции отклика зеркала, то для эффективной компенсации искажений волнового фронта достаточно аппроксимация относительно небольшим числом мод, поэтому предложенный динамический метод также основан на параметризации волнового фронта через разложение по модам Цернике. В этом смысле результаты наших исследований полностью подтверждают выводы работы [120].

Отдельно отметим, что обработка синхронно полученных данных в ближней и дальней зонах излучения позволяет проводить поиск эталонного профиля волнового фронта даже при отсутствии элемента с управляемой формой за счет анализа вариаций параметров фокального пятна, вызванных динамическими aberrациями.

2.4 Повышение точности измерения числа Штреля при помощи Фурье-фильтрации.

При измерении распределения в дальней зоне, шумовая компонента проявляется в добавлении к числу отсчетов каждого пикселя цифровой камеры независимой случайной величины, среднее значение и дисперсия которой зависят как от физических параметров камеры (размер пикселя, температура и др.), так и от режима ее работы (тип затвора, длительность экспозиции, уровня усиления и проч.). Наличие шумовой компоненты приводит к тому, что даже в пикселях, в которых полностью отсутствуют сигнальные фотоны, наблюдается ненулевое число отсчетов. Математическое ожидание μ_n шумовых отсчетов в наших измерениях было около 1% от максимального числа отсчетов (4096 для 12 битной матрицы), среднеквадратичное отклонение $\sigma_n = 0.5\%$, что является типичным значением для коммерчески доступных матриц. Стоит отметить, что существуют технические способы снижения шумовой дисперсии, связанные, например

с увеличением размера пикселя, охлаждением матрицы и другими технологическими усовершенствованиями. Эти решения тоже приводят к повышению точности измерения S . Однако, неизбежное в этом случае повышение стоимости и трудоемкости постановки эксперимента не всегда оправдано.

Шумовые отсчеты необходимо корректно интерпретировать, поэтому рассмотрим простейший сценарий обработки изображения перетяжки лазерного импульса с фокальной камеры. Для оценок округлим параметры эксперимента. Рассмотрим матрицу с характерным разрешением 1000×1000 пикселей (10^6), и размером пикселя $5 \mu\text{м}$ которая помещена в фокальную плоскость с характерным размером перетяжки $50 \mu\text{м}$ (10 пикселей). При этом измеряемый импульс занимает примерно 100 пикселей. Для 12-битной камеры энергия в каждом пикселе представляется 4096 отсчетами, число которых пропорционально числу фотонов, попавших на пиксел. Обычно, для исключения переполнения числа отсчетов ("пересвета") светофильтры на камере подбираются таким образом, чтобы максимальное число отсчетов составляло 50%-70% от максимума. Для определенности рассмотрим изображение с максимумом в 2000 отсчетов; энергия сигнала в котором, соответствует 2×10^5 отсчетов, просуммированных на всей матрице.

Среднеквадратичное отклонение числа шумовых отсчетов σ_n составляет 0.5% от их максимального числа - 20 отсчетов. Простейшая процедура учета шума состоит в том, чтобы из значения отсчетов во всех элементах матрицы вычесть математическое ожидание шума μ_n , которое будем находить, усредняя значение отсчетов на периферии, в области 100×100 пикселей, где сигнал должен заведомо отсутствовать. Область усреднения не может быть слишком большой, чтобы не захватить пиксели с сигналом. Усреднение по 100^2 пикселям дает точность определения математического ожидания $\sigma_\mu = \sigma_n / \sqrt{n}$, где n - число пикселей по которым идет усреднение. Таким образом, в среднем математическое ожидание шума будет определяться с точностью 0.2 отсчета, что на масштабах всей матрицы приведет к ошибке $0.2 \times 10^6 = 2 \times 10^5$ отсчетов или 100% для измерения энергии полезного сигнала. Полученное значение S будет в среднем отличаться от реального в 2 раза, что, очевидно, неудовлетворительно. Поэтому обычно используются

вариации метода, связанные с занулением значений в пикселях ниже порогового.

Порог для обрезания шума разумно выбрать таким образом, чтобы остаточная энергия, содержащаяся в шумовых отсчетах была существенно меньше энергии в сигнале. После процедуры вычитания нуля, энергия в шуме составляет порядка $\sim 100\%$ от сигнальной, поэтому для уменьшения вклада шума до уровня, например, 5% , при нормальном распределении шума, мы должны выбрать порог на уровне $8\mu_n + 2\sigma = 80$ отсчетов или 4% от максимального значения сигнала. При этом ниже порога неизбежно окажется часть сигнала. Например, для идеальной фокусировки импульса с однородным заполнением апертуры (число Штреля $S=1$) легко подсчитать, что часть энергии сигнала, лежащей в фокальной плоскости под порогом 2σ составляет 12% , что повлечет соразмерную ошибку в измерении S . В случае заметных аберраций, часть сигнала, находящаяся под порогом, будет существенным образом зависеть от конкретного распределения в фокальной плоскости. Зависимость значения S , которое удастся восстановить по экспериментальным данным от формы распределения в дальней зоне является очевидным подтверждением некорректности таких измерений. Основываясь на этой логике, также можно показать что изменение энергии лазерного импульса (изменение отношения сигнал/шум) при сохранении формы распределения в дальней зоне также будет приводить к различиям в восстановленных значениях S , что усложняет интерпретацию данных даже внутри одной экспериментальной серии. Любые дополнительные паразитные засветки матрицы, которые мы оставили за рамками обсуждения, способны только снизить точность проводимых измерений. Реальные измерения проводятся с погрешностью в разы большей чем 12% , причем адекватная оценка этой ошибки затруднительна.

Заметим, что точность определения S можно поднять за счет независимых измерений энергии в сигнальном импульсе, если эти измерения удастся провести с малой погрешностью. Однако существуют и методы не связанные с дополнительными измерениями.

Для уменьшения ошибок определения S , связанных с шумами камеры, мы

использовали процедуру Фурье-фильтрации [123, 124], основанную на априорной информации о различии характерных пространственных частот у сигнала и шума. Метод Фурье-фильтрации широко используется при сжатии изображений. Высокочастотный шум на изображении отсекает при сжатии очень выгодно, потому что он содержит в себе существенную часть визуальной информации.

Для этого на двумерный пространственный спектр экспериментального распределения лазерного поля в перетяжке накладывалась круглая маска, за пределами которой амплитуда спектральных компонент принималась равной нулю (см. рис.2.11).

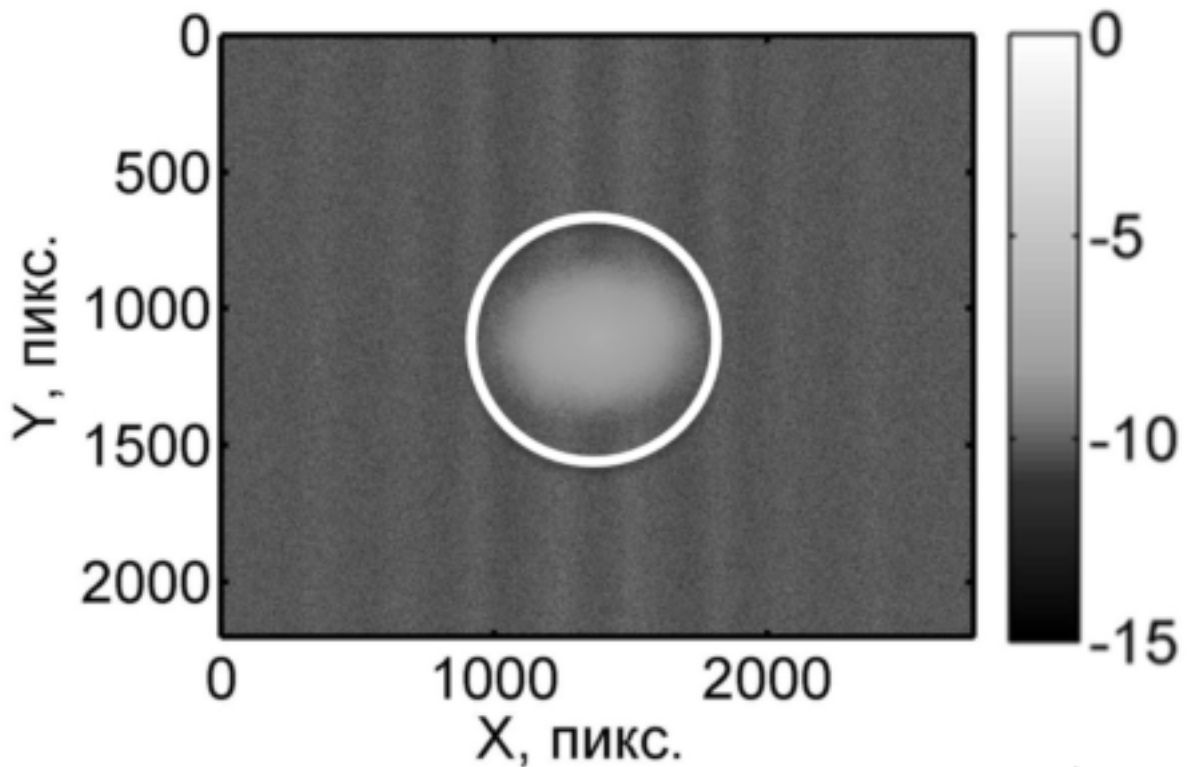


Рис. 2.12: Фурье-образ изображения дальней зоны. Амплитуда представлена в отн. ед. в логарифмическом масштабе. Белый круг - граница накладываемой маски.

Диаметр маски выбирался равным угловому размеру апертуры лазерного пучка в плоскости фокусирующего элемента относительно точки фокусировки. С учетом связи распределения полей в ближней и дальней зонах через преобразование Фурье такой выбор диаметра маски математически эквивалентен тривиальному в физическом смысле утверждению, что точки вне апертуры лазерного пучка на фокусирующей линзе не могут влиять на интенсивность в перетяжке, т.е. значения амплитуды в них заведомо нулевое. Из рисунка видно,

что для наших параметров доля Фурье-образа заблокированная маской составляет примерно 90%, что соответствует уменьшению энергии шумовой компоненты на порядок для дельта-коррелированного шума. Шум матрицы является дельта-коррелированным, если электроника камеры обеспечивает независимый опрос пикселей.

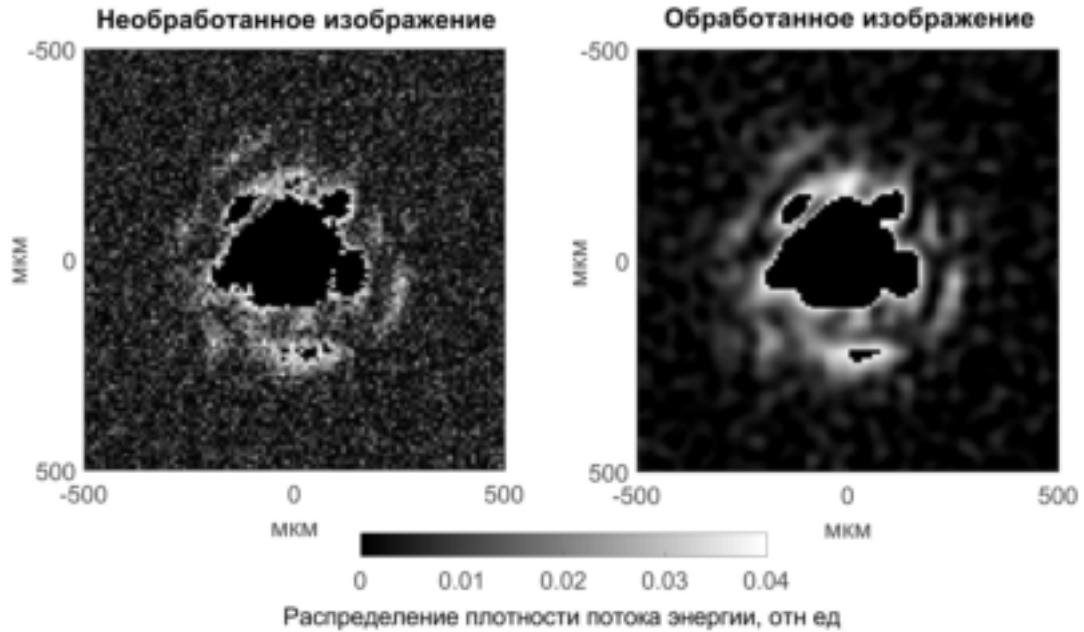


Рис. 2.13: Изображения перетяжки лазерного излучения с фокальной камеры до (а) и после (б) применения описываемого алгоритма фурье- фильтрации. Черная область в центре содержит пиксели с числом отсчетов, превышающим 4 % от максимального значения

Если после проведения Фурье-фильтрации провести описанные выше процедуры вычитания и обрезания шума, то точность измерения возрастет на порядок, поскольку энергетический вклад шумовых компонент был уменьшен на порядок. Эффективность подхода хорошо видна при визуальном сопоставлении изображений до и после обработки (рис. 2.13).

Правильность предложенного подхода к выбору диаметра маски косвенно подтверждается типичным графиком функции плотности распределения (рис. 2.14), построенным для пространственного спектра изображения дальней зоны излучения.

Вклад шума на рис. 2.14 представлен наклонной линией тренда, отклонение от которой соответствует полезному сигналу. Хорошо видно, что вклад ком-

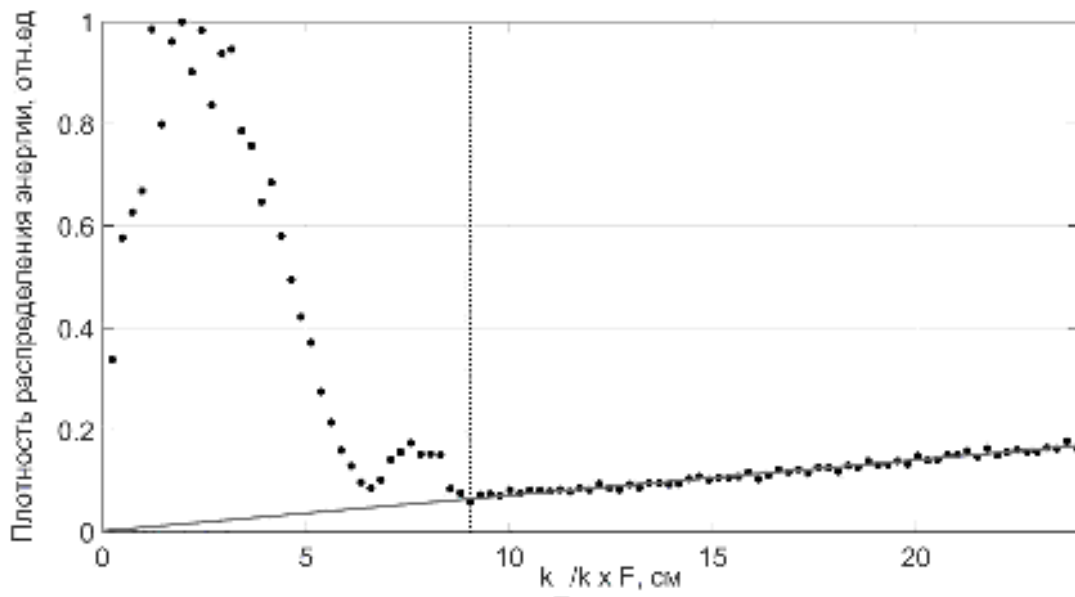


Рис. 2.14: Функция плотности распределения F для пространственного спектра изображения дальней зоны, найденного в предположении плоского волнового фронта. По оси x отложены углы между волновым вектором k и осью системы, умноженные на фокусное расстояние фокусирующего элемента F . Вертикальная прямая соответствует эффективному радиусу (9 см) ближней зоны пучка.

понентов с волновыми векторами, продолжения которых, при построении из перетяжки, не проходят через исходную апертуру пучка в ближней зоне, становится неотличимым от вклада шумовой составляющей и может быть исключен из рассмотрения.

Заметим, что фурье-фильтрация более эффективна в случае, когда фокальное пятно занимает большую часть матрицы, поскольку это соответствует меньшему диаметру маски в фурье-пространстве и большая часть энергии шума блокируется. Увеличить пятно можно при помощи микрообъектива.

Таким образом, можно утверждать, что использование Фурье фильтрации позволяет многократно поднять точность вычисления значения числа Штреля S по данным с фокальной камеры за счет отсека пространственных частот, которые принципиально не могут возникать в распределении в дальней зоне при фокусировке лазерного импульса с известной числовой апертурой.

2.5 Коррекция aberrаций в разовых выстрелах на комплексе PEARL

Описанные ранее подходы к повышению точности коррекции волнового фронта были апробированы на полной энергии лазера PEARL в схеме представленной на рис. 2.15.

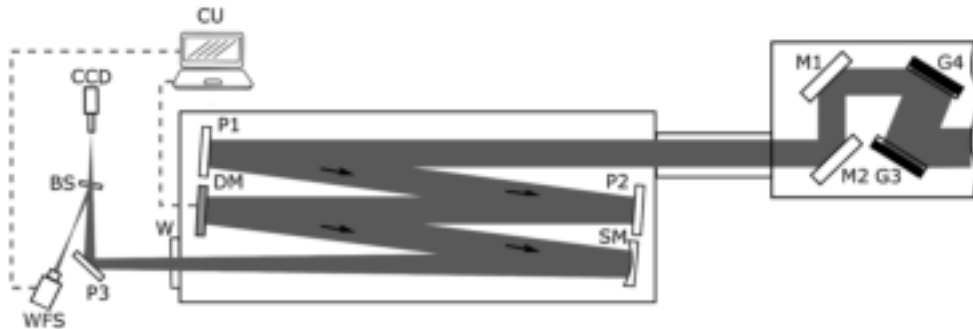


Рис. 2.15: Принципиальная схема демонстрации АОС на полной мощности лазерной системы PEARL. 1, 2 – выходные решетки компрессора; 3, 4 – выходные зеркала компрессора; 5, 6, 7 – стеклянные пластины без напыления с матированной задней поверхностью; 8 – деформируемое зеркало; 9 – сферическое зеркало; 10 – выходное окно вакуумного объема; 11 – светоделитель; 12 – ДВФ Шака – Гартмана; 13 – управляющий блок для зеркала 8; 14 – цифровая CCD-камера.

После компрессора лазера PEARL пучок направлялся в вакуумную камеру, в которой отражался от ослабляющих стеклянных пластин 5 и 6 без напыления (интенсивность на паре пластин ослаблялась в 590 раз), деформируемого зеркала 8 и сферического фокусирующего зеркала 9 с фокусным расстоянием $f = 5000$ мм. Излучение падало на сферическое зеркало 9 под углом 4.5° , что вносило дополнительный астигматизм с амплитудой $5 \mu\text{м}$.

Использование зеркальной фокусирующей системы обусловлено необходимостью исключить хроматические aberrации при фокусировке. Излучение выводилось из вакуумного объема через стеклянное окно 10, дополнительно ослабляясь при отражениях от пластины 7 и светоделителя 11. При максимальной мощности излучения В-интеграл, определяющий нелинейный набег фазы на элементах оптической схемы, не превышал 0.1, что гарантировало отсутствие существенных нелинейных искажений волнового фронта. Прошедшая через светоделитель часть пучка фокусировалась на матрице цифровой CCD-камеры.

Отраженная от светоделителя 11 часть пучка попадала на ДВФ 12, на котором монтировалась ахроматическая линза (на рисунке не изображена), образующая со сферическим зеркалом телескоп, который переносил изображение деформируемого зеркала на матрицу микролинз датчика 12 с 20-кратным уменьшением. При переключении режимов работы лазера и оптимизации динамического диапазона перед камерами помещались безабберационные нейтральные ослабляющие фильтры.

Режим фазового сопряжения с высокой точностью компенсирует статические искажения волнового фронта и переменные искажения, возникающие на частотах меньших характерных частот работы АОС (20 Гц). Если между актами коррекции волновой фронт существенно изменяется, точность коррекции принципиально снижается, а невязка возрастает до величины этого изменения. Частота следования импульсов становится принципиальным ограничением.

Изменяющиеся во времени абберации волнового фронта будем называть динамическими. Динамические абберации имеют преимущественно тепловую природу: изменение профиля температуры в оптических элементах и элементах их креплений, конвективные потоки воздуха в свободных участках оптической трассы. Характерные временные масштабы тепловых изменений в лазерном тракте составляют от единиц Гц, для турбулентных воздушных потоков, до часов и даже месяцев, при учете сезонных изменений температурного режима помещения. Таким образом, при выключения режима активной коррекции мы видим резкую деградацию фокального пятна уже через несколько секунд, которая усугубляется со временем. Очевидным решением является минимизация времени между актом коррекции и высокоэнергетичным выстрелом.

Для снижения времени тепловой деградации перетяжки после выключения режима фазового сопряжения мы используем подход частотной коррекции с использованием частотного режима работы лазерной системы. В рамках этого подхода, между мощными выстрелами коррекция осуществляется на частоте 1 Гц в частотном режиме, энергия в котором на 3 порядка ниже энергии выстрела в разовом режиме. Фазовое сопряжение при этом отключается непосредственно перед выстрелом. В экспериментах переключения между частотным и разо-

вым режимом проходит в среднем за 1-2 минуты. Принципиально время может быть снижено до периода частотного режима, составляющего 1 с при автоматизации вкидывания/убирания фильтров в диагностическом и боевом каналах. Заметим, что такая методика имеет смысл только в условиях, когда фазовые различия между режимами меньше динамических aberrаций.

Между тем исходное качество излучения лазера PEARL без использования АОС является весьма высоким и составляет $S=0.5$ в квазинепрерывном и $S=0.3$ в разовом режимх. Отметим, что при этом aberrации волнового фронта низших порядков, такие как “дефокус” и “астигматизм”, были скомпенсированы за счет подстройки положения и ориентации оптических элементов, в частности, фокусирующей системы. Типичный пример работы АОС с реализацией подхода частотной коррекции описаны ниже.

Были протестированы два пути достижения максимального числа Штреля в разовом режиме: фазовое сопряжение в частотном режиме и фазовое сопряжение в разовом режиме. Преимуществом первого пути является большая частота повторения, а недостатком тот факт, что не учитываются различия между пучками в этих двух режимах, причем различия как фазовые, так и амплитудные. На первый взгляд, однако, эти различия не так велики, поскольку в обоих случаях пучок проходит идентичный путь, а вся разница заключается в отсутствии или наличии пучка накачки в оконечном параметрическом усилителе. Сопоставить между собой типичных распределения в ближней и дальней зонах излучения в разовом и частотном режимах можно по рисунками 2.16 и 2.17.

На 2.18 представлены значения S и σ при реализации фазового сопряжения в частотном режиме, которое производилось, между разовыми выстрелами отстоящими друг от друга на 20 минут. В ходе разовых выстрелов фазовое сопряжение не применялось, а напряжение на управляющих электродах ЗУФ оставалось неизменным. Частотные значения получены усреднением по 60 реализациям за 1-2 минуты перед разовым выстрелом. На рис. 6 представлены аналогичные данные для следующей серии, в которой фазовое сопряжение производилось в разовом режиме – измерения в частотном режиме для фазового сопряжение не

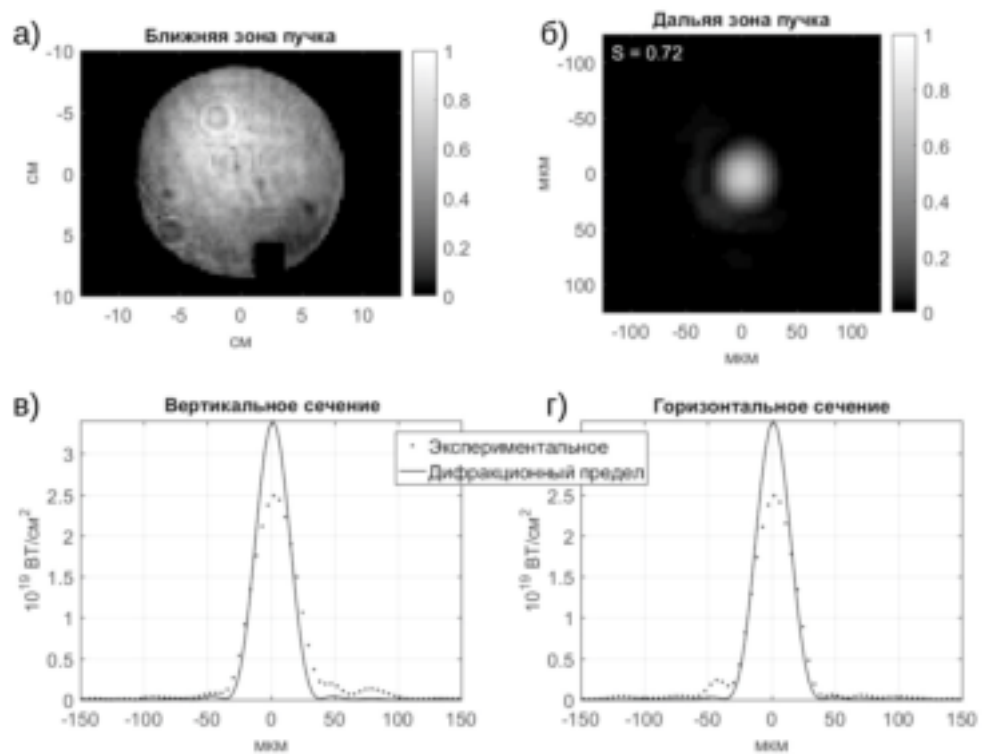


Рис. 2.16: Нормированные распределения флюенса в ближней (а) и дальней (б) зонах пучка в квазинепрерывном режиме при фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 5 м. Горизонтальное и вертикальное сечение распределения в дальней зоне представлено на нижних панелях. Число Штреля S для данного измерения составляет 0.72. Прямоугольный “вырез” внизу апертуры – тень от диагностического зеркала.

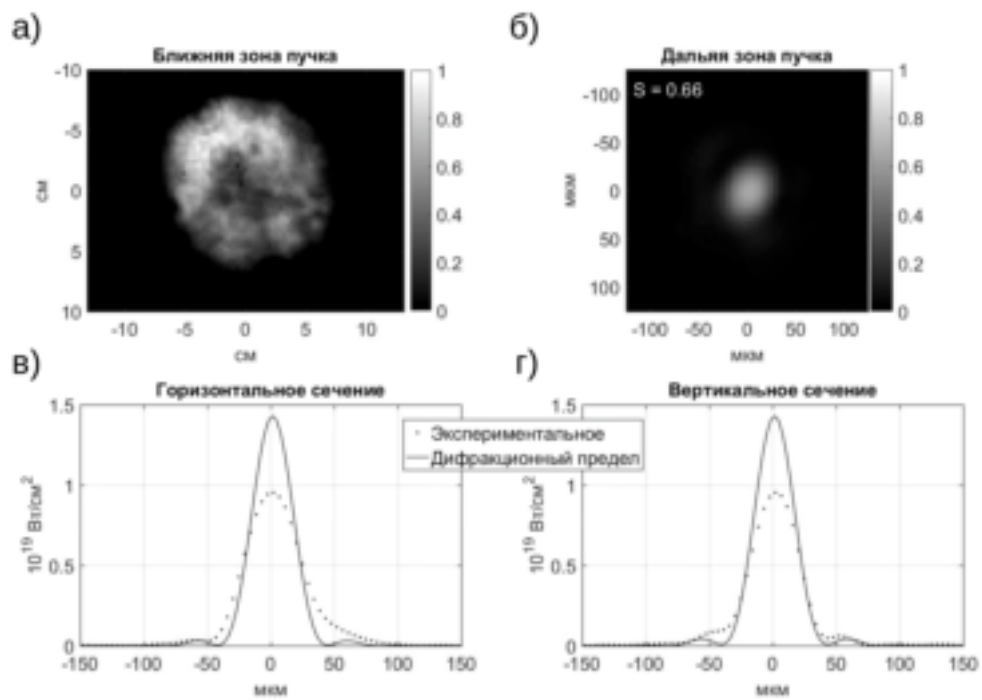


Рис. 2.17: Нормированные распределения флюенса в ближней (а) и дальней (б) зоне излучения в разовом режиме для энергии 7 Дж в 50 фс при фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 5 м. Горизонтальное и вертикальное сечения предполагаемой интенсивности в дальней зоне представлено на нижних панелях. Число Штреля S для данного измерения составляет 0.66.

использовалось. Для коррекции фазы выбирались наиболее удачные выстрелы (отмечены на графике вертикальными линиями), заполнение ближней зоны в которых было наиболее близким к ожидаемому. Максимальное значение числа Штреля для разового режима в этой экспериментальной серии составило 0,66.

Из 2.18 и 2.19 видно, что более высокое (примерно на 20%) число Штреля всегда соответствует режиму в котором проводились фазовое сопряжение. Таким образом, мы показали, что изменения в волновом фронте, накопленные за время между разовыми выстрелами (20 минут) влияют на качество работы адаптивной оптики меньше чем различия между пучками в частотном и разовом режиме.

Пиковая интенсивность в фокусе зависит не только от S , но и от распределения в ближней зоне, остроты фокусировки и длительности импульса. Для лазера PEARL при фокусировке параболой с фокусным расстоянием 32 см (относительное отверстие $f/2$), длительности импульса 50 фс, $S=0.6$ и энергии 20 Дж интенсивность в фокусе будет 6×10^{21} Вт/см².

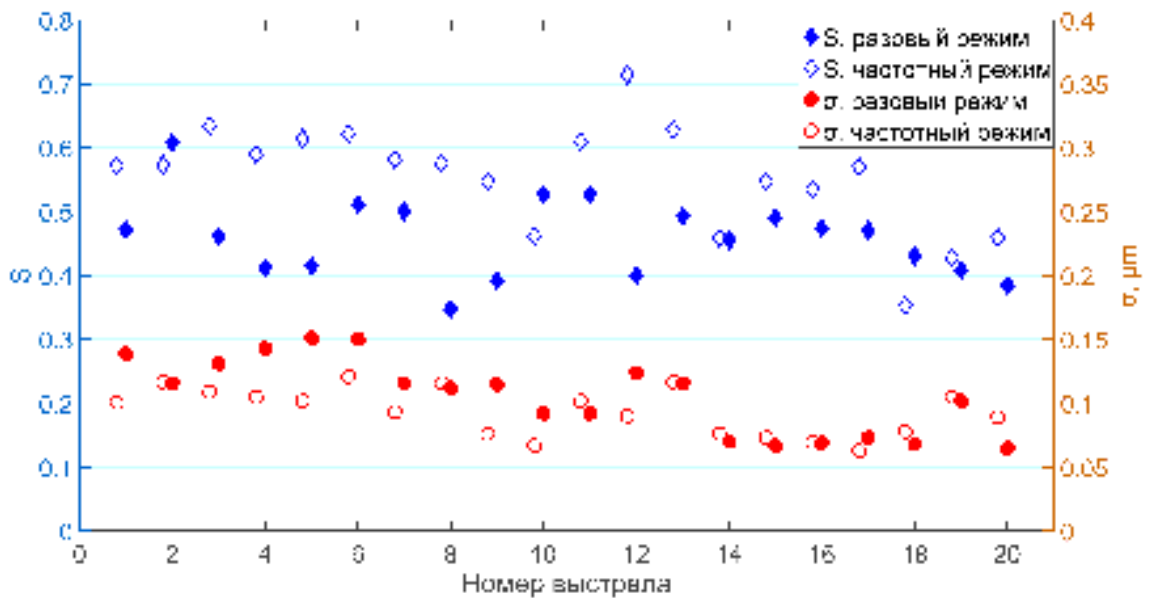


Рис. 2.18: Экспериментальная зависимость экспериментальной невязки (кружки) и числа Штреля (ромбы) в разовом и в частотном режимах полученные в близкие моменты времени (до 5 мин) при компенсации в частотном режиме. Для частотного режима значения получены усреднением по 60 реализациям. Разброс значений внутри серии составляет около 20%

Эксперименты показали, что для обратной связи для адаптивного зеркала наиболее эффективно использовать волновой фронт, измеряемый непосред-

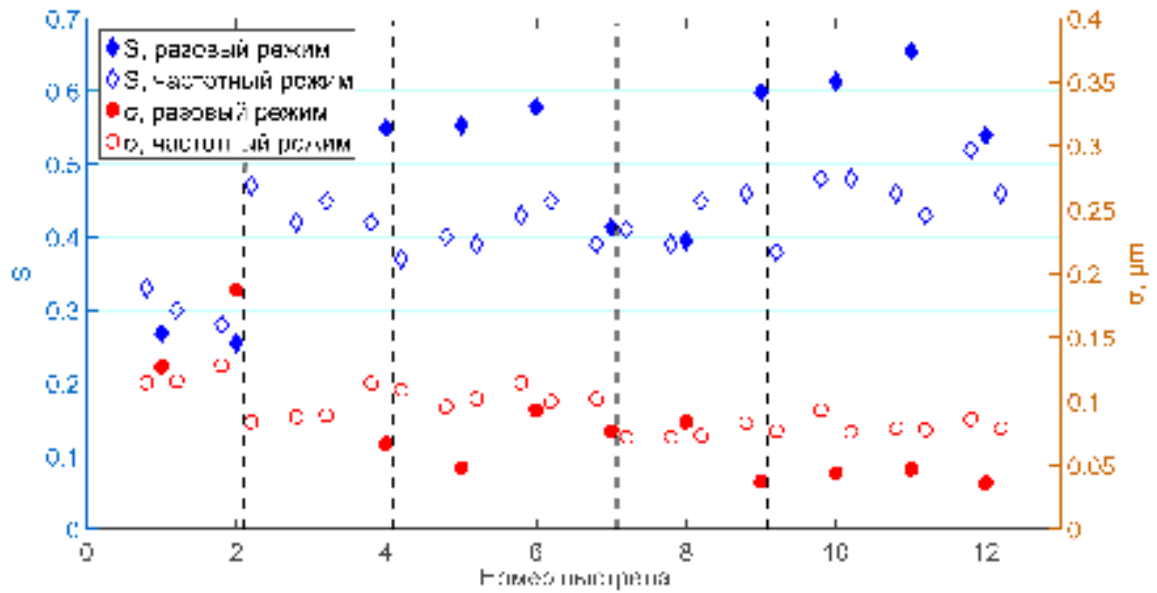


Рис. 2.19: Экспериментальная зависимость числа Штреля S и СКО σ в разовом и в частотном режимах полученные в близкие моменты времени (1-2 мин.) при коррекции в разовом режиме. Вертикальными линиями отмечены выстрелы, на основании измерения волнового фронта которых происходила коррекция.

ственно в разовом режиме, несмотря на большое время между выстрелами – 20 минут. Использование волнового фронта, измеренного между выстрелами при помощи настроечных режимов, приводит к худшим результатам – число Штреля меньше примерно на 20%.

Отдельного подхода к коррекции волнового фронта также требуют системы, в которых присутствует фазовая самомодуляция, возникающая, например, при использовании в технологии плазменного зеркала [125], генерации второй гармоники [126], манипуляции с поляризацией импульса [127], нелинейной посткомпрессии CafCA [23], что стало предметом дальнейших исследований.

2.6 Исправление нелинейных фазовых искажений

2.6.1 Введение

В последнее время активно развивается нелинейный метод посткомпрессии [128] под названием TFC (Thin Film Compression) [129] или CafCA (Compression After Compressor Approach) [9, 130] для мощных лазеры. Метод основан на спектральном уширении с помощью фазовой самомодуляции импульса в кубической

нелинейной среде с последующим временным сжатием с помощью чирпированных зеркал. Были получены впечатляющие результаты: коэффициент сжатия 6 [131], длительность импульса менее 10 фс [132]; сжатый импульс использовался для ускорения в поле кильватерной волны и генерации синхротронного излучения в [133]; см. также обзоры [130, 134] и ссылки в них. Однако после посткомпрессии импульс приобретает специфические нелинейные aberrации, приводящие к спектральным неоднородностям пространственной формы спектральной фазы и спектра из-за пространственной неоднородности интенсивности входного пучка. Очевидно, что в этом случае адекватная коррекция требует нестандартных спектрально-зависимых методов коррекции волнового фронта. По той же причине флюенс, измеренный в фокальной плоскости, нетривиальным образом связан с интенсивностью. Несколько подходов к коррекции нелинейных искажений волнового фронта на основе деформируемых зеркал рассмотрены в [135]. Они не гарантируют идеальной коррекции, но приводят к значительному улучшению фокусного пятна. В частности, теоретически было показано, что при максимизации фокальной интенсивности фокальный флюенс также близок к своему максимуму.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования фокусировки петаваттного лазерного импульса на установке PEARL после посткомпрессии с использованием внеосевого параболического зеркала $F/2.5$ и адаптивной оптики на основе деформируемого зеркала.

2.6.2 Подходы к компенсации Нелинейных Фазовых Искажений

Нелинейные фазовые искажения (НФИ), возникающие в результате посткомпрессии в пространственно-неоднородном пучке, представляют собой нетривиальное сочетание монохроматических и хроматических aberrаций, приводящее к снижению пространственной когерентности импульса и уменьшению коэффициента Штреля S при фокусировке [135]. Для коротких импульсов S означает отношение измеренной пикового флюенса к его теоретическому Фурье-пределу, полученному на основании экспериментального распределения флюенса в ближней зоне излучения. Величина S может быть получена из эксперимен-

тального распределения пучка, измеренного ПЗС-камерой с экспозицией, намного превышающей длительность импульса. S , определяемая таким образом, не чувствительна к пространственно-однородной спектральной фазе импульса, т. е. значения S одинаковы для растянутых и спектрально-ограниченных лазерных импульсов.

В силу однозначной связи электромагнитного поля с его пространственным и частотным спектрами (которые в общем случае “замешаны”, т. е. не могут быть представлены в виде произведения функции от времени на функцию от координаты), НФИ допускает различные интерпретации. Во-первых, НФИ можно представить как зависящий от частоты пространственный спектр монохроматических компонент. Во-вторых, НФИ можно представить в виде временной зависимости формы волнового фронта излучения. Последняя интерпретация используется в работах [23], однако, является не очень наглядной, поскольку в случае полихроматического импульса понятие волнового фронта становится условным и теряет ясный физический смысл. Например, в коротких импульсах, поверхность постоянной фазы может не совпадать ни с поверхностью нулевого значения напряженности электрического поля, ни с поверхностью его локального максимума во времени. Тем не менее, каким бы образом волновой фронт ни был введен (например, как средневзвешенное фазовых фронтов на разных частотах) для полихроматического импульса с НФИ, он действительно демонстрирует зависимость от времени.

Необходимая для НФИ спектрально зависящая коррекция волнового фронта не может быть достигнута при помощи ЗУФ и S неизбежно снижается, для любой из возможных форм поверхности ЗУФ. В то же время, в работе [135] теоретически показано, что для пиковой интенсивности в фокусе ситуация не столь плачевна, и существуют формы ЗУФ, приводящие к восстановлению интенсивности до безабберационных значений. Эта форма ЗУФ, в первом приближении, соответствует коррекции волнового фронта в момент времени, соответствующий максимальной мощности импульса. Фазовые искажения в другие моменты времени при этом исправлены не будут, что проявляется в снижении S , отражающей усредненную по времени картину.

Отношение пиковых интенсивностей фокуса в аберрационном и неабберационном случаях по аналогии с числом Штреля S можно обозначить как S_i . Различие между S_i и S проявляется только для импульсов НФИ, волновые фронты которых имеют разную форму в разные моменты времени. Обратим внимание, что S_i , в свою очередь, зависит от временной формы импульса, и оптимальная в смысле S_i форма ЗУФ зависит от спектральной дисперсии высокого порядка, которая не может быть скомпенсирована chirпированными зеркалами. Кроме того, значение S_i не может быть измерено непосредственно, но может быть оценено путем численного моделирования фазовой самомодуляции, аналогичного выполненному в [135].

Возможность улучшения S_i до единицы с помощью ДЗ выглядит многообещающе, но экспериментальная реализация затруднительна из-за априори неизвестной оптимальной формы ЗУФ и невозможности прямого измерения S_i . В качестве обратной связи в эксперименте доступны лишь изображения с фокальной камеры и эффективная форма волнового фронта, измеренной при помощи конвенционального ДВФ в различных спектральных интервалах.

Нелинейные фазовые искажения, вызванные посткомпрессией, подразумевают более сложную интерпретацию данных датчика волнового фронта. Стандартная процедура реконструкции формы волнового фронта основана на измерении положения центроида фокальных пятен пучка линзовой сетки датчика волнового фронта Шака-Гартмана [111]. Для НФИ положения пятен для разных длин волн (или разных моментов времени) сдвинуты друг относительно друга. Датчик волнового фронта неспособен к проведению измерений с разрешением по времени (или по длине волны); в результате фиксируется интегральный по времени сигнал, соответствующий определенной «эффективной» форме волнового фронта. В общем, «эффективная» коррекция волнового фронта не соответствует ни S , ни S_i оптимизации.

Однако, численное моделирование [135] показало, что удовлетворительные результаты оптимизации фокусного пятна все же могут быть достигнуты, когда обратная связь АОС реализуется через эффективную форму волнового фронта или через форму, измеренную в узком диапазоне, близком к центральной длине

волны лазера. Оба подхода использовались в наших экспериментах и основывались на измерениях двух независимых датчиков волнового фронта WFS1 и WFS2, один из которых был оснащен узкополосным фильтром (см. 2.20).

2.6.3 Описание эксперимента по коррекции нелинейных фазовых искажений

Принципиальная схема эксперимента, проведенного на лазерной установке PEARL, представлена на 2.20. Линейно поляризованный (в плоскости рисунка) лазерный импульс (центральная длина волны 910 нм, длительность около 60 фс, энергия до 15 Дж в круглой апертуре диаметром ~ 16 см), выходящий из оптического компрессора, направлялся на нелинейный кристалл КДП толщиной 4 мм, в котором его спектр расширялся в несколько раз за счет фазовой самомодуляции. Затем импульс сжимался до 10 фс чирпированными зеркалами SM1 и SM2, подробности см. в [131]. Заметным преимуществом посткомпрессии является отсутствие значительных потерь энергии импульса, которые сводятся к потерям на отражения от оптических поверхностей. Таким образом, энергия лазера в фокальной плоскости практически неотличима от энергии на входе нелинейного кристалла. Энергия для этой конкретной экспериментальной серии варьировалась от 7 Дж до 12 Дж.

Далее пучок направлялся на стеклянный клин без покрытия W1, деформируемое зеркало DM, еще один клин без покрытия W2 и $F/2,5$ ($F = 40$ см, внеосевое расстояние - 175 мм) внеосевое параболическое зеркало OAP. Сходящийся пучок после отражения от внеосевого параболического зеркала OAP дважды отражался от стеклянных клиньев без покрытия, образующих вертикальный (не в плоскости рисунка) перископ P, после чего фокусировался в пятно диаметром около 5 $\mu\text{м}$. 96-канальное деформируемое зеркало (АКА DM2-200-96) входило в состав 200-мм АОС (АКА Optics SAS [136]) и имело на рабочей оптической поверхности многослойное диэлектрическое напыление с коэффициентом отражения близким к единицы в диапазоне длин волн 910 ± 50 нм.

Изображение фокальной плоскости переносилось с 20-кратным увеличением на ПЗС-камеры CCD1 и CCD2 с помощью микроскопического объектива МЛ

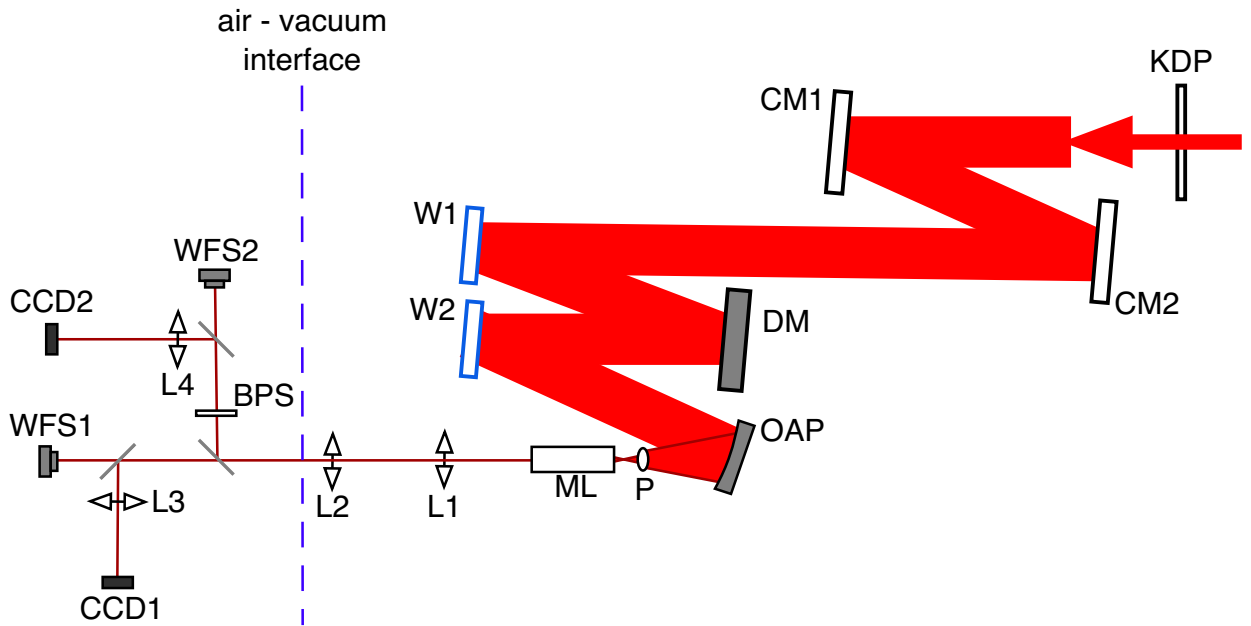


Рис. 2.20: Схема эксперимента. KDP - нелинейный элемент, CM1-CM2 - чирпированные зеркала, W1-W2 - клинья ослабления, DM - деформируемое биморфное зеркало, OAP - внеосевое параболическое зеркало, P - перископ, ML - микроскопическая линза, L1-L4 - ахроматические линзы, BPS - полосовой фильтр 910 ± 5 нм, WFS1-WFS2 - датчики волнового фронта, CCD1-CCD2 - фокальные камеры.

(20X Edmund Optics M Plan Apo Long Working Distance Infinity Corrected) и телескопа, состоящего из объективов L1 и L2. Для распределения излучения между каналами 50:50 использовались широкополосные пластинчатые светоделители Thorlabs UV из плавленого кварца. Апертура излучения в плоскости микроскопической линзы составляла всего несколько мм, поэтому затухание выбиралось таким, чтобы В-интеграл в диагностической линии был много меньше единицы. Клинья W1, W2 и перископ P ослабляли импульс примерно в 10^5 раз. Дополнительное ослабление, необходимое для предотвращения повреждения CCD камер импульсами полной энергии, обеспечивалось за счет дополнительных нейтральных оптических фильтров, размещенных между L2 и камерами в местах схемы где пучок является коллимированным. Изображение с плоскости деформируемого зеркала DM транслировалось на датчики волнового фронта типа Шака-Гартмана WFS1 и WFS2 (модель WFS-1-3.2-136G производства АКА Optics [136]), способные измерять не только форму волнового фронта, но и также распределение ближнего поля. Перед WFS 2 и CCD 2 был установлен 910 ± 5 нм полосовой фильтр BPS. Данная схема допускаетодновременное

измерение как в полном спектре (с помощью WFS-1 и CCD-1), так и в узком спектральном интервале (с помощью WFS-2 и CCD-2). В [135] было показано, что оба варианта можно использовать в качестве обратной связи для АОС, и они приводят к схожим результатам.

2.6.4 Экспериментальный результат

На первом этапе, эффективность АОС была протестирована без нелинейного укорочения импульса. Для этого кристалл KDP был убран с трассы излучения. Алгоритм работы АОС [24] был направлен на оптимизацию пикового значения флюенса в фокальном пятне. На 2.21.a представлено фокальное распределение флюенса, отличие измеренно ДВФ фазы от эталонного профиля (неточность работы фазового сопряжения) и пространственное распределение флюенса излучения на входе в фокусирующую систему (ближняя зона).

Коэффициент Штреля оказался равным $S=0.73$, что больше значения, полученного ранее [24, 25] на установке PEARL. Здесь и далее все приведенные значения S получены в одинаковых условиях, т.е. при высокой энергии $\tilde{10}$ Дж при малой частоте повторения 1 выстрел в 20 мин. Для получения указанных значений энергию лазера удерживалась на заданном уровне с точностью до 10%.

В отсутствие кристалла KDP (без нелинейного укорочения импульса) коэффициент Штреля S равен соответствующему коэффициенту для интенсивностей S_i . Однако для посткомпрессионного лазерного импульса S_i отличается от S и оптимизация обоих параметров приводят к разным формам DM. Более того, поскольку S_i неизмеримо, выводы о качестве фокусировки можно делать только на основании числа Штреля S , измеренного в разных спектральных интервалах.

В случае применения посткомпрессии (т.е. когда кристалл KDP помещен в трассу излучения) без дополнительной коррекции, НФИ приводят к деградации фокального пятна, см. 2.21b: число Штреля S уменьшается до 0.16, а СКО σ искажений волнового фронта увеличивается с 60 нм до 214 нм. При этом, поскольку форма деформируемого зеркала предварительно оптимизировалась

для коррекции начальных aberrаций оптического пути, случай можно рассматривать как компенсацию линейной части aberrаций.

Далее мы включили алгоритм управления DM, что после нескольких выстрелов привело к улучшения фокусировку до значений $S=0,43$ и $RMS=91$ нм, см. 2.21d. Для сравнения на 2.21c и 2.21e показаны соответствующие результаты измерений в узкой полосе спектра 910 ± 5 нм, полученные с помощью ДВФ-2 и ПЗС-2. Важно отметить, что использовался один и тот же алгоритм обработки данных и управления ДЗ в обоих подходах.

2.6.5 Обсуждение результатов коррекции нелинейных фазовых искажений

Результаты, показанные на 2.21d, были получены с использованием первого подхода, основанного на коррекции "эффективной" формы волнового фронта. Различия в качестве фокусировки при коррекции в узком спектре, результаты которой приведены на (2.21e), были незначительными и приводили к значению числа Штреля, близкому к $S = 0.43$. Таким образом экспериментально подтверждено, что оба подхода демонстрируют схожие результаты. Преимущество второго подхода состоит в том, что нет необходимости учитывать спектральную чувствительность ПЗС-сенсора в WFS и использовать широкополосные зеркала вдоль диагностической линии. Техническим недостатком является ослабление сигнала узкополосным фильтром, что условно усложняет калибровку АОС.

Стоит отметить, что пространственные фазовые искажения в нашем эксперименте были чрезвычайно сильными: значение интеграла распада (В-интеграла) достигало $V=10$ и было сильно неоднородным поперек пучка из-за пространственной неоднородности ближней зоны. Тем не менее была продемонстрирована значительная компенсация нелинейных искажений: коэффициент Штреля S был улучшен с 0,16 до 0,43. В то же время нам не удалось добиться $S=0.73$, как и в линейном случае без посткомпрессии [28]. Помимо нелинейных искажений, работу АОС существенно усложняла низкая частота следования импульсов (1 импульс в 20 минут) приводящая к заметным вариациям фазового фронта излучения от выстрела к выстрелу. Из-за сложности поддержания желаемой

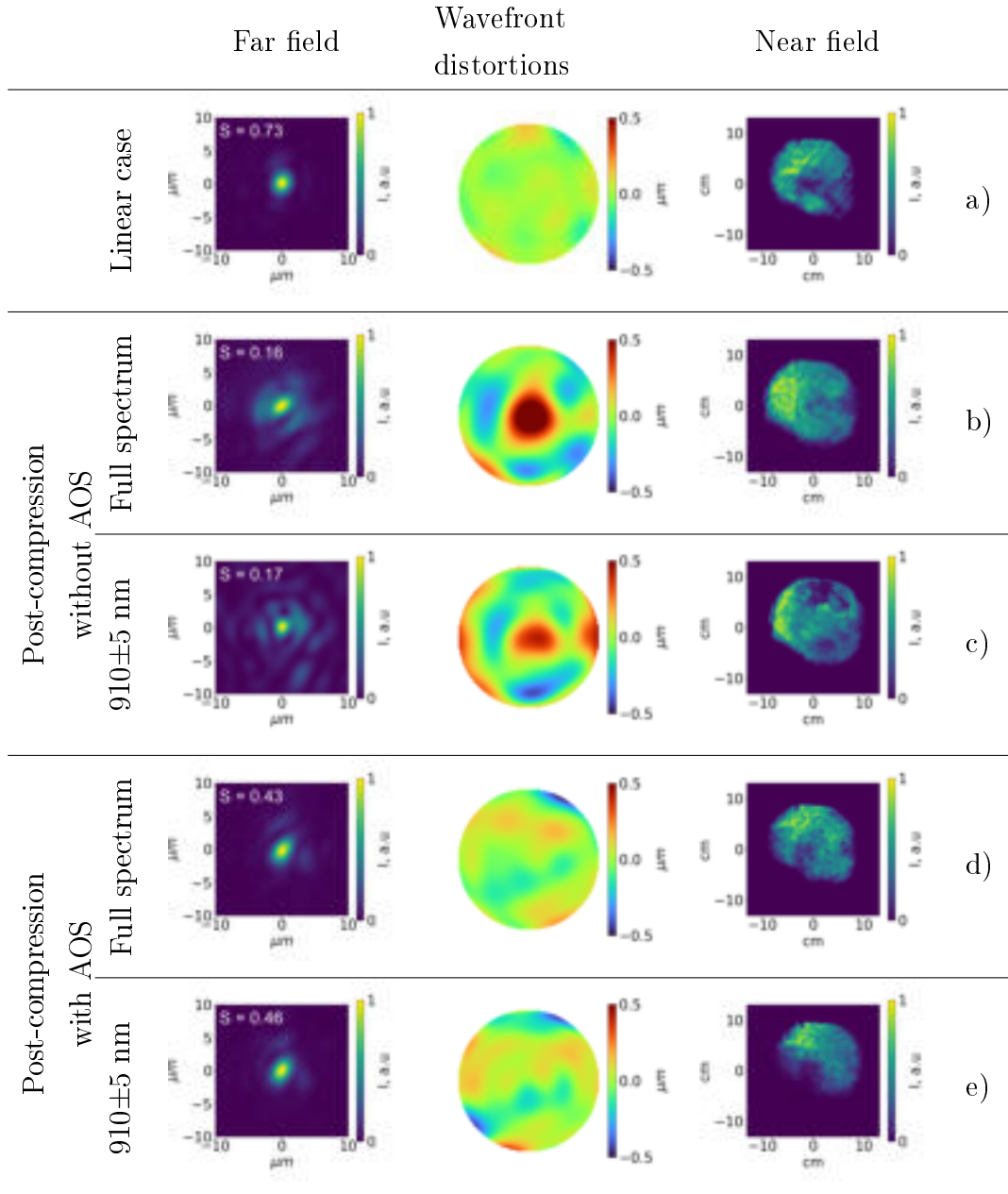


Рис. 2.21: Изображения дальней зоны (первый столбец), СКО волнового фронта (средний столбец) и ближней зоны (правый столбец) пучка в разных случаях: (а) без посткомпрессии, (b, c, d, e) с посткомпрессией; (b, c) активная коррекция линейной части искажений, (d, e) активная коррекция «эффективного» волнового фронта; (b, d) во всем спектре, (c, e) в узкой спектральной полосе 910 ± 5 нм. Значения S и RMS: а) $S=0.73$, $RMS=60$ нм; б) $S=0.16$, $СКО=214$ нм; в) $S=0.17$, $СКО=175$ нм; г) $S=0.43$, $СКО=91$ нм; д) $S=0.46$, $RMS=108$ нм.

Таблица 2.2: Comparison of experimental results with theoretical values

	Linear case	Post-compression experiment		Post-compression theory	
		without AOS	with AOS	without AOS	with AOS
S	0.73	0.16	0.43	0.14	0.52
RMS	46 nm	204 nm	91 nm	244 nm	78 nm
S_i	0.73	n/a	n/a	0.15	0.62

Таблица 2.3: Сравнение экспериментальных значений с теоретическими.

энергии нам также пришлось отклониться от оптимальных значений $B \approx 15$, продемонстрированных в работе [131]. Более того, как показано в [135], достичь $S=1$ при помощи АОС на основе ЗУФ после посткомпрессии невозможно даже теоретически, так как волновой фронт динамически изменяется в течение импульса. Даже ЗУФ идеальной формы может корректировать волновой фронт только в определенный момент времени, тогда как коэффициент Штреля $S=1$ требует коррекции волнового фронта во все моменты времени на протяжении импульса. В ходе численного моделирования фокусировки излучения с распределение в ближней зоне, изображенном на 2.21d, найдено максимальное Штреля $S = 0.75$ среди всех возможных форм ЗУФ. В то же время теоретический максимум для S_i близок к единице, так как волновой фронт может быть оптимизирован для момента времени, соответствующего пиковой мощности лазера.

Для корректного сравнения эффективности фокусировки в случаях с посткомпрессией и без нее, численное моделирование проводилось для распределения флюенса в ближней зоне, измеренного в эксперименте (2.21d), при этом закладывались остаточные искажения волнового фронта и . Результаты этого моделирования сведены в Таблицу 2.3. В этом случае максимальное расчетное значение коэффициента Штреля составило $S=0.52$. Значение $S=0.43$, полученное в эксперименте, было всего на 16% ниже. Используя ту же пропорцию, мы можем оценить $S_{i,exp}$ как 0.52, что на 16% ниже теоретического значения $S_i = 0.62$.

2.6.6 Заключение

После нелинейного посткомпрессии форма волнового фронта динамически изменяется во времени на масштабах импульса, и ее измерение с временным разрешением в настоящее время невозможно экспериментально. Мы экспериментально подтвердили предсказание, сделанное в [135], что «эффективная» форма волнового фронта, полученная либо от обычного датчика волнового фронта для всего спектра импульса, либо от того же датчика в сочетании с узкополосным фильтром вокруг центральной длины волны лазера, может использоваться в качестве обратной связи для адаптивной оптической системы на основе спектрально однородного деформируемого зеркала.

Проведенные эксперименты по фокусировке импульса $F/2.5$ после нелинейной посткомпрессии показали, что адаптивная оптика может увеличить коэффициент Штреля с $S=0.16$ до $S=0.43$. Это значение соответствует 60% от значения $S=0.73$, полученного без посткомпрессии, и соответствует 84% от теоретического предела. Прямое измерение снижения пиковой интенсивности S_i после посткомпрессии доступными методами невозможно, но оценки, на основании проведенного нами моделирования, составляют $S_i = 0.52$, что соответствует 70% от экспериментального значения $S=0.73$, полученного в линейном случае без посткомпрессии.

Экспериментальные результаты были получены при очень сильных нелинейных искажениях волнового фронта (B -интеграл = 10), при неоднородном распределении ближнего поля лазера и при частоте повторения один импульс в 20 минут. Все эти обстоятельства существенно усложнили работу адаптивной оптической системы. В более мягких условиях число Штреля и пиковая интенсивность в фокальном пятне будут еще выше.

2.7 Наведение на мишень

Острая фокусировка и высокие интенсивности лазерного поля обеспечиваются при малых геометрических размерах перетяжки, поэтому пиковая интенсивность лазерного импульса на мишени достигается только при достаточной

точности позиционирования или наведения на мишень. Особенно остро проблема наведения встает при низкой частоте повторения и относительно небольшом числе выстрелов, доступных в рамках одной экспериментальной кампании. Если нестабильные параметры лазерного импульса, такие как длительность, энергия, спектр, спектральная фаза, могут быть измерены в каждом выстреле и учтены при обработке экспериментальных данных, то неточное наведение изменяет параметры взаимодействия неконтролируемым образом. При этом сложность интерпретации экспериментальных данных катастрофически увеличивается.

Для повышения точности позиционирования мишени в перетяжке лазерного излучения была разработана оригинальная методика сканирующего наведения, обеспечивающая субволновую точность. В основе методики перекрытие лазерного излучения в перетяжке непосредственно специально подготовленной кромкой мишени (см. 2.22).

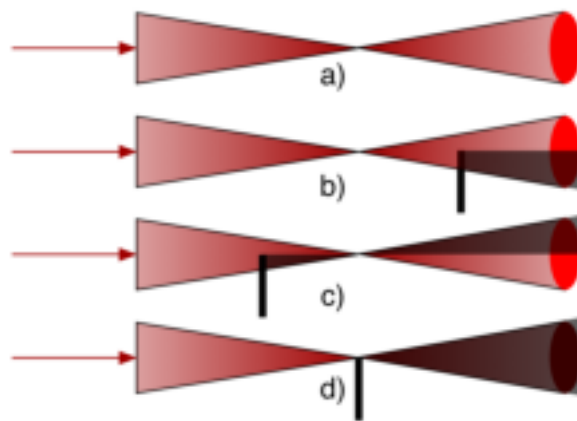


Рис. 2.22: Иллюстрация сканирующего метода наведения

Сканирующий метод заключается в наблюдении за ближней зоной прошедшего излучения в ходе блокировки части перетяжки острой кромкой мишени. Соответствующие изменения в ближней зоне излучения фиксируются при помощи ПЗС-камеры или визуально. Если кромка расположена в фокальной плоскости, то смещение поперек лазерной оси приводит к однородному снижению яркости в ближней зоне прошедшего излучения (рис. d)). Во всех остальных случаях пространственный профиль ближней зоны перекрывается неоднород-

но - появляется тень мишени. Причем если тень возникает со стороны мишени (b), то мишень смещена от перетяжки в сторону распространения лазерного импульса. Если тень возникает с противоположенной стороны, то мишень смещена против распространения. Таким образом можно с высокой точностью определить положение в котором кромка находится непосредственно в перетяжке лазерного импульса.

Если наведение осуществляется не на кромку, а вглубь мишени или на область поверхности, находящуюся на удалении от кромки, то наведение распадается на две стадии. На первой стадии наведение осуществляется на кромку по описанному алгоритму. На второй стадии - мишень смещается на требуемое расстояние нужном направлении при помощи микрометрических моторизованных трансляторов. Если необходимо чтобы в фокусе осталось одна из поверхностей, то после наведения на кромку, при смещении контролируется отсутствие ухода поверхности из нужной плоскости по смещению отраженного от поверхности настроенного излучения в объективе камеры, расположенном под углом около 45 градусов к нормали.

Основным преимуществом сканирующего метода наведения является простота: не требуется захват микроскопического изображения из области перетяжки. Топологию блокировки ближней зоны можно смотреть, например, по рассеянию от матового экрана расположенного в ближней зоне излучения. Допускается как помещение лезвия на мишень, так и перемещение излучения на кромку лезвия. Никаких требований к линейности и соотношению сигнал шум с камеры не предъявляется. Точность метода, в свою очередь является принципиально достаточной, потому что позволяет расположить мишень в максимуме поля с точностью $1/10$ релеевской длины. В силу своей простоты и точности, метод в разных вариациях использовался без исключения во всех экспериментальных кампаниях на установке PEARL, где требовалось точное наведение на мишень.

Сканирующий метод наведения лег в основу алгоритма геометрического сведения встречный и несоосных пучков в проекте XCELS, проиллюстрированных на рис. 2.21 а)б)

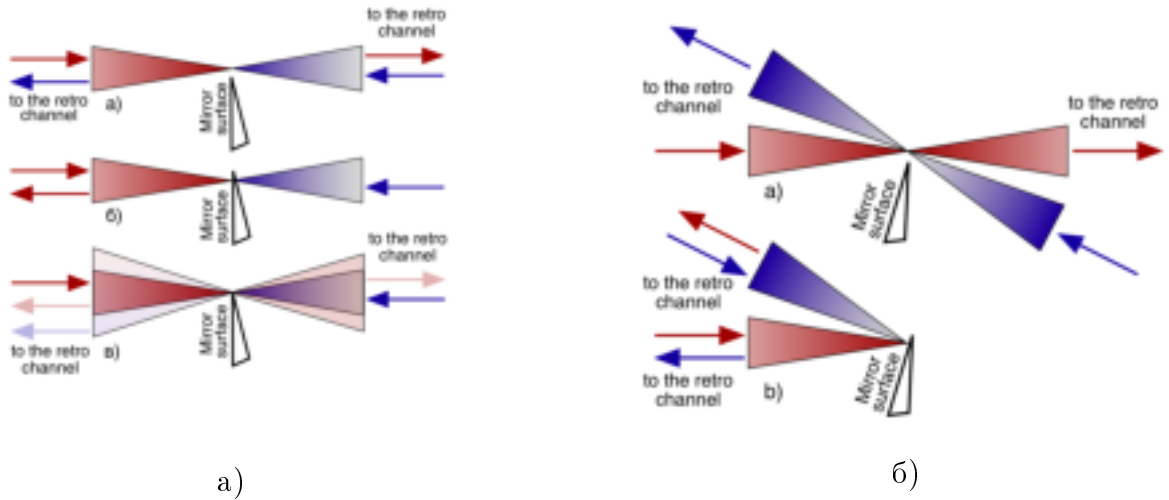


Рис. 2.23: Концепт алгоритма сведения встречных (а) и несоосных пучков (б) в проекте XCELS.

Для сведения большого числа пучков используется то обстоятельство, что сканирующий метод позволяет одновременно контролировать блокировку двух или большего числа лазерных пучков одной и той же кромкой, что позволяет поместить несколько пучков на одну и ту же кромку. Заметим, что для сведения излучения в одну точку требуется использование комбинации из двух перпендикулярных лезвий.

Глава 3

Разработка и адаптация методов диагностики лазерно-плазменного взаимодействия.

3.1 Введение к главе

Важнейшим аспектом научного исследования на большой научной установке, кроме параметров лазерного излучения и достижимых экспериментальных условий, описанных в Главе I и Главе II диссертации, являются применяемые диагностические методы. Не смотря на то, что физические принципы диагностики лазерного и вторичного излучения хорошо известны, их адаптация к конкретным параметрам источника требует высокой степени проработки. Специфичными для экспериментальной установки является в первую очередь мощность, длительность и частота повторения импульсов. Мощность и длительность количественно и качественно влияют на параметры вторичного излучения: количество ускоренных частиц и квантов вторичного излучения, диаграмму их направленности.

Еще более существенно на реализацию диагностического метода влияет частота повторения системы. В первую очередь от частоты повторения зависит тип используемых детекторов. Частотная диагностика подразумевает наличие большого числа идентичных реализаций исследуемого режима, допускает возможность статистического подхода к обработке экспериментальных данных, возможность расширения динамического диапазона измерения за счет комби-

нации нескольких измерений при разных настройках диагностического оборудования, накопление слабого сигнала и т.д. При этом считывание данных происходит также на высокой частоте повторения, что предъявляет повышенные требования к технике захвата данных в эксперименте. Разовая диагностика, напротив, допускает долгую процедуру считывания, иногда - девакуумизацию камеры взаимодействия между выстрелами. С другой стороны, она должна обеспечивать максимальную чувствительность, широкий динамический диапазон и исчерпывающий сбор всех экспериментальных данных за одну единственную реализацию исследуемого режима. Ситуация осложняется тем, что, как правило, низкая частота повторения сопровождается относительно низкой стабильностью лазерных параметров.

Другим принципиальным моментом для диагностики лазерной плазмы является наличие возможность использовать диагностики типа накачка-зондирование (Н-З). Зондирующее излучение должно обладать длительностью меньше чем характерные времена исследуемых процессов, быть синхронизировано с лазерным драйвером с высокой точностью и обладать высоким оптическим качеством, для получения четких изображений исследуемого объекта. При разработке диагностических методов на лазерно-плазменном комплексе PEARL все эти моменты были учтены.

3.2 Интерферометрическая диагностика.

Одной из основных диагностик визуализации лазерной плазмы в лабораторных экспериментах является оптическая интерферометрия [18, 137]. Данная диагностика позволяет качественно исследовать динамику и структуру распространяющегося плазменного потока, выявлять характерные особенности развивающихся плазменных неустойчивостей [19, 138], а также получать количественные оценки скорости распространения плазмы и, при некоторых допущениях, восстанавливать распределение ее концентрации.

Типичная схема диагностики на базе интерферометра Маха-Цандера, применявшаяся на PEARL (см. Глава 5 диссертации), представлена на рисунке 3.1. В качестве зондирующего излучения использовался маломощный лазерный им-

пульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью < 60 фс, выхваченный из фемтосекундного канала.

В различных экспериментальных кампаниях методы выделения зондирующего излучения из фемтосекундного канала отличались. В экспериментах, в которых мощный фемтосекундный импульс не использовался, излучение фемтосекундного канала забиралось целиком перед финальным каскадом усиления, компрессировалось и направлялось в мишенную камеру по воздуху. В экспериментах с использованием мощного фемтосекундного излучения часть лазерного драйвера отщеплялась при помощи небольшого субапертурного зеркала, введенного в основную апертуру на выходе компрессора (см. рис. 3.1)

В одном из плеч интерферометра в вакуумной камере находится исследуемый объект - поток плазмы, создаваемый мощным лазерным импульсом. Для переноса изображения из области объекта на матрицу регистрирующей ССД-камеры К1 использовался телескоп, состоящий из двух линз Л1 и Л2.

Линия задержки позволяла варьировать время прихода зондирующего импульса на мишень в диапазоне от 0 до ~ 100 нс от момента прихода импульса накачки, который в ряде экспериментов был наносекундным (см. Глава 5).

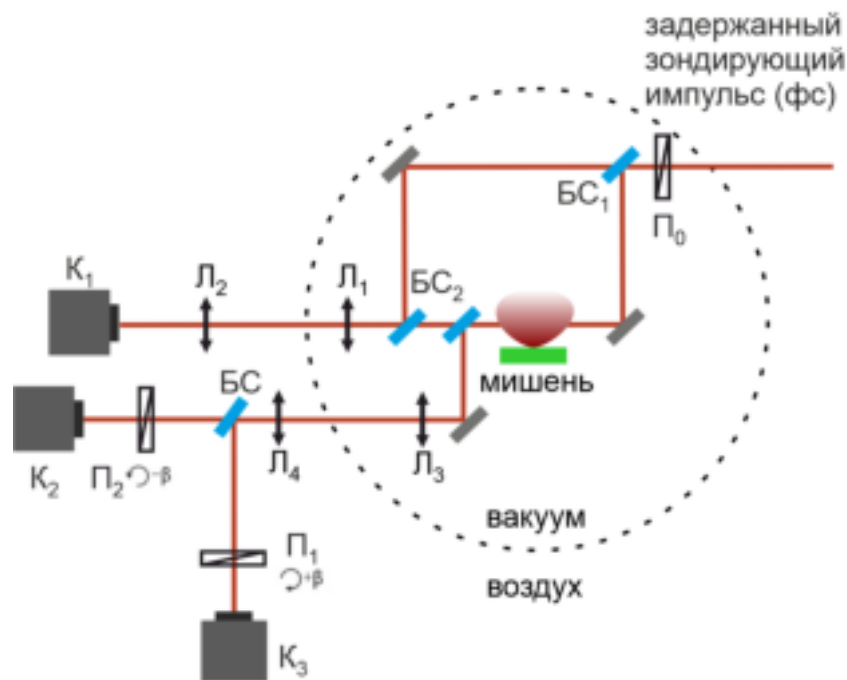


Рис. 3.1: Принципиальная схема интерферометрической и поляризметрической диагностики типа накачка-зондирование.

Плазменный объект вносит фазовые искажения, проявляющиеся в виде сдвига полос относительно невозмущенного состояния, т.е. в отсутствие плазменного объекта, на интерференционной картине. На рисунке 3.2 представлен типичный пример исследуемого плазменного потока и показаны основные шаги обработки для восстановления двумерного профиля набега фазы оптического излучения $\phi(x, y)$ в плазме из интерференционной картины с применением пакета IDEA (Interferometric Data Evaluation Algorithms) [139].

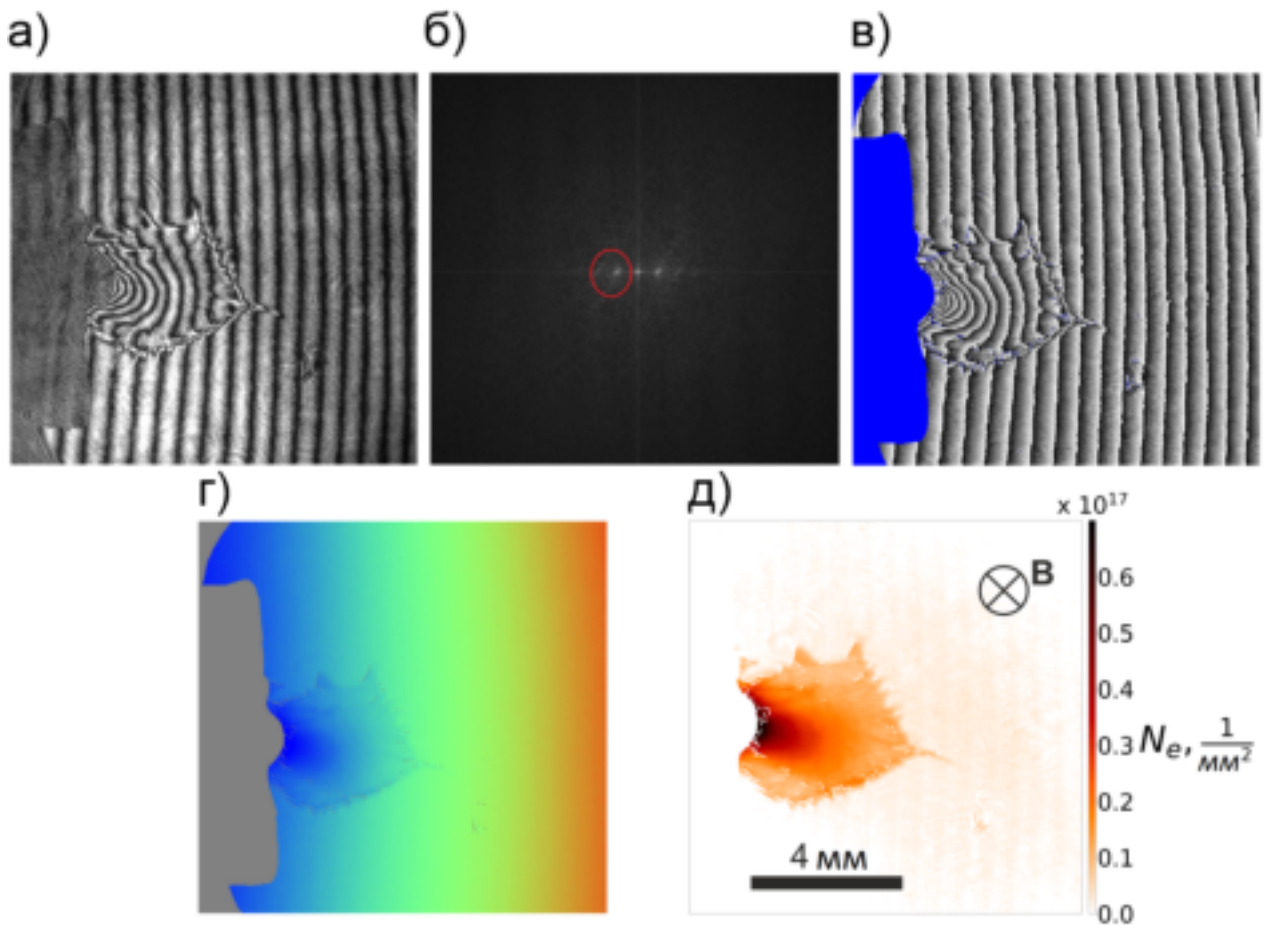


Рис. 3.2: Основные этапы обработки интерферограммы с помощью программного пакета IDEA. Представлены исходная интерферограмма (а), Фурье-спектр с областью фильтрации (б), восстановленные фазовые искажения до применения процедуры сшивки областей монотонности (в), результат сшивки областей монотонности (г) и итоговый профиль линейной концентрации (д).

Связь набега фазы вдоль направления распространения оптического импульса с линейной интегральной электронной концентрацией однозначно определе-

ется формулой:

$$N_l(x, y) = \int_0^l N(x, y, z) dz = \frac{2c}{\omega} n_{cr} \phi(x, y) \quad (3.1)$$

где $n_{cr} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$ - критическая концентрация, ω - частота зондирующего импульса. Профиль распределения линейной интегральной концентрации плазменного потока представлен на 3.2(д).

В предположении, что поток распространяющейся плазмы обладает цилиндрической симметрией, например, в случае разлета вдоль направления силовых линий магнитного поля [140—142], трехмерная концентрация плазмы может быть восстановлена при помощи обратного преобразования Абеля на основании одного профиля линейной концентрации. Для распределения концентрации без осевой симметрии, возникающего, в частности, при разлете плазмы поперек магнитного поля, для восстановления трехмерной концентрации плазмы с использованием методов вычислительной томографии требуется несколько профилей линейной концентрации, полученных в различных направлениях.

Для параметров, характерных для лазерной установки PEARL, оптическая интерференционная диагностика позволяет обеспечить измерения концентрации лазерной плазмы в диапазоне значений от $\sim 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ до $\sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [17—19, 138].

3.3 Поляриметрическая диагностика

Для измерения пространственного распределения магнитных полей, возникающих в плазме, может быть использован поляриметрический метод, основанный на эффекте Фарадея. Принципиальная схема поляриметрической диагностики присутствует на 3.1.

Эффект Фарадея приводит к повороту плоскости поляризации оптического излучения в прозрачной магнитоактивной плазме пропорционально амплитуде магнитного поля и плотности плазмы. Таким образом, по пространственному распределению угла поворота поляризации в зондирующем импульсе можно восстановить информацию о магнитных полях в плазме, разлетающейся от ми-

шени. Такие измерения магнитного поля принято называть поляриметрическими, и они широко используются для диагностики лазерной плазмы [143–145]. Поляриметрические измерения, наряду с интерферометрической диагностикой, относятся к типу накачка-зондирование, т.е. момент времени относительно прихода лазерного драйвера в который производится измерение магнитных полей регулируется с высокой точностью при помощи изменения длины линии задержки в диагностическом канале.

Линейная поляризация зондирующего излучения на входе в плазму (см. 3.1) обеспечивается поляризатором Π_0 . Оптическая система, состоящая из линз L_3 и L_4 , переносит изображение зондирующего пучка из области плазмы на ПЗС камеры K_2 и K_3 . После прохождения области плазмы пробный зондирующий импульс разделяется делителем БС на два канала, в каждом из которых стоят поляризаторы (Π_1 и Π_2). На первом этапе настройки диагностической схемы пары поляризаторов $\Pi_0 - \Pi_1$ и $\Pi_0 - \Pi_2$ настраиваются на минимум прохождения пробного импульса в отсутствие плазмы (скрещенное положение поляризаторов). На втором этапе поляризаторы Π_1 и Π_2 поворачиваются относительно скрещенного положения на одинаковый по величине, но противоположный по знаку относительно направления распространения пробного излучения на угол β . При такой настройке поворот плоскости поляризации в плазме приводит к уменьшению интенсивности сигнала в одном из каналов и увеличению ее во втором. Такая настройка поляриметрических каналов дает возможность найти не только амплитуду, но и направление поворота поляризации [137, 146]. Используемая схема поляриметрических измерений обеспечивает пространственное разрешение около $7 \mu\text{м}$ и позволяет измерять поворот плоскости поляризации на углы $\geq 0.1^\circ$.

3.4 Диагностика характеристических спектров свечения плазмы

Для регистрации интегрированных во времени эмиссионных спектров лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне в лабораторных экспериментах применяется диагностика FSSR (Focusing Spectrometer with Spatial Resolution - фоку-

сирующий спектрометр с пространственным разрешением)[147]. Спектрометр обладает высоким спектральным разрешением, позволяющим регистрировать отдельные характеристические линии атомов, по соотношению интенсивностей и толщин которых, на основании численного моделирования кодом PrismSpec [148], могут быть определены температура и концентрация исследуемой плазмы. На рис. 3.3 представлена принципиальная схема детектирования сигнала при помощи FSSR.

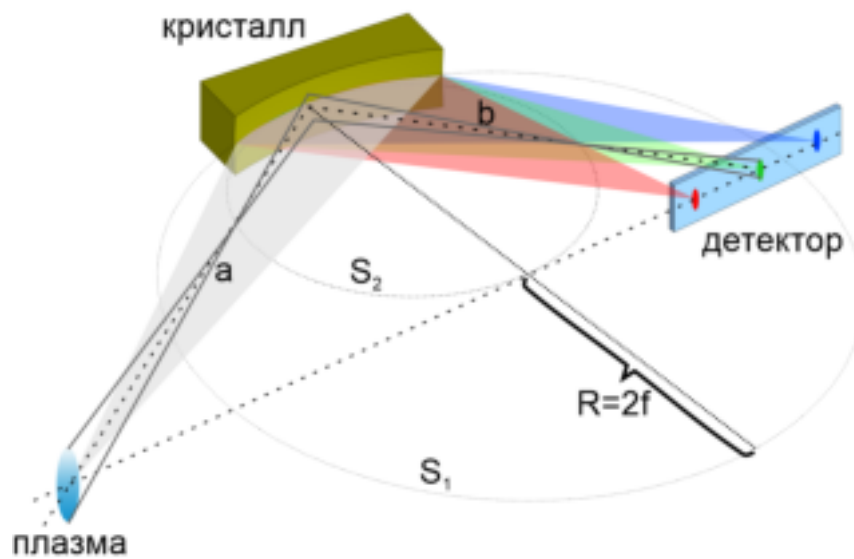


Рис. 3.3: Поясняющая схема для диагностики FSSR, для измерения характеристических линий собственного свечения лазерной плазмы.

Работа спектрометра основана на разделении в пространстве спектральных компонент излучения плазмы на сферически вогнутом кристалле. Кристалл с радиусом кривизны R формирует изображение на окружности радиусом $R/2$, то есть отраженный от решетки пучок и все порядки дифракции находятся на данной окружности. Настройка кристалла является специфической для каждого конкретного материала, из которого состоит облучаемая лазерным импульсом мишень. Например, в эксперименте по ускорению ионов [5] использовался сферически изогнутый кристалл слюды ($2d_{bp} = 19.94 \text{ \AA}$, где $2d_{bp}$ – межплоскостное расстояние кристаллической решетки; радиус кривизны $R = 150 \text{ мм}$), выставленный таким образом, чтобы одновременно регистрировать характеристические спектры ионов алюминия (линии He_{α} , K_{α} и Ly_{α}) во втором поряд-

ке отражения в диапазоне длин волн 6.8–8.43 Å (1.45–1.85 кэВ), а также рекомбинационный континуум в диапазоне энергий 2.21–2.73 кэВ в третьем порядке отражения. Данная настройка обеспечивала спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda \sim 3000$.

Регистрируемые при помощи рентгенфлуорисцентных пластин (Image Plate) спектры позволяют оценить температуру и концентрацию плазмы в области взаимодействия. Типичную спектрограмма можно найти в Главе 4 диссертации, посвященной исследованию источников вторичного излучения.

3.5 Магнитные спектрометры частиц

Для измерения спектров заряженных частиц, кроме широко распространенных слоистых детекторов на основе радиохромных пленок [149] и термолюминисцентных детекторов [150], на комплексе PEARL используются специальное адаптированные к экспериментальным условиям магнитные спектрометры. В основе работы магнитного спектрометра лежит зависимость циклотронного радиуса заряженной частицы от кинетической энергии. В простейшем случае спектрометр состоит из магнитной системы и детектора, который позволяет измерять отклонение частицы в магнитном поле (рис. 3.4 а).

В качестве детектора могут выступать, например, рентгенографические пластины (IP - imaging plate), сцинтилляторы, ПЗС-матрицы и т.п. Заряженные частицы с большей кинетической энергией отклоняются в меньшей степени, что приводит к размыванию следа на детекторе поперек магнитного поля. Зная дисперсию спектрометра, по следу на детекторе можно восстановить энергетический спектр частиц.

Пучки заряженных частиц могут иметь значительный угловой разброс, что приводит к неоднозначности определения угла вылета частицы при восстановлении спектра. Этого можно избежать, если в случае широких пучков добавить на некотором расстоянии от входа спектрометра щель или круглую диафрагму. В случае же узких пучков может быть реализована схема с двумя экранами [151], см. рис 3.5. Добавление дополнительной плоскости детектирования позволяет исключить неоднозначность в определении угла вылета частицы

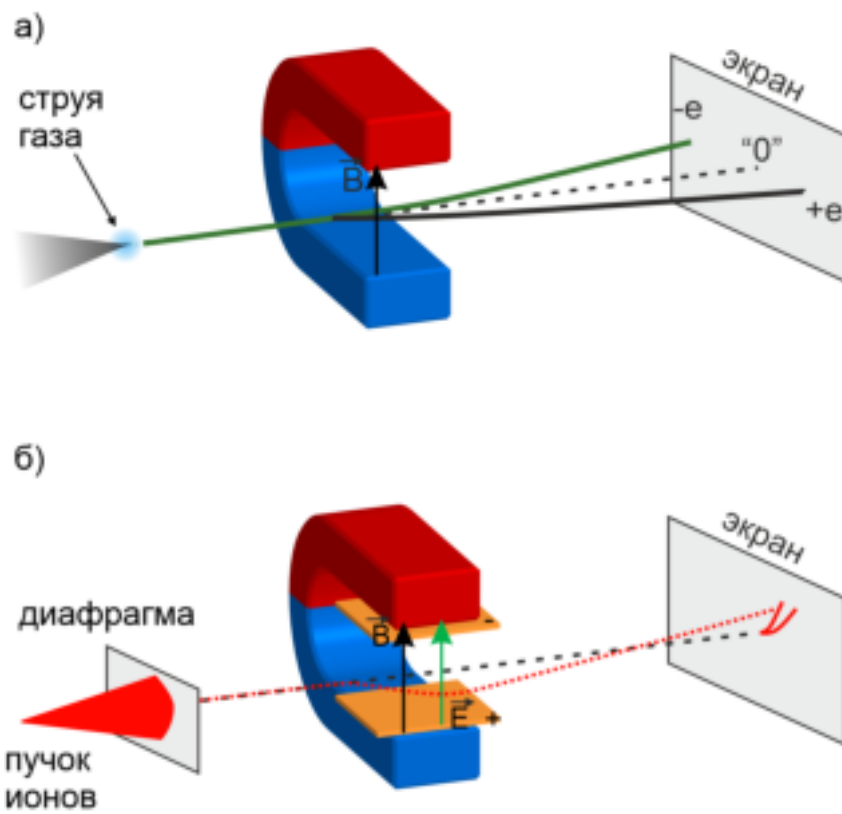


Рис. 3.4: Иллюстрация принципов работы простейшего спектрометра электронов/протонов (а) и спектрометра томсоновская парабола (б), обладающего возможностью различать частицы по соотношению заряд/масса.

и значительно снижает ошибку при восстановлении спектра. При этом угловое распределение хорошо восстанавливается из распределения свечения вдоль магнитного поля на экране, то есть в том направлении, где магнитное поле частицы не отклоняет. Такой прием, в частности, использовался в экспериментах по ускорению электронов в поле кильватерной плазменной волне [7].

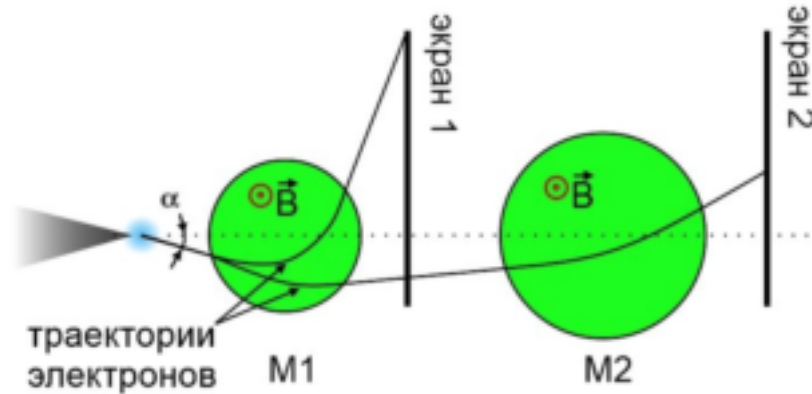


Рис. 3.5: Принципиальная схема двухэкранного спектрометра ускоренных частиц, позволяющая учитывать угол вылета из источника.

В простейшей схеме следы на детекторе, оставленные разными видами частиц, могут перекрываться. Если использовать сонаправленные магнитное и электрическое поле перпендикулярно оси пучка (рис. 3.4 б), то следы от частиц с разным заряд-массовым отношением начнут перекрываться меньше и будут иметь форму параболы [152, 153]. Спектрометр, имеющий такое устройство, называют томсоновская парабола. Он позволяет наблюдать ионный состав пучка заряженных частиц, характерный сигнал спектрометра показан в Главе 4.

3.6 Слоистые детекторы

3.6.1 Спектральные измерения быстрых протонов

Ключевым методом измерения спектров УПВК (ускоренных полем виртуального катода) протонов на комплексе PEARL стала диагностика при помощи радиохромных пленок RCF (radiochromic films). Основным преимуществом данной диагностики является простота и возможность детектирования угловой за-

висимости спектров ускоренных частиц.

Дозиметрические радиоохромные плёнки (RCF - radiochromic films) предназначены для детектирования вторичного корпускулярного и электромагнитного излучения в широком диапазоне энергий. С помощью RCF плёнок измеряются энергетические спектры пучков заряженных частиц, таких как протоны, электроны и ионы, регистрируются альфа-частицы и нейтроны, а также рентгеновские и гамма лучи. Плёнка представляет собой сэндвич субмиллиметровой толщины, состоящий из тонкого слоя активного компонента толщиной от нескольких до нескольких десятков микрон, заключённого между защитными слоями оптически прозрачного полиэстера. При воздействии ионизирующего излучения на активный компонент запускается процесс радиационной полимеризации и в результате данной реакции производится полимер-краситель. Количество полимера-красителя и, соответственно, оптическое затемнение пленки пропорциональны величине поглощённой дозы радиации в толще активного слоя радиоохромной плёнки.

На комплексе PEARL радиоохромные пленки используются в первую очередь для диагностики ускоренных протонов. Быстрые протоны по мере прохождения через вещество теряют свою кинетическую энергию за счет кулоновского взаимодействия с заряженными частицами, сечение которого растёт с уменьшением скорости протонов. В следствие этого, торможение частицы происходит неравномерно, а на кривой поглощения энергии в зависимости от глубины, называемой брегговской кривой, присутствует ярко выраженный максимум, за которым кривая резко обрывается. Характерный вид брегговской кривой представлен на рис. 3.6

Ускоренные протоны теряют энергию по мере прохождения через стек из RCF. Затемнение активной части пленки из-за поглощения ионизирующего излучения измеряется при помощи фото-сканеров. На основании затемнения восстанавливается радиационная доза, полученная пленкой. Зависимость степени затемнения от поглощенной дозы для каждого типа пленки является специфичной, поэтому для получения из степени затемнения абсолютных значений дозы необходима дополнительная калибровка, которая осуществляется при об-

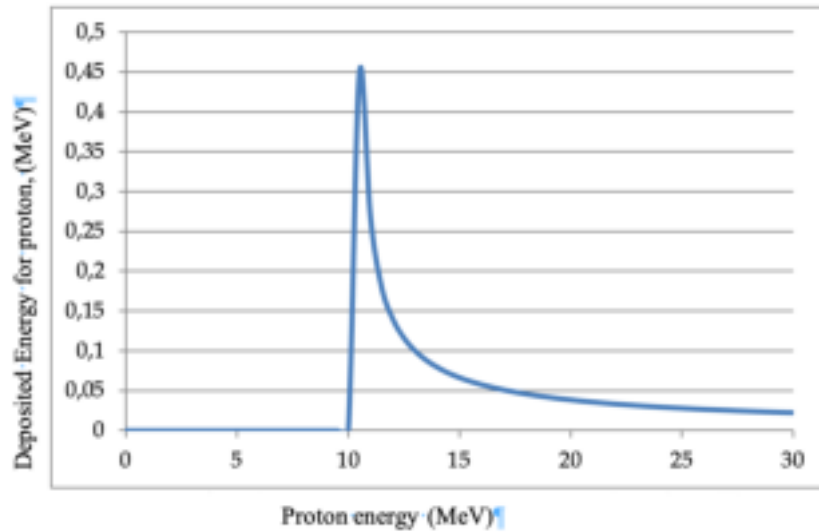


Рис. 3.6: Типичная зависимость потерь энергии протона при прохождении радиоэлектронной пленки, находящейся в диагностической стопке. Хорошо видно, что максимальный вклад в потемнение пленки обеспечивается протонами определенной энергии.

лучении пучком протонов с заранее известными параметрами. На рис. 3.7 приведены калибровочные кривые, связывающие оптическую плотность с полученной пленкой дозой.

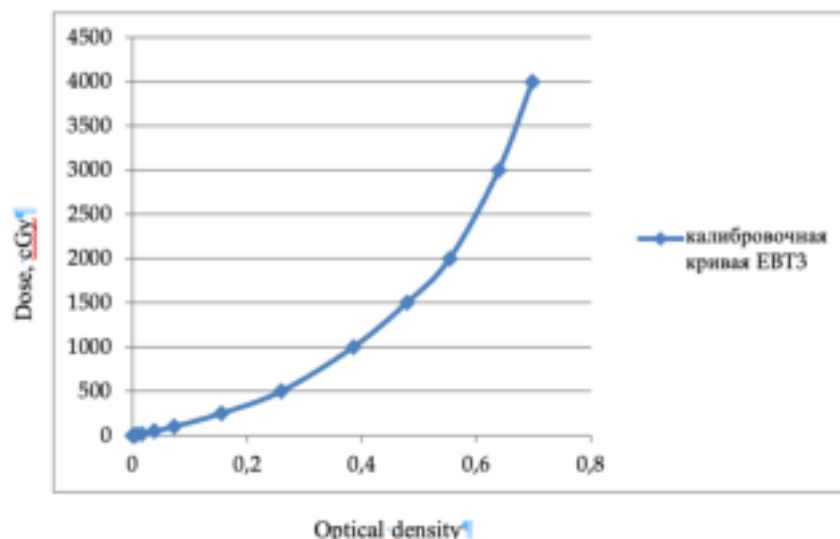


Рис. 3.7: Калибровочная кривая для пленки типа ЕВТЗ

Для восстановления спектра протонного пучка используются брегговские кривые, рассчитанные для торможения протонов с различной энергией в конкретной конфигурации стопы радиоэлектронных пленок при помощи SRIM кода [154], моделирующего взаимодействие с атомами вещества методом Монте-Карло. При этом восстановление спектра производится в обратном порядке, на-

чиная с наиболее глубоко лежащей пленки, по затемнению которой находится количество протонов с максимальными энергиями в пучке. Далее процедура повторяется со следующей засвеченной пленкой, в засветке которой учитывается вклад протонов, засветивших наиболее глубоколежащую пленку, и т.д. Таким образом процедура повторяется последовательно, пленка за пленкой, от самой глубокой до самой первой, по ходу пучка протонов. В результате получаем энергетический спектр протонов в виде набора дельта-функций соответствующих брегговским пикам (в сечении по одному направлению распространения через стек). А зная - какой должен быть в действительности спектр протонов, интерполируем данной зависимостью, определяя параметры по методу наименьших квадратов. Данную процедуру проводим для всех направлений распространения и восстанавливаем двумерное распределение протонов. Таким образом, зная интегральные значения осаждаемых энергий на пленках и брегговские кривые, восстанавливается как энергетический, так и угловой спектр пучка протонов, вызвавший окраску.

3.6.2 Детектор рентгеновского излучения

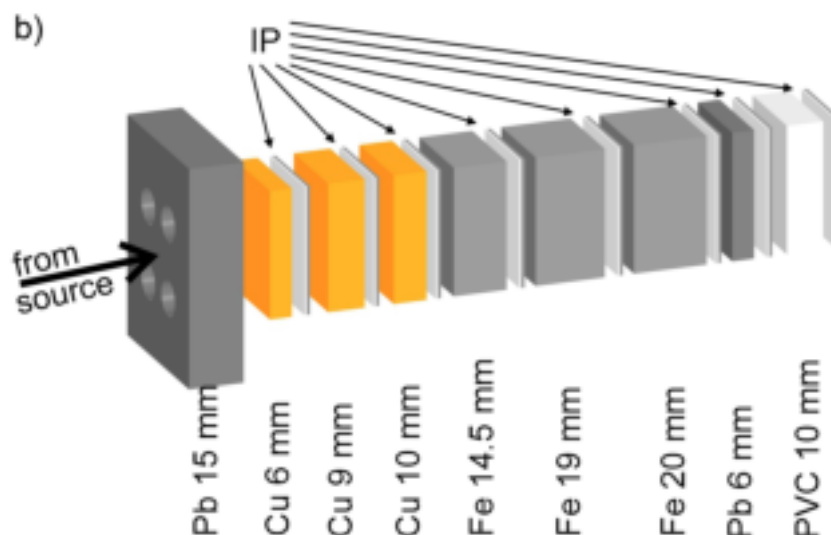


Рис. 3.8: Слоистый детектор рентгеновского излучения

В отличие от характеристических спектров, спектр тормозного излучения не содержит ярко выраженных особенностей, и представляет собой относительно гладкую кривую, спадающую с ростом энергии фотонов. Для детекти-

рования таких квазимагвелловских спектров не подходит FSSR диагностика по причине маленького динамического диапазона, и измерения проводятся при помощи слоистых детекторов типа слоистого рентгеновского детектора “тормозная пушка”, примерная композиция которого представлена на рис. 3.8. Для измерения потока рентгена между фильтрами использовались IP пластины CRIP3543109 Duerr NDT.

Во входном фильтре из свинца в детекторе, который использовался на комплексе PEARL, присутствуют 4 отверстия, расположенные в вершинах некоего квадрата (см. рис. 3.8). Отверстия обусловлены исходной конструкцией спектрометра, рассчитанной на использование круглых TLD- детекторов. Для простоты считывания мы заменили TLD на IP. Переход на IP позволил детектировать излучение на большей площади и получить дополнительную информацию за счет сравнения амплитуды сигнала в областях IP расположенных за отверстиями во входном фильтре и между ними. Для защиты от паразитной засветки набор фильтров и IP помещены в свинцовый корпус (не показан на рис). Спектрометр не чувствителен к фотонам с энергией менее ≈ 100 кэВ.

3.7 Повышение пространственного разрешения диагностики накачка-зондирования релятивистских объектов

Диагностика накачка-зондирование (Н-З) - это широко распространенный инструмент для исследования фемтосекундной лазерной плазмы. Н-З диагностика востребована для исследования поля кильватерной плазменной волны [155] и инжекции в нее электронов [156]; исследования особенностей плотности в релятивистской плазме [157] и возможности обратного рассеяния излучения на этих особенностях [158—160]; режимов взаимодействия с возникновением излучающих сингулярностей плотности плазмы типа BISER [161—165] и многих других режимов взаимодействия.

В отличие от наносекундной лазерной плазмы (см. Главу 5 диссертации), в которой все характерные времена много больше длительности лазерного драйвера, для фемтосекундных процессов ключевыми требованиями к зондирующему излучению являются короткая длительность и отсутствие существенного

джиттера по отношению к лазерному драйверу. Невыполнение этих требований влечет за собой снижение пространственного и временного разрежения диагностики.

Ранее в работе [166] предлагалось исследовать плазменные сингулярности BISER при помощи поперечной оптической шпирен диагностики. Было показано, что для достижения удовлетворительного разрешения в этом случае необходимо использовать зондирующий импульс с длительностью в несколько осцилляций оптического поля, однако многие системы петаваттного уровня мощности [167—169] имеют длительность 30-40 фс. На такой длительности изображения остро локализованных и сопровождающих оптический драйвер процессов, таких как сингулярностей BISER, испытывают существенное размытие из-за движения. Уменьшить эффект размытия можно за счет укорочения зондирующего импульса, что при сохранении необходимого уровня синхронизации, является сложной технической задачей [170, 171]

В рамках данной работы предлагается осуществить укорочение зондирующего импульса при помощи подхода CafCA [23], основанного на нелинейном обогащении спектра и посткомпрессии лазерного импульса на чирпирующих зеркалах. Подход разрабатывался для повышения пиковой мощности систем петаваттного и мультипетаваттного уровня мощности, он надежен, не требует существенной перестройки лазерной схемы и может быть реализован фактически на любой существующей фемтосекундной установке. Однако, в спектре импульса после нелинейного обогащения присутствуют существенные модуляции и дисперсия высоких порядков, которую не удастся компенсировать при помощи чирпирующих зеркал с квадратичной дисперсией групповой скорости. Данная статья посвящена исследованию влияния этого обстоятельства на информативность зондирования таким импульсом.

3.7.1 Математическая модель метода CafCA

Метод CafCA предназначен для повышения пиковой мощности фемто- и пикосекундных лазерных систем и позволяет преодолеть ограничения, связанные с лучевой стойкостью дифракционных решеток [27]. Повышение мощности дости-

гаются за счет укорочения эффективной длительности лазерного импульса, что можно использовать для повышения временного разрешения оптической диагностики лазерной плазмы. Суть метода CafSA заключается в использовании оптических элементов с керровской нелинейностью, в которых импульс подвергается нелинейному самовоздействию, приводящему к уширению спектра (см. рис. 3.9 (б)). В роли нелинейных элементов могут выступать, например, плоские пластины из оптического стекла, плавленого кварца или полимеров [172].

Уширение спектра лазерного импульса в среде с керровской нелинейностью описывается нелинейным уравнением Шредингера относительно огибающей напряженности электрического поля [173, 174]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + i \gamma |A^2| A = 0, \quad (3.2)$$

где $\gamma = \frac{3\pi k_0 \chi^{(3)}}{2n_0^2}$, u – групповая скорость, z – продольная координата, $k_2 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} |_{\omega_0}$ – дисперсия групповой скорости (GDD), n_0 – линейная часть показателя преломления, k_0 – волновой вектор, $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость. На входе в нелинейную среду лазерный импульс может содержать остаточную частотную модуляцию (чирп), которая может быть связана с неполным согласованием пары стретчер-компрессор. Уширение спектра сопровождается возникновением частотной модуляции, которая может быть скомпенсирована при помощи чирпирующих зеркал [175]. Коэффициент уширения спектра F_ω и коэффициент укорочения длительности F_τ после компенсации квадратичной фазы можно оценить по формулам [23]:

$$F_\omega = 1 + 0,91B(1 - 0,5\sqrt{D}) \quad (3.3)$$

$$F_\tau = 1 + 0,59B(1 - 1,26\sqrt{D}) \quad (3.4)$$

$$B = \gamma |A_{10}^2| L \quad (3.5)$$

где B – это интеграл распада, $D = \frac{k_2 L}{T_{in}^2}$ – безразмерный параметр, отвечающий за дисперсию; L – толщина нелинейной пластины, A_{10} – амплитуда поля на входе в нелинейную среду, T_{in} – длительность спектрально-ограниченного импульса на входе в нелинейную среду, k_2 – дисперсия групповой скорости.

В эксперименте, однако, целевые параметры дисперсии для чирпирующих зеркал выполняются с конечной точностью, в результате чего квадратичная

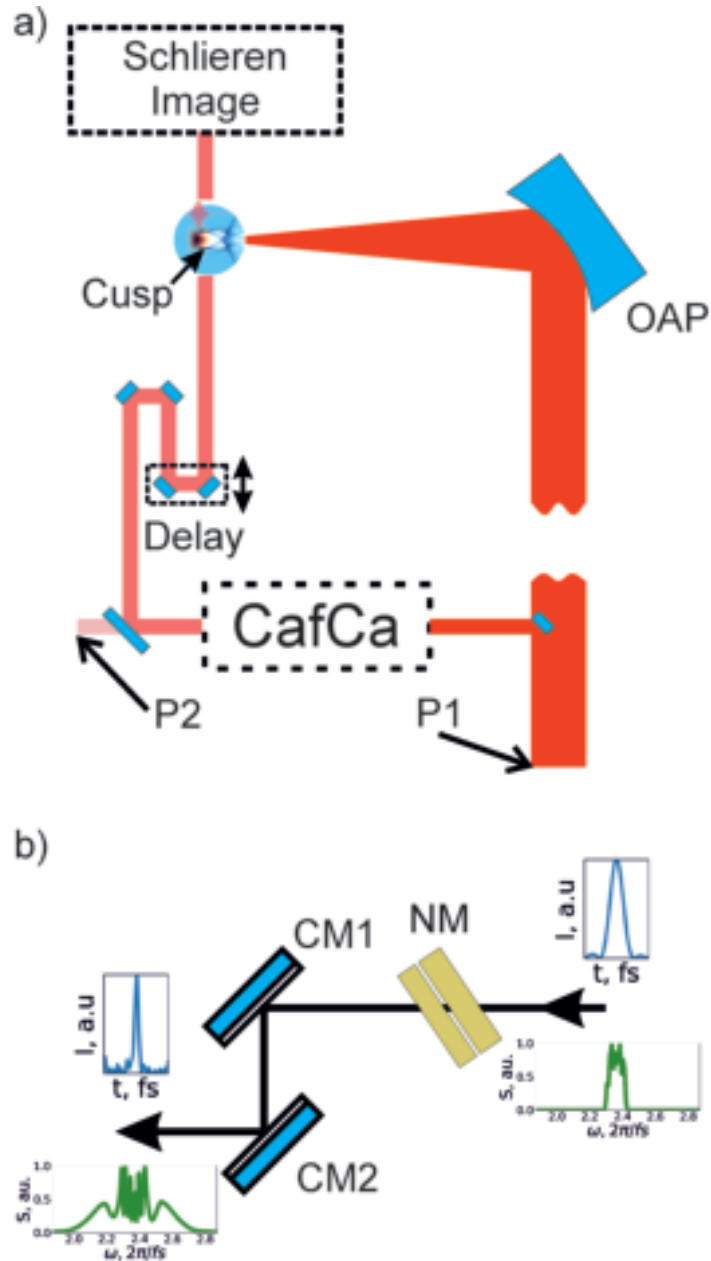


Рис. 3.9: (а) - принципиальная схема формирования зондирующего импульса методом CafCA. OAP - внеосевое параболическое зеркало, P1 - точка измерения энергии лазерного импульса, его длительности и спектральной фазы, P2 - точка измерения спектра импульса после CafCA. (б) - схема CafCA. NM - нелинейный элемент, CM1, CM2 - чирпирующие зеркала с отрицательной дисперсией групповой скорости.

дисперсия компенсируется неполностью, также зеркала могут добавлять дисперсию более высоких порядков. В результате этого длительности импульсов получаются несколько больше, чем предсказывают формулы 3.3-3.4.

Отметим, что в экспериментах коэффициент временной компрессии более 10 на одном каскаде получить проблематично. Дело в том, что на степень временного сжатия негативно влияет наличие линейной дисперсии показателя преломления нелинейной среды. При фиксированном значении V -интеграла уменьшение ее толщины для минимизации вклада линейной дисперсии показателя преломления должно компенсироваться ростом пиковой интенсивности, т.к. V -интеграл линейно зависит от этих параметров. В свою очередь, максимальное значение пиковой интенсивности ограничено порогом пробоя оптических элементов, который может быть снижен из-за наступления мелкомасштабной самофокусировки [23]. В связи с этим, для большего укорочения, необходимо использовать многокаскадную схему, где импульс можно укоротить вплоть до одного периода оптического поля [129]. В мощных лазерных системах продемонстрировано укорочение импульса при помощи CafSA до ~ 11 фс [27], соответствующие увеличению пиковой мощности в шесть раз до уровня в 1.5 ПВт

3.7.2 Уширение спектра диагностического импульса в эксперименте

Принципиальная схема диагностики BISER с использованием CafSA для лазера J-KAREN-P [10] приведена на рис. 3.9(a). Зондирующий импульс выхватывался из апертуры пучка диаметром 26 см при помощи золотого зеркала диаметром ~ 2.5 см ($1''$) и направлялся на две плоскопараллельные пластины из кварцевого стекла толщиной 4 и 5 мм соответственно (см. рис. 3.9.(b)), расположенные под углом Брюстера. Оптический путь в пластинах составлял 10.9 мм. Далее импульс отражался от стеклянного клина под углом 45° в плоскости поляризации, что приводило к отражению порядка 1% излучения, которое выводилось из вакуума через CaF_2 окно толщиной 2 мм на вход волоконного спектрометра. Абсолютная калибровка спектрометра для длин волн была получена по линиями свечения Hg и Ne+Ar ламп; относительная чувствительность была откалибрована с использованием чернотельного вольфрамового источника света.

Экспериментальная серия состояла из несколько сотен выстрелов, для которых измерялись полная энергия лазерного импульса в точке (P1) рис. 3.9 (а) и амплитудный спектр зондирующего импульса после прохождения нелинейной среды (в точке (P2) экспериментальной схемы на рис. 3.9(а)). Кроме этого в точке (P1), перед серией выстрелов, при помощи диагностики Wizzler [176] было произведено измерение спектра и спектральной фазы импульса, результаты которого представлены на рис. 3.10. Средняя длительность импульсов по уровню FWHM интенсивности составляла 46.8 ± 0.5 фс, при Фурье-пределе составляющем 46.4 фс; соответствующая эффективная длительность [167] составляла 52.1 ± 1.2 фс при Фурье-пределе 49.4 фс. Серия проводилась для режима лазера с высоким контрастом (типичный контраст приведен на рис. 14 в [10]).

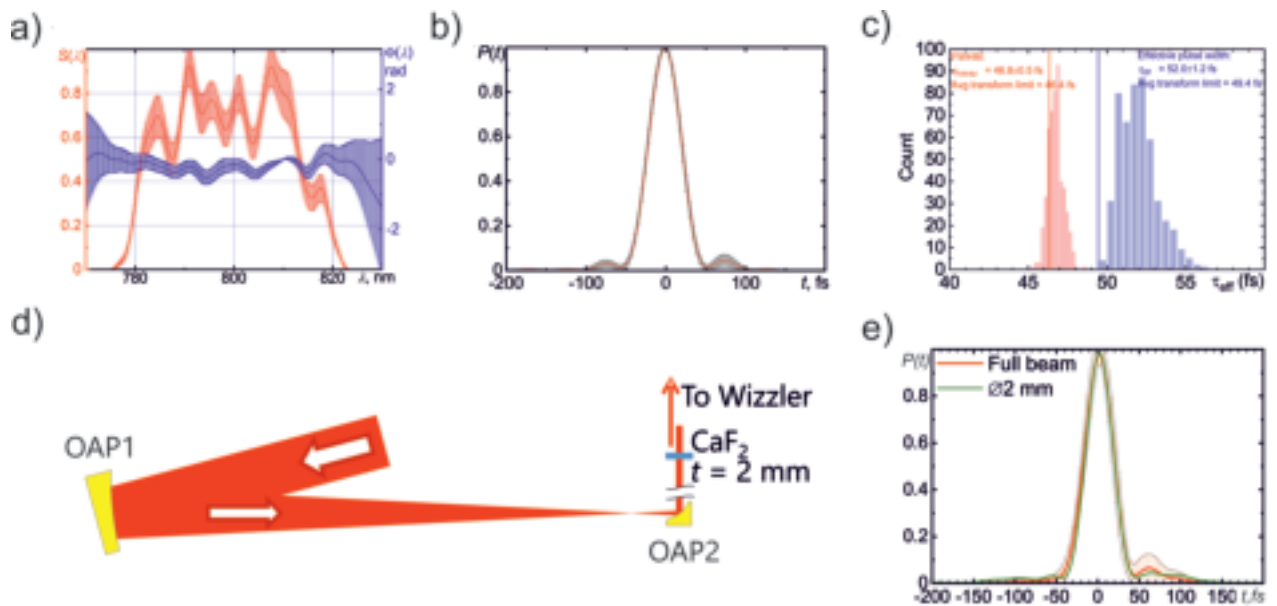


Рис. 3.10: Измерение импульса с помощью Wizzler (данные по 500 одиночным импульсам). (а) Спектр и спектральная фаза; область ошибок показывает стандартные отклонения колебаний от выстрела к выстрелу. (б) Соответствующий временной профиль импульса (среднее значение и стандартное отклонение). (с) Гистограммы FWHM и эффективной ширины импульса, вертикальные линии показывают соответствующие предельные значения преобразования, рассчитанные из среднего спектра; в нескольких импульсах спектр был шире, а спектральная фаза почти плоской, в результате чего FWHM немного короче среднего предельного значения.

Энергия в лазерном импульсе менялась в диапазоне от 0.9 до 8.5 Дж, что соответствует плотности потока энергии от 1.6 до 15.1 мДж/см². Оценочные значения В-интеграла, согласно выражению (4), лежали в диапазоне от 0.7 до

6.3.

Уравнение (3.2) решалось численно для входного спектра, измеренного при помощи Wizzler. В-интеграл являлся свободным параметром задачи и оптимизировался в смысле минимизации среднеквадратичного отклонения (STD) расчетного выходного спектра от экспериментального, измеренного в точке P2 рис. 3.9(a). На рис. 3.11 оптимальные расчетные спектры сравниваются с экспериментальными для отдельных выстрелов.

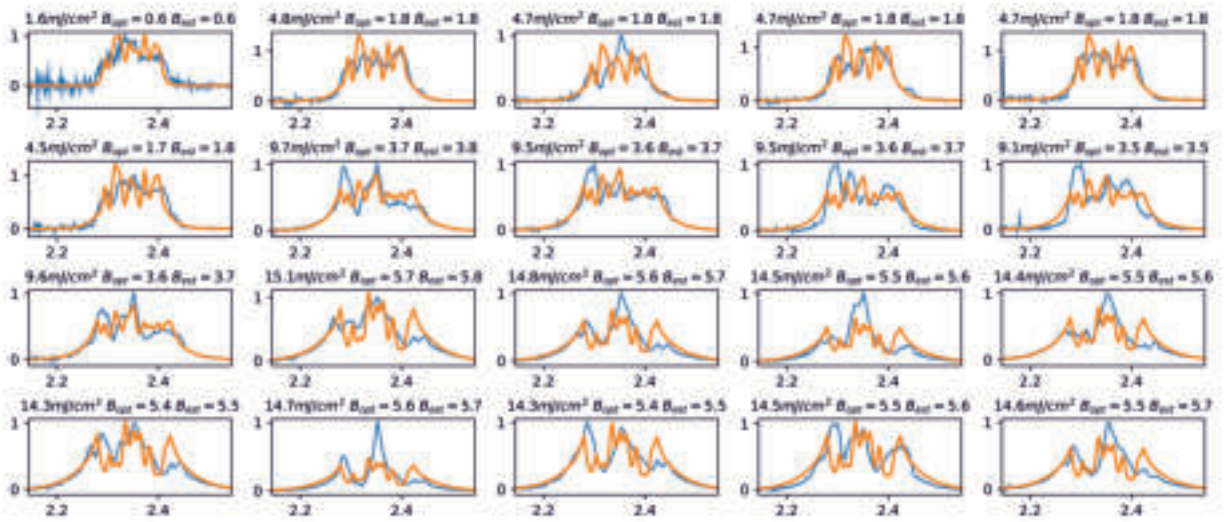


Рис. 3.11: Сравнение экспериментальных спектров с расчетными, полученными на основании численной оптимизации значения В-интеграла. Синий: измеренные уширенные спектры на разных уровнях плотности энергии; каждый кадр соответствует отдельному выстрелу. Оранжевый: расчетные спектры. По горизонтальной оси отложена угловая частота в $2\pi/fs$.

Рассчитанные таким образом спектры типологически близки к экспериментальным в P2 рис. 3.9(a). Различия в мелкой структуре связаны с флуктуациями фазы спектра и спектральной интенсивности.

Отметим, что В-интеграл, определенный выражением (3.5), является оценкой сверху, т.к. по мере распространения в среде пиковая интенсивность импульса уменьшается из-за совместного проявления дисперсии линейной части показателя преломления и кубической нелинейности. В следствии этого, расчеты уширенных спектров в предположении идеальных входных импульсов не соответствовали экспериментальным.

3.7.3 Оптимальное временное сжатие диагностических импульсов

В эксперименте, как правило, оптимизация CafSA сводится к подбору оптимальной толщины нелинейной среды для фиксированного набора chirpiрующих зеркал и неизменных параметрах входного лазерного импульса [27, 177–179]. Управление другими параметрами, влияющими на D и B в выражениях (3.3-3.5), требует гораздо больших усилий, что не всегда целесообразно. На основании полученных ранее данных о параметрах лазерного импульса на входе в нелинейную среду, был проведен расчет длительности импульса после отражения от chirpiрующих зеркал производства Ultrafast Innovations с известной зависимостью дисперсией групповой скорости GDD от длины волны, представленной на рис. 3.12 (а).

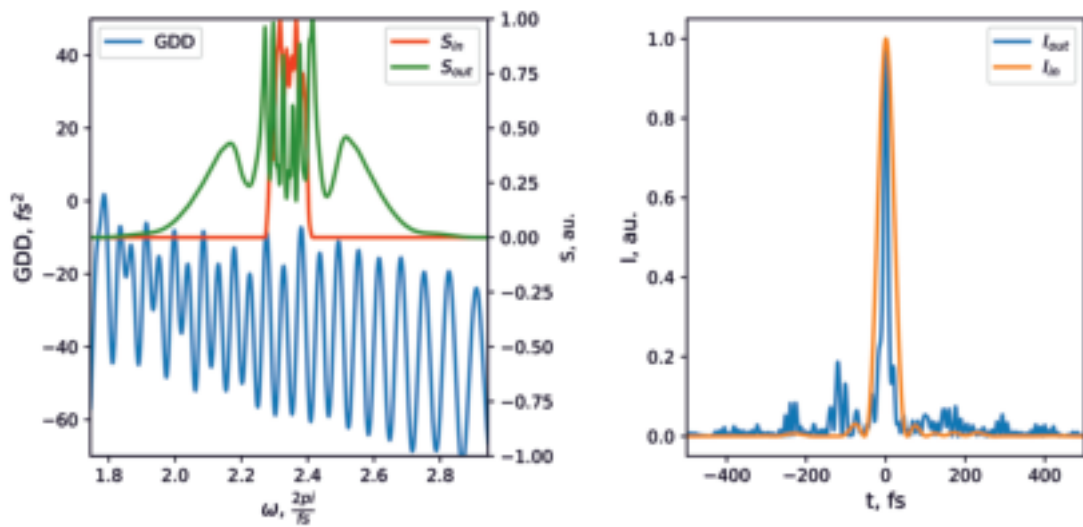


Рис. 3.12: Левая панель: левая ось - начальный спектр импульса, уширенный спектр в оптимальной точке, правая ось - GDD chirpiрующих зеркал. Правая панель: огибающая исходного и компрессированного импульсов.

Длительность импульса, рассчитанная для различных толщин нелинейных элементов из плавленого кварца, различного числа отражений от заданных chirpiрующих зеркал и различных значений потока энергии приведены на рис. 3.13.

Представленная на рисунке зависимость имеет явно выраженный минимум, который достигается для $L = 0.7$ см, $N_{refl} = 5$ и растет с увеличением потока

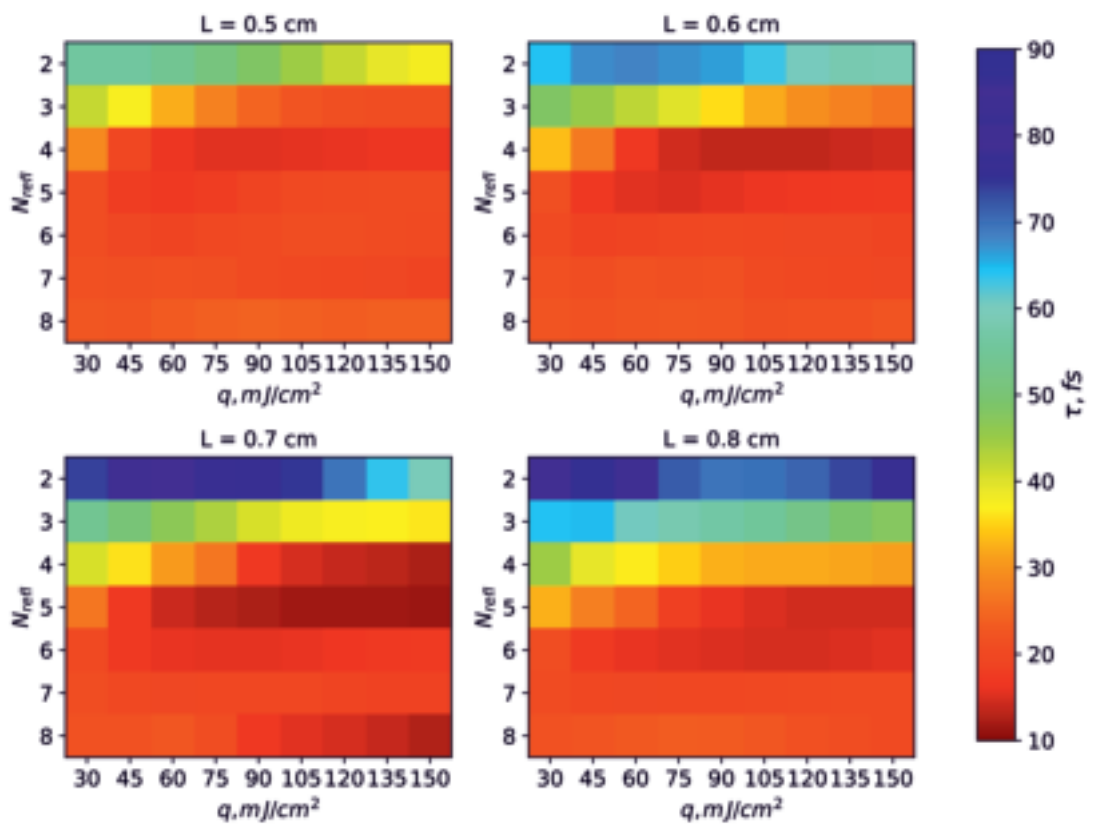


Рис. 3.13: Зависимость длительности сжатого импульса от плотности энергии и количества отражений от чирпирующих зеркал для разной толщины нелинейного элемента.

энергии.

Для дальнейшего рассмотрения остановимся на разумной, с экспериментальной точки зрения, плотности потока энергии - 105 мДж/см^2 . При этом В-интеграл составит около 28, а длительность 11.8 фс по FWHM. Спектр и временная форма исходного и компрессированного импульсов представлены на рис. 3.12. Такая длительность, как было показано ранее [166], является удовлетворительной для зондирования релятивистских сингулярностей BISER.

Важно подчеркнуть, что после отражения от chirpiрующих зеркал в импульсе остаются нескомпенсированными высокие порядки дисперсии и присутствуют модуляции спектра, следствием чего является наличие пред и пост-импульсов. Одним из основных вопросов исследования является вопрос влияния этих особенностей на информативность оптической диагностики.

3.7.4 PIC моделирование

3.6.1 Параметры моделирования

Для оценки влияния нескомпенсированных порядков дисперсии и модуляции амплитудного спектра импульса после CafCA с реальными chirpiрующими зеркалами мы провели численное моделирование зондирования лазерной плазмы. Был использован PIC код REMP [180], в 2D-конфигурации, в плоскости (x, y).

Импульс драйвера имел гауссову форму по времени и пространству с амплитудой безразмерного векторного потенциал $a_{driv} = 3$, длительность на полувысоте $5\lambda/c$, размер пятна на полувысоте $D_{driv} = 5\lambda$. Соответствующая интенсивность в пятне $I_{driv} = a_{driv}^2 I_{1L} = 1,25 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2 \times \frac{1\mu\text{m}^2}{\lambda}$, где λ - лазерная длина волны, c - скорость света в вакууме, $I_{1L} = 1.386 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 \times \frac{1\mu\text{m}^2}{\lambda}$ интенсивность линейно поляризованной электромагнитной волны с безразмерной амплитудой 1.

Релятивистски сильный лазерный импульс драйвера претерпевает существенные изменения при распространении в прозрачной плазме. За счет релятивистской самофокусировки [181] его поперечный размер уменьшается и, соответственно, увеличивается его излучающая способность; из-за прямого и обратного комбинационного рассеяния [182] происходит укрупнение переднего фронта.

Все эти трансформации усиливают возбуждение кильватерной волны. Поперечное сжатие драйвера приводит к образованию дуговой волны [183]. Эти стадии эволюции неизбежны при лазерно-плазменном взаимодействии для широкого диапазона параметров лазера и плазмы, что многократно описано в литературе. Таким образом, несколько сингулярностей плотности плазмы вблизи фронта возбуждающего импульса и в течение нескольких периодов отстающей кильватерной волны образуются так или иначе, независимо от начальной длительности мультитераваттных лазерных импульсов. PIC моделированию, однако, из-за высоких требований к вычислительным мощностям, поддаются только более короткий и интенсивные лазерный импульсы, соответствующие стадии эволюции вблизи положения самофокусировки. В этом случае продольный размер окна моделирования может быть существенно меньшим, поскольку нет необходимости расчета продолжительной эволюции лазерного драйвера на нескольких мм плазмы до прихода зондирующего импульса.

Импульс драйвера инициировался при $t = 123\lambda/c$ от левой границы окна моделирования (при $x = 0$) и распространялся в направлении оси x . Его фокальная плоскость находилась при $x = 600\lambda$. Импульс драйвера имел p -поляризацию, поэтому его электрическое поле в основном колебалось вдоль оси y (E_y). Согласно уравнениям Максвелла и уравнениям Ньютона-Лоренца в 2D-конфигурации, такая поляризация не генерирует компонент электрического поля и импульсы заряженных частиц вдоль оси z , если они изначально отсутствовали.

Плазменный слой был однородным, его плотность $n_{e0} = 2.5 \times 10^{-5} n_{cr} = 2.97 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \frac{\mu m^2}{\lambda}$, где $n_{cr} = \pi/(r_e \lambda^2)$ - критическая плотность, $r_e = e^2/(m_e c^2)$ - классический радиус электрона, e и m_e - заряд и масса электрона соответственно. Соответствующая Ленгмюровская частота $\omega_{pe} = 0.05\omega_0$, где $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ - частота излучения лазера. Плазма располагалась в пределах от 10λ до 1014λ вдоль оси x , и от 380λ до 580λ вдоль оси y .

Мощность драйвера $P_{driv} = a_{driv}^2 I_{1L} \times \frac{\pi D_{driv}^2}{4}$ значительно превышала порог релятивистской самофокусировки $P_{rf}[\text{ГТВ}] \approx 17n_{cr}/n_e$ [181, 184, 185].

Безразмерная амплитуда зондирующего импульса $a_0 = 10^{-4}$ была достаточно малой. Полная длительность зондирующего импульса вместе с пред- и пост-

импульсами составляла $1127\lambda/c$, размер фокального пятна по FWHM составлял $1024/3\lambda$. Поперечный профиль зондирующего импульса имел гауссову форму. Его временной профиль был установлен в соответствии с расчетным профилем, изображенным на рис. 3.12 Зондирующий импульс инициировался при $t = 0$ от линии, параллельной границе плазменного слоя при $y = 370\lambda$, и распространялся в направлении оси y . Он имел s-поляризацию, поэтому его электрическое поле в основном колебалось вдоль оси z (E_z).

Размер окна моделирования составлял $1024\lambda \times 960\lambda$, количество квазичастиц 2×10^8 , размер пространственной сетки $dx = dy = \lambda/16$, временной шаг $dt = 0.999dt_{CFL}$, где dt_{CFL} - это предел Куранта - Фридрихса - Леви: $dt_{CFL} = \left[\left(\frac{c}{dx} \right)^2 + \left(\frac{c}{dy} \right)^2 \right]^{-1/2}$. Граничные условия были периодическими как для полей, так и для квазичастиц.

Возмущенное и отфильтрованное поле

Возмущенное поле зондирующего импульса $E_{z,ref}$ рассчитывалась как разность между компонентами электрического поля E_z из двух расчетов: (I) с импульсом драйвера и зондирующим импульсом, и (II) с единственным зондирующим импульсом. А именно, $E_{z,ref} = E_z(I) - E_z(II)$. Эта процедура по-прежнему сохраняет волны, распространяющиеся в направлении зондирующего импульса. Для их устранения использовался фильтр Фурье:

$$E_{z,filt} = F_{(x,y)}^{-1} [f(k_x)F_{(k_x,k_y)}\{E_{z,ref}\}] \quad (3.6)$$

(3.6) где F - быстрое преобразование Фурье, а $f(k_x)$ - фильтр, действующий только вдоль оси k_x :

$$f(k_x) = 1 - \frac{1}{2} \left(\tanh \left[d \left(1 + \frac{k_x}{s} \right) \right] + \tanh \left[d \left(1 - \frac{k_x}{s} \right) \right] \right) \quad (3.7)$$

(3.7) $d=5$, $s=0.15$, рис 3.19; единичный k_x соответствует частоте лазера, тогда как частота Ленгмюра в этих единицах соответствует 0.05. Описанный фильтр Фурье действует аналогично экрану в шлирен-методе.

Результаты моделирования

Результаты моделирования показаны на рис. 3.14-3.20, где единицей времени является период лазерного поля $T = 2\pi/\omega_0 = \lambda/c$. Показаны плотность электронов - n_e , а также абсолютные значения поля управляющего импульса E_y , поля зондирующего импульса E_z , возмущенного поля зондирующего импульса $E_{z,ref}$, отфильтрованного возмущенного поля $E_{z,filt}$, и пространственного спектра возмущенного поля $I = |F(k_x, k_y)E_{z,ref}|$. Их цветовые схемы, представляют значения в диапазонах $0, 3n_{e0} < n_e < 5n_{e0}$, $0 < E_y < 3$, $0 < E_z < 3 \times 10^{-5}$, $0 < E_{z,ref} < 3 \times 10^{-6}$, $0 < E_{z,filt} < 3 \times 10^{-7}$, $10^{-12} < I < 10^{-6}$, соответственно.

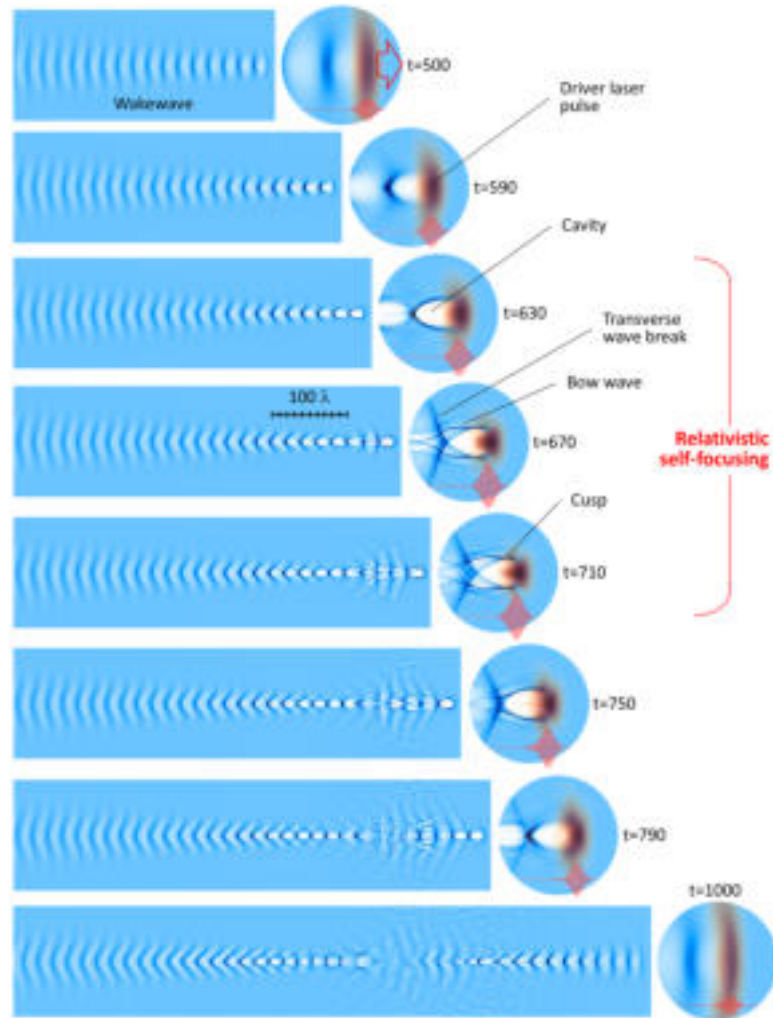


Рис. 3.14: Возбуждение кильватерной волны лазерным импульсом (E_y , красный-черный) в плазме (n_e , синий). Слева от каждого кадра - увеличенная область импульса драйвера и первый период кильватерной волны.

Рис 3.14 показывает эволюцию драйвера лазерного импульса во время его

распространения в плазме. Возбуждающий импульс толкает электроны как в поперечном, так и в продольном направлении, возбуждая кильватерную волну, которая изначально является регулярной и периодической с характерными параболическими оболочками с высокой концентрацией электронов, разделенными областями разрежения плотности с большим масштабом. Первоначально период кильватерной волны примерно соответствует ленгмюровской частоте $\lambda_{pe} \approx \frac{2\pi c}{\omega_{pe}}$. Драйвер подвергается релятивистской самофокусировке [181, 184, 185], поэтому, по ходу распространения в плазме, его интенсивность увеличивается, а его поперечный размер сокращается. Соответственно увеличивается период кильватерной волны, согласно известному решению Ахиезера-Половина [186]. Из-за сужения поперечного размера драйвера электростатический потенциал полости не может удерживать вытесненные электроны, поэтому образуется многопоточное течение. Видны характерные очертания головной волны (bow wave) [183], соединенной со стенками полости в точках сингулярности типа касп [161, 163], в которых расположена сильно локализованная область с увеличенной плотностью. Электроны, протекающие вдоль стенок полости, не могут быть остановлены электростатическим потенциалом полости, поэтому поперечное опрокидывание волны происходит на дне полости (далее от возбуждающего импульса). В области самофокусировки кильватерная волна теряет регулярную структуру. Позже импульс драйвера дефокусируется и снова начинает создавать регулярную периодическую кильватерную волну. В итоге можно наблюдать сильно локализованные модуляции плотности, напоминающие световые каустики на дне водоема. Это особенности плотности, соответствующие складкам и каспам в теории катастроф [187, 188].

Рис 3.15 показывает возмущенное поле зондирующего импульса $E_{z,ref}$ на фоне электронной плотности и зондирующего импульса, распространяющегося через плазму. Периодические модуляции плоских фронтов возмущенных волн возникают из-за модуляций плотности. Из-за релятивистской скорости кильватерной волны плоские возмущенные фронты имеют фазовые линии, наклоненные под углом 135° к оси драйвера. Эта картина нарушается, начиная с места самофокусировки и поперечного опрокидывания волны.

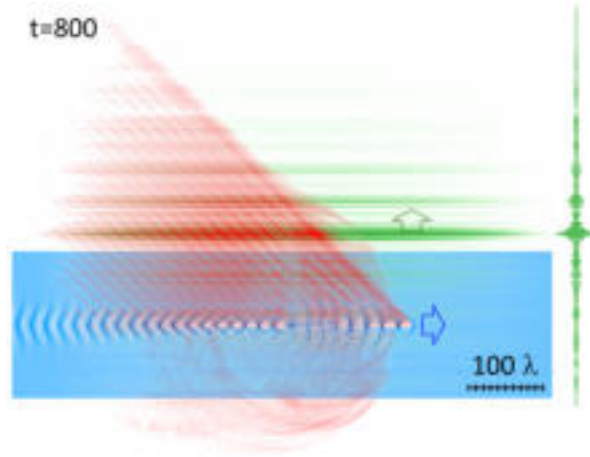


Рис. 3.15: Возмущенное поле зондирующего импульса $E_{z,ref}$ (красный) на фоне электронной плотности n_e (синий) и поля зондирующего импульса E_z (зеленый), ≈ 200 лазерных циклов после начала рефракции на кильватерной волне. Справа - профиль поля зондирующего импульса.

Помимо плоских возмущенных фронтов видны сферические фронты; они становятся видимыми из-за их отклонения от направления оси y и продолжения в направлении, противоположном направлению распространения зонда. Они возникают из-за сильно локализованных модуляций плотности, которые мы идентифицируем как сингулярности электронной плотности.

Рис. 3.16 показывает формирование сферических возмущенных фронтов в распределениях отфильтрованного возмущенного поля $E_{z,filt}$, в котором электромагнитные волны, распространяющиеся в направлении оси y , удаляются с помощью Фурье-фильтра $f(k_x)$ показанного на рис 3.14 (аналог Шлирен-метода). Пред-импульс и основной импульс зонда преломляются на особенностях, создавая набор сферических фронтов. Последующие акты рефракции на каспах головной волны хорошо видны при $t=670$ и $t=680$. Рассеяние на особенности [189] кажется более эффективной, чем дифракция на ней. Отметим, что из-за релятивистского движения преломляющих объектов возникающие возмущенные электромагнитные волны имеют разную частоту в разных направлениях. Частота возмущенного излучения выше, а длина волны короче в направлении движения объекта; тогда как в противоположном направлении частота ниже, а длина волны длиннее, согласно известной формуле Эйнштейна [190] $\omega_r = \frac{\omega_0}{1-\beta \cos \alpha}$, где $\beta = v/c$, v - скорость преломляющего объекта, α - угол наблюдения.

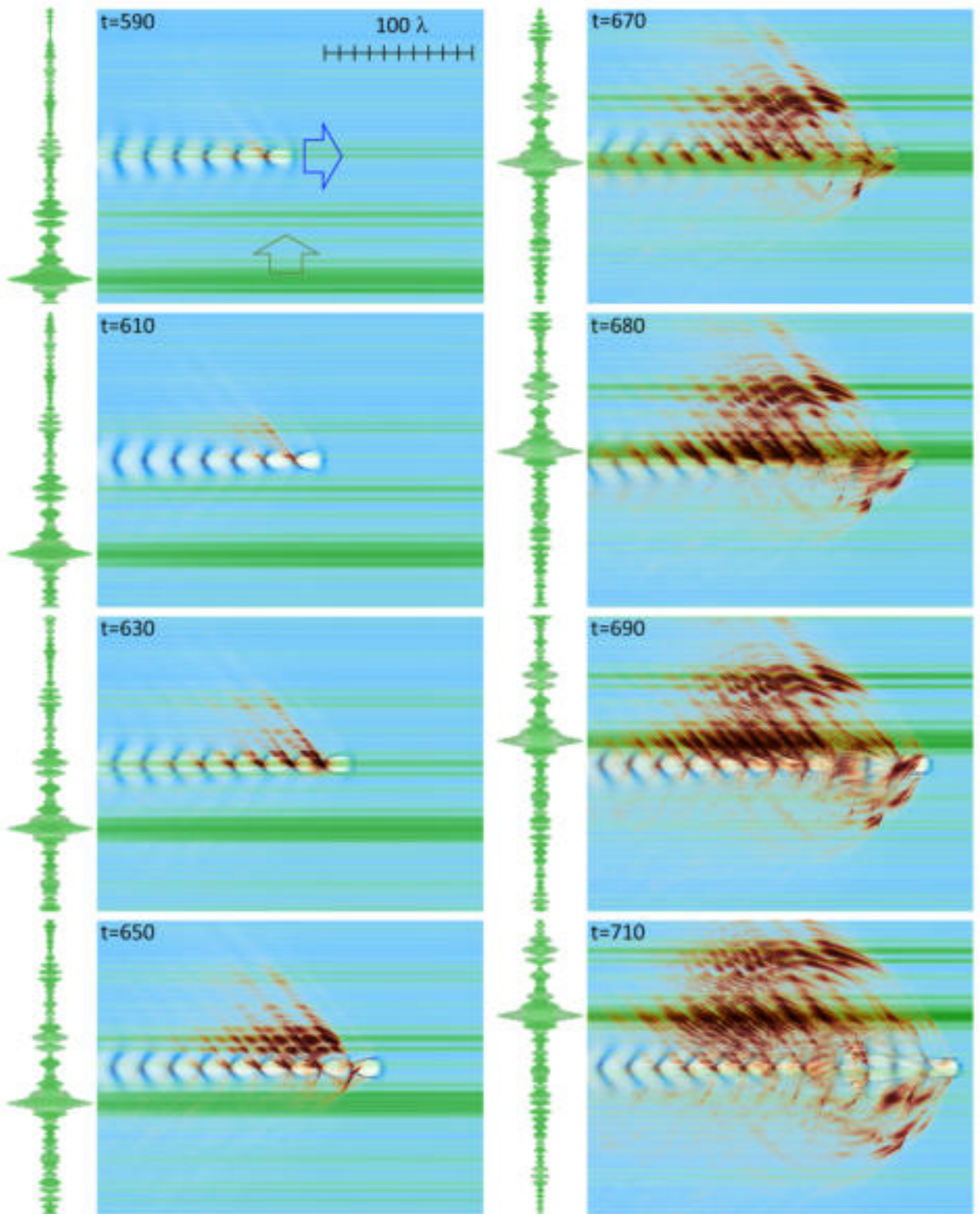


Рис. 3.16: Возмущение зондирующего импульса модуляциями электронной плотности (кроме волн в вертикальном направлении). Отфильтрованное возмущенное поле зондирующего импульса $E_{z,flt}$ (от красного к черному) на том же фоне, что и на рис 3.15.

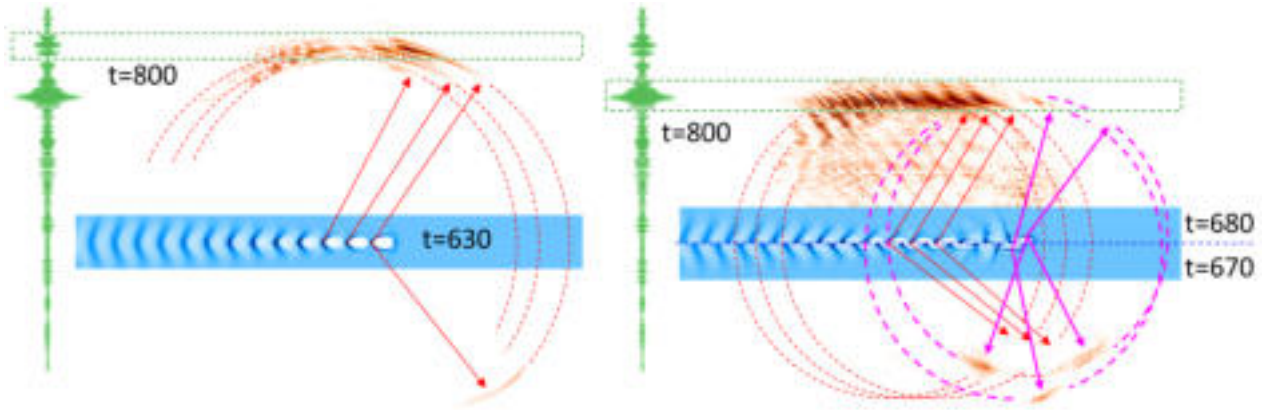


Рис. 3.17: Происхождение сферических фронтов хорошо видно при моделировании. Показаны те же объекты, что и на рис. 3.16 Слева - сферы возмущенного зондирующего предимпульса (обозначены зеленым пунктирным прямоугольником); справа - сферы основного импульса возмущенного зонда. Отфильтрованное возмущенное поле зондирующего импульса $E_{z, filt}$ (от красного к черному) и профиль зонда находятся при $t=800$, тогда как плотность электронов n_e показана при $t \approx 800 - R/c$, где R - радиус сферы.

Происхождение сферических возмущенных фронтов показано на 3.17. Анализ результатов моделирования в разные моменты времени позволяет проследить сферические фронты до их происхождения, в момент возмущения зондирующего предимпульса или основного импульса на сингулярности электронной плотности.

В более крупном масштабе и на более позднем этапе эволюции сферические возмущенные фронты хорошо различимы, рис. 3.18. Объектив с достаточно высоким пространственным разрешением ($2-3 \mu$ или лучше) должен отображать эти сферические фронты как набор хорошо разделенных пятен, слегка вытянутых вдоль направления распространения драйвера из-за конечной длительности импульса зонда. Как легко видеть, неидеальный длинный зонд с множеством пред- и пост-импульсов все еще может использоваться для наблюдения сингулярностей, если их длительности меньше d/c , где d - характерное расстояние между сингулярностями ($5 \mu\text{m}$), а основной импульс, пред- и пост-импульсы хорошо разделены и их пиковая интенсивность существенно выше фона.

Дальнейшие подробности представлены абсолютным пространственным спектром возмущенного поля $I = |F(k_x, k_y) \{E_{z, ref}\}|$ на рис. 3.19. Видны две отдельные составляющие возмущенного излучения: одна представлена кругом с широким

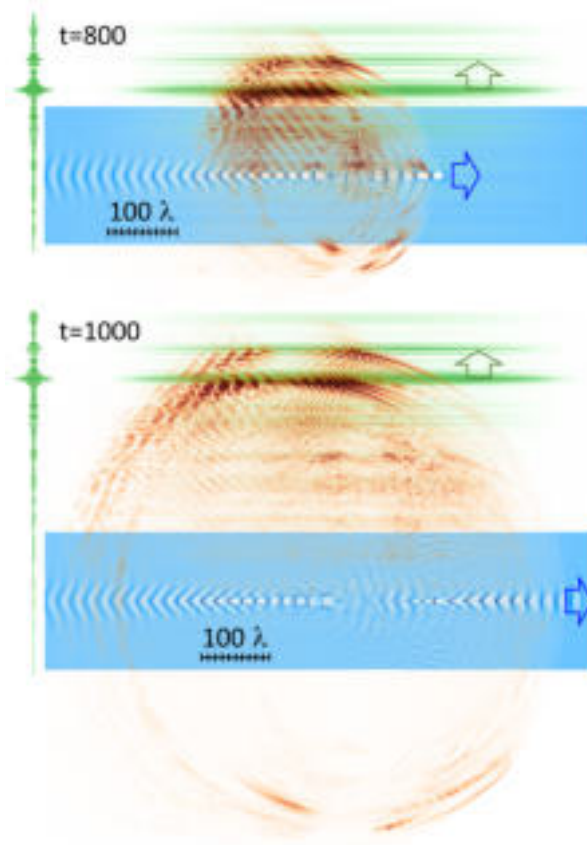


Рис. 3.18: Сферические фронты возмущенной на сильно локализованных модуляциях плотности волны (сингулярностях электронной плотности). Показаны те же объекты, что и на рис. 4.3, в большем масштабе и на более позднем этапе эволюции.

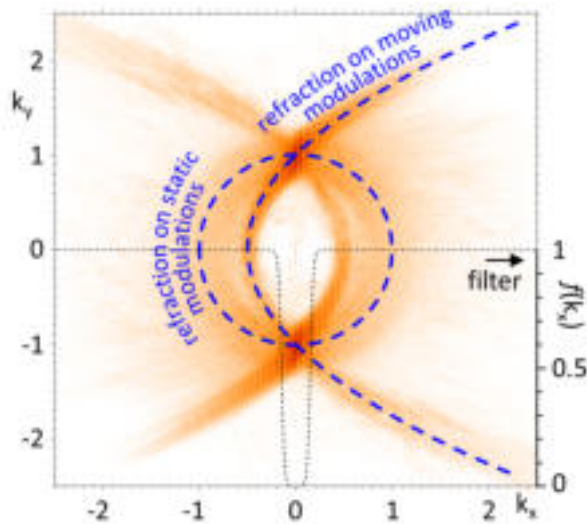


Рис. 3.19: Абсолютное значение пространственного быстрого преобразования Фурье возмущенного поля $I = |F_{(k_x, k_y)}\{E_{z, ref}\}|$ (оранжево-красный). Черная пунктирная кривая: фильтр $f(k_x)$, примененный к пространственному спектру, чтобы выявить сферические фронты. Синий пунктирный круг: возмущение на статических модуляциях плотности. Эллипс с синими точками: возмущение на быстро движущихся модуляциях плотности.

ободом, другая - толстой кривой, напоминающей участок эллипса. Окружность $k_x^2 + k_y^2 = 1$ соответствует волнам с длинами волн, равным длине волны зонда, распространяющимся во всех возможных направлениях. Этот круг появляется из-за преломления зондирующего импульса на статических модуляциях плотности. Часть эллипса формируется из-за преломления зондирующего импульса на движущихся модуляциях плотности, согласно формуле [190], которая представляет собой просто формулу эллипса в полярных координатах с $r = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ и $\alpha = \arctan \frac{k_x}{k_y}$ [159, 191]. Отметим, что даже несмотря на то, что частота сдвигается вверх и вниз в разных направлениях, фронты дифрагированных волн имеют сферическую форму.

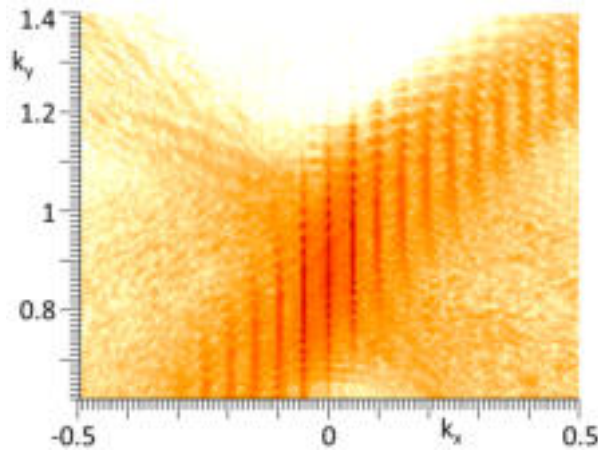


Рис. 3.20: Увеличенная область пространственного спектра на рис 3.19 с модуляциями, соответствующими $\omega_{pe} = 0.05\omega_0$

Протяженная структура кильватерной волны с множеством периодов действует как дифракционная решетка и создает гармонический узор в спектре преломленного поля, изображенный на рис. 3.20.

Рефракция зондирующего импульса происходит в первую очередь на модуляциях электронной плоскости, перемещающихся вдоль плоскости изображения, что приводит в первую очередь к рассеянию центральной части зондирующего излучения в направлении движения. Таким образом, каждая точка детектора принимает две разные компоненты излучения. Первая компонента, наиболее интересная, представляет собой своего рода мгновенную рефракцию, возникающую в результате воздействия модуляций электронной плотности на интенсивные части зондирующего импульса. Вторая — накопленная рефракция от

(неподвижной) объемной плазмы. В этом случае вопрос о пространственном разрешении разбивается на две части. Первая часть - различение соседних сингулярностей, а также пред- и постимпульсов и фона основного пробного импульса. Другой — разрешение (неподвижной) объемной плазмы. Последняя часть рассмотрено в [166], первая - рассматривается здесь.

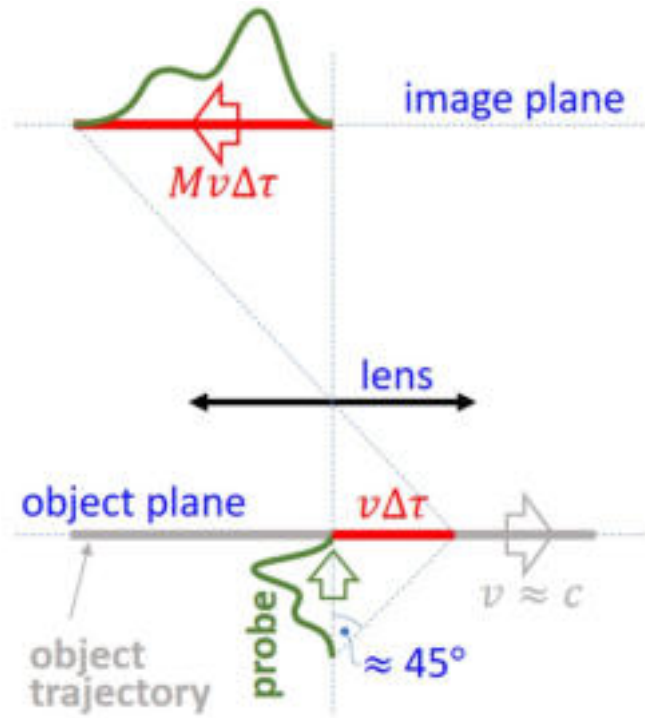


Рис. 3.21: Схема отображения при помощи линзы.

Схема получения изображений с помощью линзы представлена на рисунке 3.21. Для целей следующих оценок будем считать, что:

(1) отображение объективом неподвижного точечного объекта осуществляется пятно (в идеале — диск Эйри, или кружок рассеяния), которое можно аппроксимировать гауссовой функцией $\exp(-\xi^2/\sigma_\xi^2 - \eta^2/\sigma_\eta^2)$, где ξ и η — соответственно продольная (вдоль движения объекта) и поперечная координаты в плоскости изображения, а σ_ξ и σ_η характеризуют размер пятна по соответствующим координатам.

(2) все наблюдаемые объекты расположены на расстоянии менее глубины резкости от плоскости изображения, поэтому изменением размера кружка рассеяния можно пренебречь.

Пусть t_0 - момент времени когда точечный объект встречает центр зондирующего импульса. Детектор фиксирует лишь часть траектории объекта, освеща-

емую зондирующим импульсом: $v\Delta\tau$. Тогда, если профиль зонда соответствует напряженности электрического поля $E(t - t_0)$, детектор регистрирует её в диапазоне $t_0 \pm \Delta\tau/2$, в виде напряженности $E^2(t_0 - \xi/Mv)$, где M – увеличение объектива. Здесь временная координата зонда t преобразуется в пространственную координату в плоскости изображения ξ из-за быстрого движения объекта. Наконец, изображение движущегося объекта может быть приближенно представлено сверткой двух функций:

$$f(t_0, \xi, \eta) = \int E^2(t_0 - \xi'/Mv) \exp\left(-\frac{(\xi - \xi')^2}{\sigma_\xi^2} - \frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2}\right) d\xi' \quad (3.8)$$

(3.8) Для достаточно малых $\sigma_\xi \ll d\xi/d\ln(E^2)$, свертка упрощается до

$$f(t_0, \xi, \eta) \approx E^2(t_0 - \xi/Mv) \exp\left(-\frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2}\right) \quad (3.9)$$

Разрешимость двух объектов, разделенных расстоянием d в продольном направлении, определяется перекрытием двух функций: $f(tO1, \xi, \nu)$ и $f(tO2, \xi, \nu)$. Для гауссовского временного профиля пробного импульса условие $\delta\tau < tO2 - tO1 = d/c$, где $\delta\tau$ – длительность импульса на полувисоте, очевидно, является достаточным для разрешимости двух объектов.

Серия из N особенностей, образующихся в обрушивающейся кильватерной волне, вызывает множественные преломления, вызванные разными частями не совсем идеального длинного пробного импульса – основного импульса, fM , пред- и постимпульсов, $fPj = 1, 2, \dots, NP$ и пикосекундный длинный пьедестал, fB . Полученное изображение на детекторе содержит все перекрывающиеся функции:

$$F(\xi, \eta) = \sum_i^N \left[f_M(t_{0Mi}, \xi, \eta) + \sum_j^{NP} f_{Pj}(t_{OPij}, \xi, \eta) + f_B(t_{OBi}, \xi, \eta) \right] \quad (3.10)$$

$$F(\xi, \eta) = \sum_i^N \left[f_M(t_{0Mi}, \xi, \eta) + \sum_j^{NP} f_{Pj}(t_{OPij}, \xi, \eta) \right] + Nf_B(t_{OB1}, \xi, \eta) \quad (3.11)$$

(3.11) где t_{0Mi} , t_{OPij} и t_{OBi} – моменты времени, когда i -я сингулярность встречается с центром основного импульса, j -го пред- или постимпульса и пикосекундного фона соответственно. Мы предполагаем, что длительность фонового

импульса намного превышает максимальную разницу между t_{OBi} , отсюда и следует последнее приближение.

Если профили основного пробного импульса, а также пред- и пост-импульсов можно аппроксимировать гауссовой формой, то для разрешимости двух различных особенностей достаточно, чтобы:

(1) моменты времени встречи основного пробирующего импульса с различными сингулярностями заметно отличались, $|t_{OMi} - t_{OMi'}| > \Delta\tau M$, $i \neq i'$, где $\Delta\tau M$ — длительность основного пробирующего импульса на полувысоте;

(2) вклад основного пробирующего импульса в изображение i -й сингулярности, существенно превосходит вклад всех перекрывающихся пред- и постимпульсов вместе с фоном:

$$C_i = \frac{f_M(t_{OMi}, \xi, \eta)}{\sum_i^N \left[\sum_j^{N_P} f_{Pj}^{*i}(t_{OPij}, \xi, \eta) \right] + N f_B(t_{OB1}, \xi, \eta)} \gg 1 \quad (3.12)$$

Здесь f_{Pj}^{*i} соответствует пред- или пост-импульсу, изображение которого перекрывается с $f_M(t_{OMi}, \xi, \eta)$.

Для случая, когда изображение i -й особенности, сформированное основным зондирующим импульсом, перекрывается с изображениями соседних особенностей, сформированными пред- и пост-импульсами, соотношение можно оценить следующим образом:

$$C_i = \frac{E_M^2}{2E_P^2 + NE_B^2}, \quad (3.13)$$

где E_M , E_P и E_B — напряженности электрического поля основного пробного импульса, пред- или постимпульса и фонового импульса соответственно (для простоты предполагаем, что пред- и постимпульсы имеют одинаковую напряженность). Например, для $E_P/E_M = 1/4$, $E_B/E_M = 1/10$ и $N=20$ отношение $C_i \approx 7.9$ кажется достаточно большим, поскольку обеспечивать снижение контраста изображения менее чем на 15%.

3.7.5 Заключение

В работе предлагается использовать подход нелинейного укорочения мощных фемтосекундных импульсов CafSA для повышения временного разрешения оптической диагностики “накачка-заондирование” фемтосекундной лазерной плаз-

мы. Повышение временного разрешения особенно актуально для процессов, в которых плазменные неоднородности движутся на околосветовых скоростях, поскольку в этом случае наблюдается эффект “motion blur”, масштаб которого напрямую зависит от длительности зондирующего импульса. В силу простоты экспериментальной реализации CafCA может быть применен на практически любой фемтосекундной лазерной системе посредством введения небольшого числа пассивных элементов. Показано, что лазерные импульсы с лазерной системы J-KAREN-P могут быть укорочены в одном каскаде CafCA с 46.8 фс до 11.8 фс (FWHM) при помощи кварцевых пластин и коммерчески доступных чирпирующих зеркал. Такое укорочение обеспечивает четырехкратное уменьшение эффекта размытия релятивистского объекта наблюдения.

Для диагностики лазерно-плазменного режима BISER, на основе полномасштабного PIC моделирования, показано, что модуляции амплитудного спектра и остаточные дисперсии высших порядков, свойственные импульсам после CafCA, приводят к некоторому снижению контраста шрилен-изображений, полученных с их помощью. Это снижение, однако, не является драматическим - диагностика не теряет свою информативность, и CafCA может быть использован для повышения временного разрешения оптической диагностики.

Глава 4

Исследование источников вторичного излучения с лазерным драйвером.

Разнообразие известных режимов генерации вторичного излучения, отличающихся параметрами мишени и свойствами вторичного излучения, наталкивает на аналогию с кухонным комбайном со множеством сменных насадок. Неизменной частью - “драйвером” в любом случае остается мощный фемтосекундный лазер. “Насадками” можно назвать плазму с различной концентрацией в различных пространственных конфигурациях, выступающую в роли конвертера лазерной энергии в энергию вторичного излучения.

Грубую классификацию режимов взаимодействие удобно проводить по концентрации лазерной плазмы, которая может быть прозрачной (докритической), непрозрачной (закритической) и околоскритической. Особый интерес представляют режимы с релятивистской интенсивностью лазерного поля $a_0 > 1$, при которой нормализованный векторный потенциал превышает единицу и, по причине существенной релятивистской нелинейности, возникают новые режимы, не встречающиеся при линейном отклике электронов на оптическое поле. Лазерное воздействие на плазму излучением умеренной интенсивности в диссертации не рассматривается.

По прозрачной плазме оптический драйвер распространяется со скоростью близкой к скорости света и пондеромоторным образом возбуждает в ней волны, фазовая скорость которых равна групповой скорости драйвера, иными словами, сопровождающие его. Источниками вторичного излучения в данном случае могут стать сингулярности поля на переднем фронте драйвера [164] и, что более

вероятно, электроны, захваченные в продольную ускоряющую фазу кильватерной плазменной волны [82, 83]. Близость скорости драйвера к скорости света, допускает долгое сопровождение захваченными волной релятивистскими электронами лазерного драйвера, а значит ускорение происходит на больших расстояниях, что способствует большим энергиям ускоренных электронов, которые в рекордных случаях достигают десятков ГэВ на электрон [192]. Кильватерные электроны могут совершать поперечные колебания в кильватерной волне, что приводит к бетатронной генерации [193]. Захват электронов в кильватерную волну, однако, как правило, организовать сложно, из-за чего число ускоренных частиц остается относительно небольшим.

Кроме бетатронного механизма, в литературе рассматривается много альтернативных сценариев преобразования энергии кильватерных электронов в рентгеновское излучение. В частности, при направлении на конвертер из атомов в высоким зарядовым числом Z реализуется тормозной механизм, электроны могут стать центром обратного комптоновского рассеяния встречного лазерного излучения [194] или быть заправлены в ундулятор/виглер лазера на свободных электронах [195].

С непрозрачными мишенями взаимодействие происходит преимущественно на поверхности плазмы, возникающей в результате ионизации твердотельной мишени лазерным предимпульсом. Границы экспериментальной плазмы всегда размыты относительно границ родительской мишени и лазерный импульс не способен проникнуть за критическую поверхность и воздействует только на разряженное гало и плазму, непосредственно прилегающую к критической поверхности. Критическая поверхность может осциллировать под действием поля драйвера, обогащая спектр отраженного драйвера гармониками [196, 197], соответствующими последовательности аттосекундных импульсов, следующих на лазерной частоте. При наклонном падении мишень, критическая поверхность пространственно модулируется драйвером и начинает представлять динамическую дифракционную решетку на которой драйвер дополнительно рассеивается в релятивистские гармоники [198].

Электроны в области, прилегающей к критической, могут резонансно разо-

греваться и создают вокруг мишени квазистационарный виртуальный катод, поле которого может служить для разгона более тяжелых ионов, слишком тяжелых для эффективного пандеромоторного воздействия со стороны высокочастотного лазерного драйвера. Такой режим ускорения ионов в литературе принято называть TNSA (target normal sheath acceleration) [199]. Общепринятого названия в русскоязычной литературе не существует. По аналогии будем называть его УПВК - ускорение полем виртуального катода. Режим УПВК возникает только на резкой границе ионизированного вещества мишени, поэтому режим разрушается предымпульсом, размывающим границу плазмы и максимально эффективен с тыльной стороны тонкой мишени, где граница наиболее резкая. При уменьшении толщины мишени возникают различные вариации режима УПВК, например режим релятивистской прозрачности [200] и режим светового паруса [201]

При взаимодействии с твердотельными мишенями структура поля вблизи поверхности определяется интерференцией падающего и отраженного от плазмы излучения, поэтому ключевую роль начинает играть геометрия мишени, определяющая форму фазового фронта отраженной волны. Становятся возможными волноводные структуры [202, 203] и моды со сверхсветовой фазовой скоростью. Режимы со скользящим падением на мишень в этом случае тоже можно рассматривать как некий квазिवолноводный режим, где ключевую роль играют поверхностные моды.

Особый интерес вызывают мишени с околोकритической плотностью [204, 205]. Формально физические границы плазмы всегда обладают конечными размерами и любая ионизованная твердотельная мишень окружена пограничным слоем с градиентом концентрации, где присутствует слой критической и околोकритической плазмы. Однако, околोकритическими принято называть лишь мишени в которых околोकритическая плазмы составляет существенную долю. С критической плазмой взаимодействие происходит резонансным образом: из-за совпадения плазменной частоты с оптической, плазма может забирать из драйвера значительную часть энергии, что выгодно отличает ее от других типов мишеней. По сравнению с кильватерным ускорением в прозрачной плазме, во взаимодей-

ствие с лазерным драйвером участвует гораздо большее число электронов, что также способствует большей эффективности взаимодействия.

В нормальных условиях среды с концентрацией электронов порядка критической отсутствуют. Фазовый переход от твердотельных мишеней с концентрацией $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ к газовым с концентрацией $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ сопровождается скачком в 4 порядка. При этом критическая концентрация $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ находится примерно по середине этого скачка. Именно поэтому создание в лаборатории околоскритических мишеней сопряжено с заметными техническими сложностями, из-за чего взаимодействие мощных оптических импульсов с плазмой относительно мало изучено в лаборатории. Ключом к лабораторному исследованию околоскритических мишеней принято считать технологии производства наноструктурированных твердотельных мишеней, содержащих полости, снижающие среднюю концентрацию мишени до критической [205, 206]. Среди технологий производства наноструктурированных мишеней выделим пенные мишени [207], которые исследовались в рамках данной диссертации.

Не смотря на явные отличия режимов, в режимах взаимодействия всегда присутствуют общие черты. Вне зависимости от того, какой тип вторичного излучения ожидается, лазерная энергия всегда в первую очередь передается электронам плазмы. Поэтому, говоря об эффективности источника вторичного излучения с лазерным драйвером мы будем говорить в первую очередь об эффективности передачи энергии от лазерного драйвера к электронам плазмы.

Генерация вторичного излучения всегда рассматривалось на лазерно-плазменном комплексе PEARL как одно из наиболее прикладных направлений. В связи с этим были проведены серии экспериментов по всем трем классам мишеней, обзор которых и представлен в четвертой главе диссертации.

4.1 Кильватерное ускорение электронов при взаимодействии с прозрачной плазмой.

Лазерно-плазменное ускорение полем кильватерной волны в сильно нелинейном режиме (так называемом баббл-режиме) исследуется теоретически и экспериментально уже не один десяток лет, однако, не все закономерности такого уско-

рения детально изучены. В одной из пионерских работ [83] были предложены условия для согласованного резонансного взаимодействия, при котором условно совпадают масштабы лазерного излучения в области перетяжки с длиной кильватерной плазменной волны. Согласование масштабов приводит к возбуждению лазерным драйвером в плазме кильватерной структуры, напоминающей по своей форме сферу, или пузырь, что и определило название - баббл-режим.

В более поздней работе [208] можно найти следующее соотношение $k_p R \simeq k_p w_0 \simeq 2\sqrt{a_0}$ между геометрическими параметрами лазерного пучка (w_0 - диаметр перетяжки, a_0 - безразмерная амплитуда поля) и параметрами плазмы (k_p - модуль волнового вектора плазменной волны, R - радиус баббла). Аналогичное условие накладывается и на длительность лазерного импульса: оптимальные условия для ускорения достигаются, когда длина импульса в пространстве оказывается меньше или равна половине плазменной длины волны. Например для фокусировки $f/15$ согласованная концентрация плазмы составляет 1.5×10^{18} , в то время как для $f/6$ - она несколько больше и составляет 5×10^{18} . При соблюдении этих условий происходит распространение лазерного пучка без значительных изменений профиля, поскольку дифракционная расходимость компенсируется эффектом релятивистской самофокусировки.

Однако недавние эксперименты и численное моделирование [7, 209, 210] показывают, что при некоторых условиях, ускорение электронов при несогласованных параметрах лазерного импульса и плазмы могут превышать энергии, предсказанные для согласованного режима. Несогласованный режим в значительной степени оказывается неизученным и может быть важным для получения пучков электронов с большими энергиями электронов. Например, при фокусировке $f/46$ при концентрации $\sim 1,5 \times 10^{18}$ см⁻³ диаметр пятна фокусировки лазерного пучка составляет величину ~ 80 мкм, что более чем в 3 раза превышает согласованный с плазмой размер.

На комплексе PEARL было проведено несколько экспериментальных сессий, направленных на исследование ускорения в кильватерной волне в согласованном и несогласованном режимах.

4.1.1 Согласованный режим

Согласованный режим кильватерного ускорения в плазме подробно исследован в работах [6, 151]. Исторически, это были первые эксперименты по взаимодействию, проведенные на комплексе PEARL. В эксперименте, топология которого идентична представленной на рис.4.1, использовались лазерные импульсы с энергией до 10 Дж и длительностью 60 фс, которые фокусировались в газовую струю при помощи параболических зеркал $f/15$ и $f/6$. Газовая струя формировалась при помощи сверхзвукового конического сопла диаметром 2, 5 и 10 мм, подача газа (He) управлялась электромагнитным клапаном. Распределение плотности в струе было измерено предварительно при помощи интерферометрии. В эксперименте концентрация лежала в диапазоне от $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

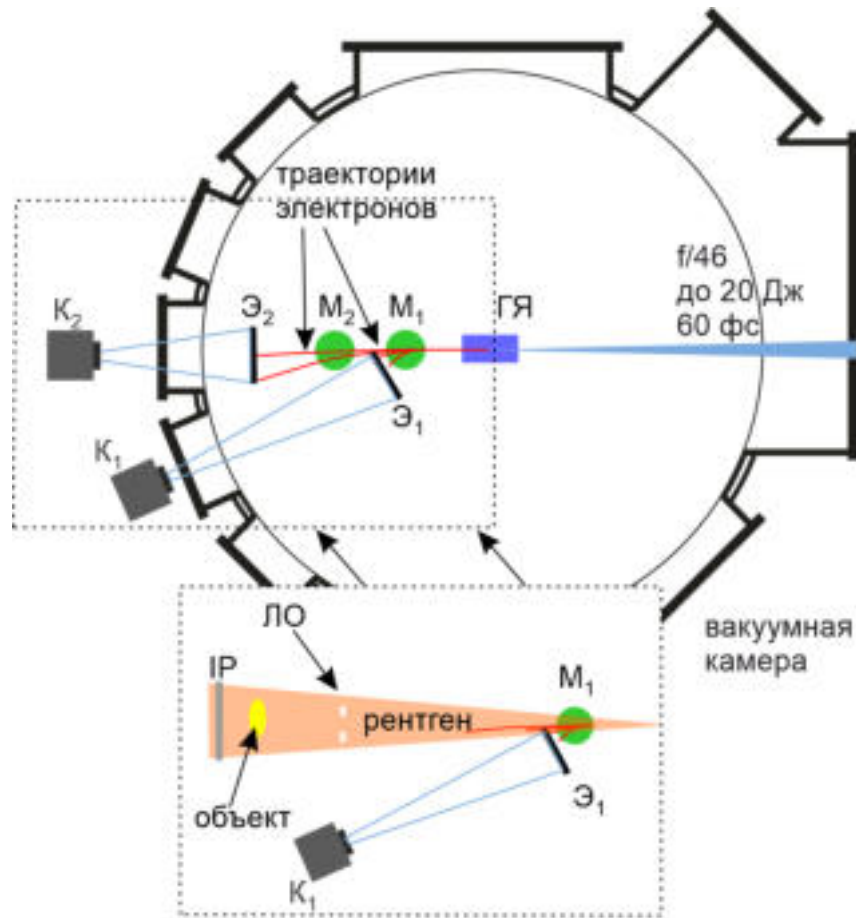


Рис. 4.1: Принципиальная схема эксперимента по ускорению в кильватерной волне: ГЯ – газовая ячейка; M1, M2 – отклоняющие магниты спектрометра; Э1, Э2 – сцинтилляционные экраны спектрометра; К1, К2 - ПЗС камеры. Фрагмент внутри штрихового прямоугольника показывает модификацию эксперимента для воздействия вторичного излучения на объекты.

Для регистрации ускоренных электронов и измерения их энергии использовался магнитный спектрометр построенный по двухэкранной схеме [6, 151], описанной в Главе 2 диссертации, и подходящий для измерения квазимоноэнергетических электронных пучков с узким угловым распределением.

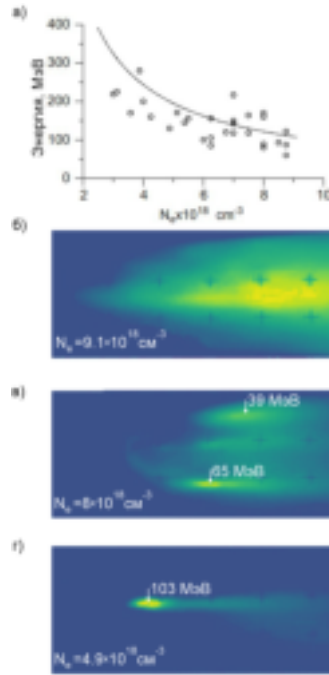


Рис. 4.2: Зависимость энергии ускоренных электронов от концентрации (а) и типичные свечения сцинтилляторных экранов, вызванные электронными пучками при разных концентрациях плазмы (б, в, г), соответствующие разным соотношениям .

В эксперименте получены квазимоноэнергетичные пучки, состоящие из электронов с энергиями до 300 МэВ (см. рис. 4.2 а)), минимальным угловым размером 6 мрад и суммарным зарядом до 300 пК. При этом электроны достигали максимальных энергий в квазимоноэнергетичных пучках с задяром зарядом 10 - 20 пК, а максимальный заряд достигался в пучках электронов с энергиями 80 - 100 МэВ.

Кроме этого, для согласованного режима была выявлена зависимость топологии электронных пучков от отношения P/P_c , где P - пиковая мощность лазерного импульса, P_c - критическая мощность для самофокусировки. При $P/P_c < 2$ электронных пучков не наблюдалось, что по всей видимости было связано с отсутствием существенной самоинжекции электронов в кильватерную волну. С превышением порога $P/P_c = 2$ появлялись единичные пучки с максимальными энергиями электронов, малым угловым размером и умеренными зарядами. С

дальнейшим ростом отношения P/P_c последовательно наблюдалось снижение энергии отдельных электронов, сопровождаемое увеличением углового размера электронных пучков и их зарядов (рис. 4.2 г), возникновение нескольких пучков (кластеризация) (рис. 4.2. в), и происходил переход на режим широким угловым распределением (см. рис. 4.2. б).

4.1.2 Несогласованный режим

Несогласованный режим исследовался в экспериментальной схеме, приведенной на рис. 4.1. С экспериментальной точки зрения, ключевым отличием от исследования согласованного режима стало использование более пологой фокусировки в связке с газовой ячейкой, обеспечивающей большие длины ускорения.

Мощный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм при длительности ~ 60 фс и энергией до 20 Дж фокусировался сферическим зеркалом $f/46$ (не показано на схеме) на вход газовой ячейки. Интенсивность лазерного излучения в фокальном пятне с шириной ~ 50 $\mu\text{м}$ по поперечному размеру (FWHM) составляла $\sim 1 \times 10^{19}$. Устройство газовой ячейки допускало управление длиной области занятой плазмой в диапазоне от 3 мм до 28 мм. На газовую ячейку подавался гелий с давлением от 0,1 до 3 бар. Электромагнитный клапан открывался за 30 мс до прихода мощного лазерного импульса.

Для измерения энергетических спектров и угловых распределений, аналогично согласованному случаю, использовался магнитный спектрометр, реализованный по двухэкранной схеме, адаптированной под условия эксперимента. Магнитная система состояла из двух круглых дипольных магнитов М1 и М2 (0,6 Тл, диаметром 6 см), расположенных на оси распространения лазерного импульса. В качестве детекторов использовались два сцинтилляторных экрана Э1 и Э2, свечение которых регистрировалось ПЗС-камерами К1 и К2. Процедура восстановления энергетического и углового распределения подробно описана в работе [7] и заключалась в минимизации различий между экспериментальным свечением и результатом численного моделирования свечения, рассчитанным для электронного пучка с известными параметрами с учетом искривления траекторий отдельных электронов в поле магнитной системы.

Диапазон энергии электронов на входе в спектрометры существенно расширился. Были детектированы электроны с максимальными энергиями до 1,5 ГэВ. Как видно из рисунка 4.3, энергии полученных электронных пучков в исследованном диапазоне длин ячеек и давления газа превысили 150 - 200 МэВ, при этом энергия отдельных моноэнергетичных пиков в спектрах ускоренных электронов в большой доле выстрелов превысила 500 МэВ.

Энергии ускоренных электронов приведены на рис. 4.4 и демонстрируют зависимость от давления и длины взаимодействия аналогичную зависимостям, которые наблюдались в согласованном режиме кильватерного ускорения. В частности, фактически для всех значения давления наблюдается рост энергии электронов с увеличением длины взаимодействия до некоторого оптимального значения, которое зависит от давления. Для низких значений давления генерация пучков прекращается, что как и в согласованном случае соответствует прекращению самозахвата. Наличие оптимального давления связано с конкуренцией двух факторов. С одной стороны, увеличение давления приводит к увеличению концентрации плазмы, что дает увеличение ускоряющего поля и темпа ускорения. С другой стороны, возбуждение кильватерной волны в более плотной плазме связано с более быстрым истощением драйвера. В свою очередь, оптимум по длине газовой ячейки достигается при значениях близких к длине дефазировки [211] ускоряемого сгустка электронов и кильватерной волны.

Максимальные значения энергий ускоренных электронных пучков в несогласованном режиме превысили согласованные значения и стали рекордными для лазерной установки PEARL. Прирост по сравнению с [6] объясняется как переходам на более пологую фокусировку, так и использованием несогласованного режима. В работе [7] особое внимание было уделено оценке концентрации плазмы в газовой ячейке. Импульсное наполнение газовой ячейки имеет сложный динамический характер, поэтому истинное давление газа внутри ячейки ниже измеряемого давления на входе в мишенную камеру. Калибровка значений давления на внешнем измерителе к значениям давления внутри ячейки проводилась путем сопоставления экспериментальных результатов с результатами численного моделирования. В эксперименте отсечка (отсутствие электронных

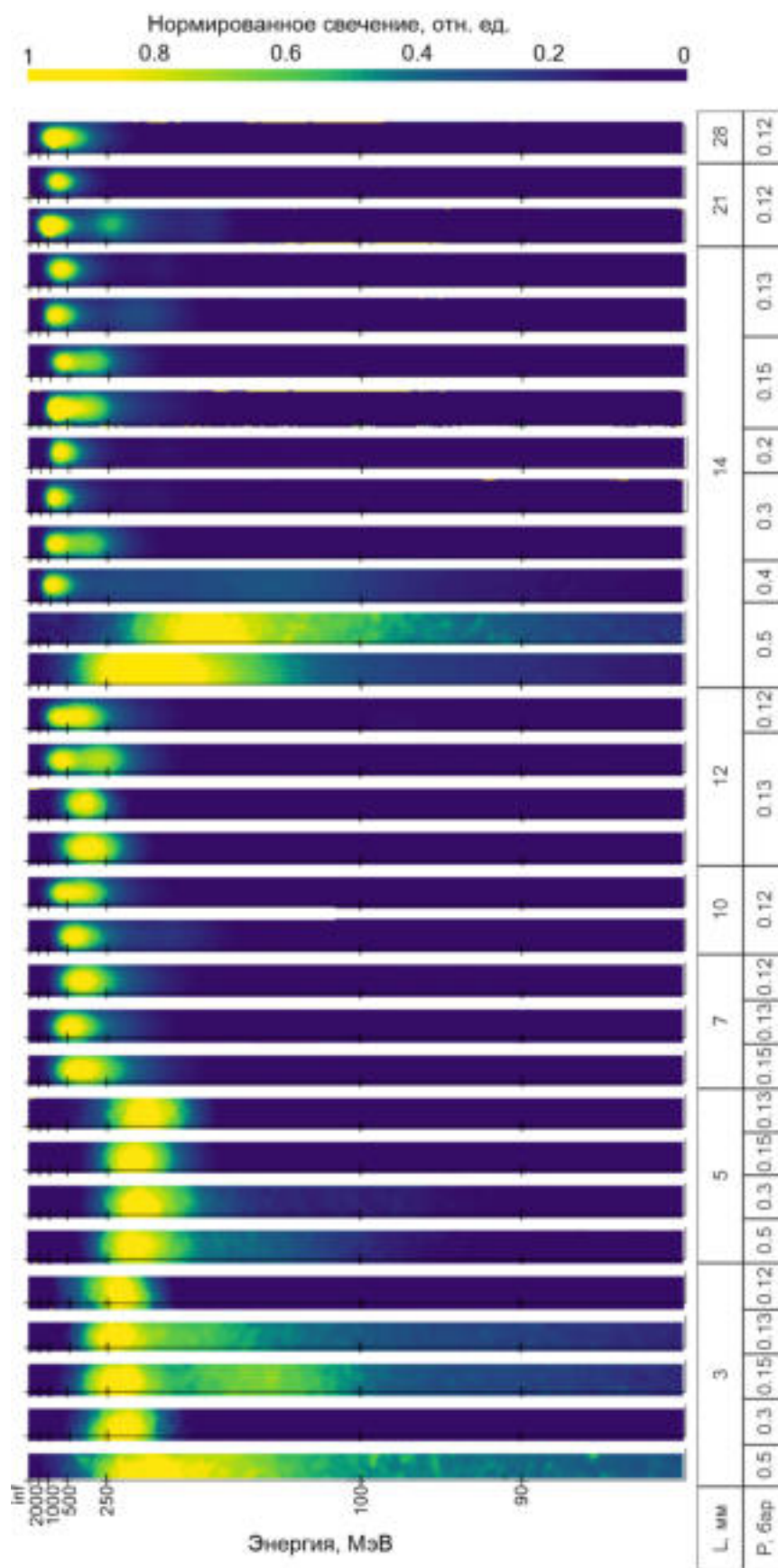


Рис. 4.3: Данные электронного спектрометра с калибровкой по энергии для различных длин взаимодействия и давления газовой ячейке.

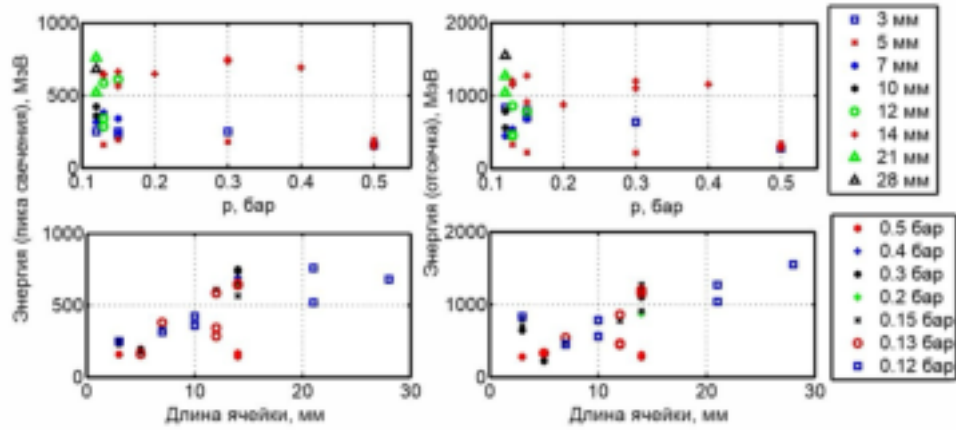


Рис. 4.4: Статистика полученных электронных пучков при различных длинах газовой ячейки и давлении в несогласованном режиме

установка	длина волны, мкм	мощность, ТВт	фокусировка	радиус пятна, мкм	концентрация, $\cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$	плазменная длина волны, мкм	длина взаимодействия, мм	теор. оценка макс. энергии, ГэВ	экс. макс. энергия, ГэВ
PEARL 2011	0,91	180	f/15	11.5	4	16.5	4	0.7	0.3
Astra Gemini	0,8	215	f/40	31.6	2.5	20.9	16	1.2	1.6
PEARL 2020	0,91	216	f/40	35.2	3.6	17.4	14	0.78	1.2

Таблица 4.1: Сравнение параметров экспериментов по ускорению в поле кильватерной волны на различных установках.

пучков) наблюдалась для давлений ниже 0.12 бар на входе в мишенную камеру, в то время как в численном эксперименте отсечка наблюдалась начиная с давлений газа в ячейке в 4 раза меньшей, т.е. для 0.03 бар. Таким образом давление в ячейке составляет одну четвертую от давления в подводящей трубке на входе в мишенную камеру. Рассчитанные таким образом значения максимальной энергии ускоренных электронов на основании согласованной теории, как можно увидеть в таблице 4.1. ниже полученных в эксперименте. Превышение согласованных значений также подтверждено другими экспериментальными группами.

Повышение энергии электронных пучков по сравнению с согласованным ре-

жимом связано со следующим обстоятельством. Согласованный режим является идеализацией и предполагает фокусировку на переднюю границу слоя плазмы с резкой границей. В реальном эксперименте абсолютно резкие границы плазмы недостижимы, и переходный слой от вакуума к плато концентрации всегда имеет конечные размеры, и лазерное излучение сначала попадает на этот переходный слой. Таким образом, вместо входа в плазму точно в перетяжке, сходящийся лазерный пучок сначала подвергается самовоздействию в переходном слое, где может дополнительно сфокусироваться или расфокусироваться, в зависимости от характера нелинейности. В случае если длина плазменной волны согласована с дифракционным размером перетяжки, промежуточный слой разрушит согласование и лазерный пучок достигнет плато концентрации с неоптимальным пространственным масштабом. В то же время, оптимальное согласование будет достигаться в “несогласованном” режиме, в котором переходный слой выполняет роль узла дополнительного согласования геометрических размеров. При этом, оптимальный подбор профиля промежуточного слоя, допускает существенное отличие дифракционных размеров перетяжки от внутренних масштабов плазмы, которые использовались для оценок в согласованном режиме, что дает дополнительную степень свободы для достижения более оптимальных параметров взаимодействия.

4.2 Генерация и ускорение электронов в режиме лазерного скребка.

Яркие и компактные источники рентгеновского излучения получаемые в режимах генерации высоких гармоник при взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями находят широкое применение [212–217]. В сравнении с газовыми источниками высоких гармоник, твердотельные позволяют использовать более интенсивные лазерные импульсы и получать более энергетичные аттосекундные импульсы [125, 218]. Существующие в настоящее время механизмы лазерно-плазменной генерации такого вторичного излучения продолжают требовать оптимизации параметров мишеней и лазерных импульсов.

Недавно было показано, что при распространении мощного лазерного излу-

чения вдоль твердотельной мишени [219] реализуется режим с большой длиной взаимодействия, в котором происходит эффективная генерация высоких гармоник за счет одновременного ускорения электронных сгустков и их осцилляции, что объясняется зависимостью выхода высоких гармоник от гамма-фактора участвующих в генерации электронов [198]. Этот режим получил название “лазерный скребок”. Численное исследование показывает, что в данном режиме преимущественно происходит ускорение электронов вдоль поверхности мишени.

Для экспериментальной оптимизации параметров мишеней необходима апробация ускорения электронов в данном режиме генерации высоких гармоник. В работах, описывающих новый режим генерации высоких гармоник, предлагается геометрия взаимодействия, в которой лазерный импульс посылается на торец тонкой мишени, распространяясь вдоль ее поверхности. Однако с экспериментальной точки зрения удобнее направлять лазерный импульс не вдоль мишени, а под некоторым малым углом к ее поверхности.

В данной работе проведено первичное исследование ускорения электронов в режиме лазерного скребка в геометрии скользящего падения лазерного импульса на гладкую пластиковую мишень, а также на зубчатую мишень для демонстрации эффекта ускорения электронов и принципиальной возможности использования структурированных мишеней для увеличения эффективности ускорения.

4.2.1 Экспериментальное исследование

Экспериментальное исследование было проведено на базе лазерного комплекса PEARL согласно схеме, приведенной на рисунке 4.5.

Лазерный импульс с энергией до 15 Дж и длительностью порядка 50 фс на центральной длине волны 910 нм из оптического компрессора комплекса PEARL попадал в мишенную камеру через транспортное зеркало (FM) и фокусировались внеосевым параболическим зеркалом (OAP) с фокальным отношением $f/4$ с эффективным фокусным расстоянием 760 мм на мишень (T). Мишени использовались двух видов: гладкая мишень из кремния покрытая слоем

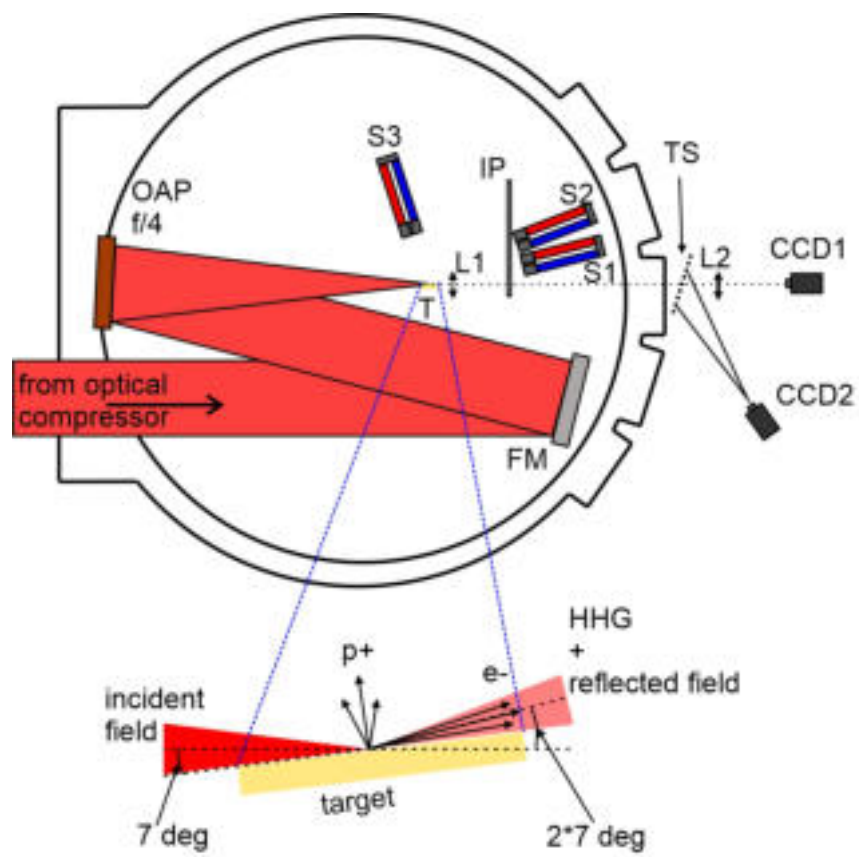


Рис. 4.5: Принципиальная схема для экспериментальной реализации режима взаимодействия “лазерный скребок”.

пластика толщиной 200 нм и зубчатая мишень в виде дифракционной решетки типа эшелет с частотой штрихов 79 шт/мм, покрытая алюминием (Richardson Gratings, #15-743 Edmund Optics). Все мишени имели форму параллелепипеда 6*8*25 мм, что позволяло делать несколько выстрелов по одной мишени, смещая ее по вертикали. Важным для обеспечения точного наведения является наличие у мишени острой кромки субволнового размера, для чего пластиковая мишень была изготовлена на кремниевой подложке, край которой был сколот, а у зубчатой мишени была предварительно подготовлена эта кромка. Угол между оптической осью и поверхностью мишени составлял 7 градусов (см. рис.4.5).

Для диагностики ускоренных заряженных частиц использовались магнитные спектрометры (рис 4.6), : S1 - вдоль поверхности мишени (под углом 7 градусов к оси падающего излучения), S2 - в направлении зеркального отражения лазерного импульса от мишени, S3 - в направлении по нормали к мишени. Все три спектрометра полностью идентичны по устройству (рис. 2). Магнитное поле в спектрометрах направлено таким образом, что электроны отклоняются вверх, а положительно заряженные частицы вниз. Для регистрации частиц в спектрометр устанавливались изображающие пластины сверху (для регистрации ускоренных электронов с энергиями 2 - 100 МэВ), снизу (для регистрации протонов с энергиями 1 кэВ - 5 МэВ) и сзади - поперек оптической оси для регистрации частиц с энергиями более 100 МэВ электронов и 5 МэВ протонов. Магнитное поле с индукцией 1 Тл создается плоскими магнитами, расположенными на расстоянии 5 мм и помещенными в магнитопровод. На входе спектрометра установлена щель из вольфрама, ширина которой была установлена в 1 мм. Для регистрации углового распределения электронных пучков дополнительно устанавливалась изображающая пластина (IP) 6*30 см перед спектрометрами S1 и S2 перпендикулярно оптической оси лазерного импульса, обернутая алюминиевой фольгой для защиты от рассеянного излучения.

Сигнал с IP снимался с помощью сканера Duerg NDT с учетом калибровки из работ [220, 221],. Восстановление спектров из сканов IP проводилось путем расчета дисперсии магнитного спектрометра, которая в свою очередь рассчитывалась методом трассировки частиц в магнитном поле. Кроме того при

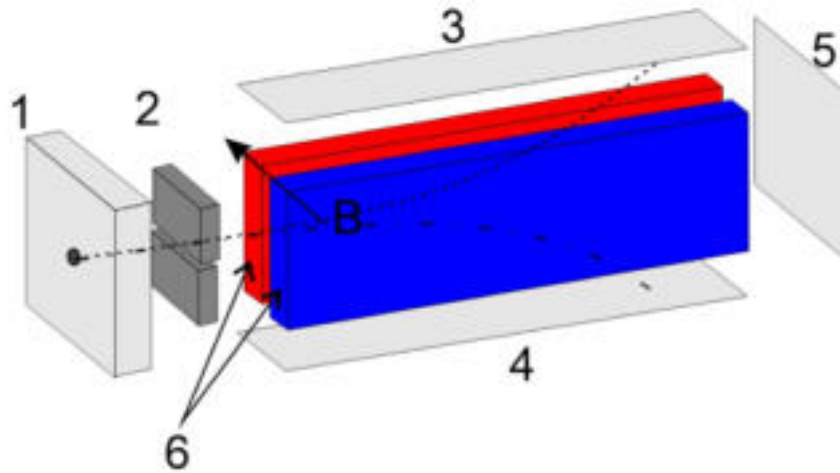


Рис. 4.6: Схема спектрометра. 1 - коллиматор, 2 - входная щель, 3 - электронная IP, 4 - протонная IP, 5 - IP для регистрации частиц с высокими энергиями, 6 - прямоугольные постоянные магниты (цвета обозначают полюса образованной магнитной системы, В указывает направление магнитного поля)

восстановлении принималось во внимание то, что угол, под которым частицы попадают на IP разный для разных энергий.

Диагностика фокального пятна производилась (см. рис. 4.5) при помощи линз L1, L2 и ПЗС-камеры CCD1, на основании данных с которой проводилась оптимизация фокального пятна. Ширина фокального пятна по полувысоте составляла $4.5\mu\text{м}$, причем в внутри этого размера содержалось 4.5 Дж энергии. Диагностика, состоящая из линзы L1, пары плоских зеркал (не показаны на схемах) и камеры CCD2, использовалась для наведения на мишень. Использовался описанный в Главе 3 диссертации сканирующий метод наведения на край мишени, который для этих целей специальным образом подготавливался (острота грани контролировалась при помощи электронного микроскопа для обеспечения субволнового размера самого скола). Процесс наведения на мишень иллюстрирует схема рис. 4.7. При попеременном перекрытии слева (1) и справа (2) от фокальной плоскости перетяжки краем мишени необходимо добиться равномерного ослабления яркости свечения пучка в ближней зоне (3) на экране (TS, рис. 4.5) так, что при выдвигении мишени из перетяжки на расстояние порядка половины диаметра фокального пятна ближняя зона полностью выходила из тени. Сдвиг мишени производился прецизионными моторизованными трансляторами, при этом контроль попадания производился по отражению излучения

от мишени во вспомогательный канал, на рис. 4.5 не отображенный.

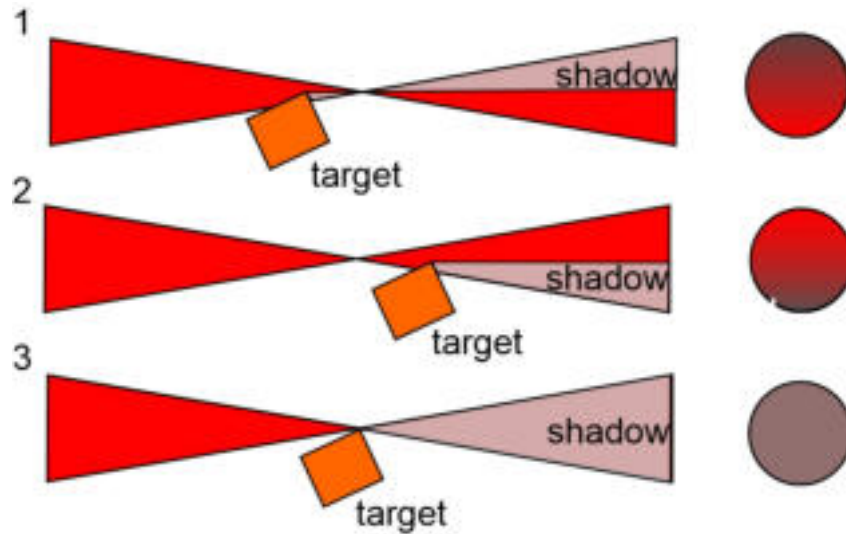


Рис. 4.7: Иллюстрация процесса наведения на мишень в случае скользящего падения: 1 - край мишени (М) перекрывает пучок до перетяжки, 2 - край мишени перекрывает пучок после перетяжки, 3 - край мишени перекрывает пучок в перетяжке. Столбец кружков демонстрирует поведение распределения интенсивности в диагностическом канале, перехватывающем отраженное от мишени излучение.

4.2.2 PIC-моделирование

Численное моделирование было проведено с использованием метода "частица в ячейке" (PIC) с помощью кода Virtual Laser Plasma Lab (VLPL) [222]. Использовалась двумерная (2D) версия трехмерного (3D) кода VLPL, где третье измерение было сведено к одной ячейке.

Чтобы разрешить достаточное количество гармоник, мы выбрали шаг по времени $0,002$, где c - скорость света в вакууме. Область моделирования имела размеры $xuz = 20*20*1$ с шагом $dx = 0.002$ по оси x и $dy = 0.02$ по оси y . Расчет был выполнен в режиме скользящего окна с разбиением ядра $x*y*z = 256*1*1$ на ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСЦ РАН).

Геометрия моделирования идентична той, что представлена в работе [223]. Характерный вид распределения концентрации электронов и компоненты E_x и E_y электрического поля показаны на рис 4.8, где положение поверхности мишени соответствует отрезку (полупространству) $y < -8$. Как видно из рисунка, лазерный импульс возбуждает на поверхности мишени поверхностную плаз-

менную волну, которая имеет периодическую структуру падающего лазерного импульса. Всплески концентрации электронов совпадают с полуволнами, когда поле направлено из мишени. Электроны с поверхности инжектируются в области отсутствия поля, где они группируются в сгустки.

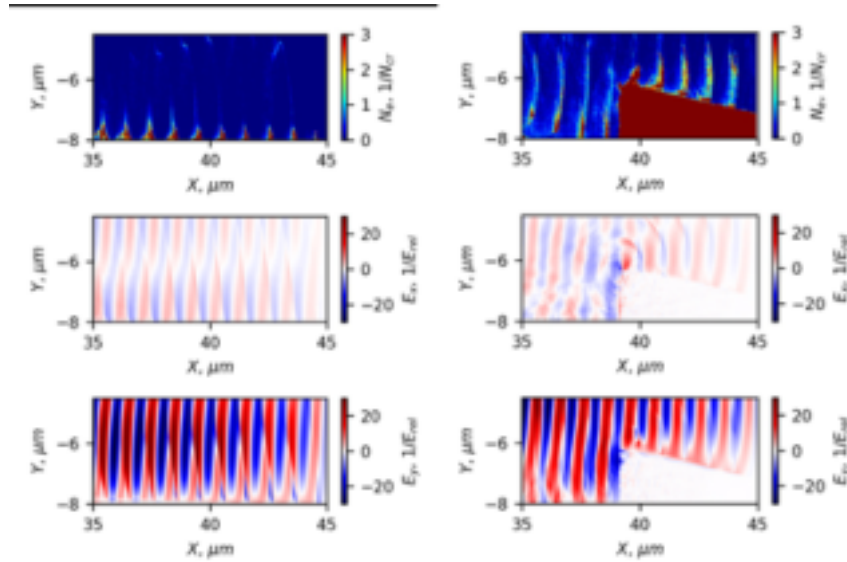


Рис. 4.8: Распределение концентрации электронов и компонент E_x и E_y электрического поля в моделировании для гладкой мишени (слева) и зубчатой мишени (справа). Концентрация нормирована на критическую, поле отложено в единицах a_0 . Показан фрагмент области моделирования.

Использование 2-мерного моделирования позволило уменьшить вычислительные затраты. В работе [224] проведено сравнение результатов двумерного и трехмерного моделирований задачи приповерхностного ускорения электронов при скользящем падении лазерного импульса на твердотельную мишень. Было показано, что при двумерном моделировании несколько искажается диаграмма направленности, поскольку в такой плоской геометрии нельзя учесть эффекты, возникающие на краях лазерного импульса.

4.2.3 Обсуждение результатов

Характерный вид электронных спектров, полученных для гладких мишеней вдоль мишени и в направлении зеркального отражения от мишени (спектрометры S1 и S2 соответственно) приведен на рис. 4.5.

На первый взгляд полученные данные демонстрируют однородность макси-

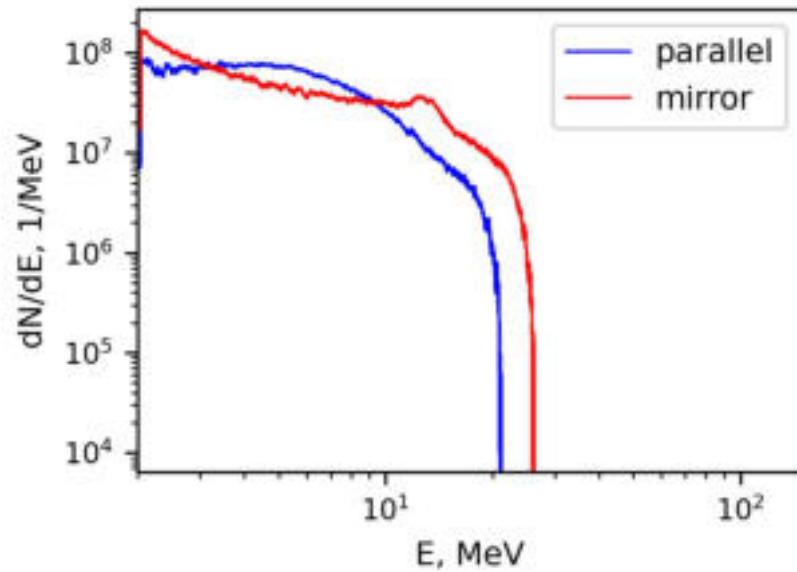


Рис. 4.9: Сравнение восстановленных спектров электронов из данных спектрометров S1 и S2. Синяя кривая - спектр вдоль мишени (спектрометр S1), красная кривая - спектр в направлении зеркального отражения (спектрометр S2)

мальной энергии электронов в пределах углов детектирования. Из рис. 4.9 видно, что максимальная энергия в направлении зеркального отражения излучения от мишени несколько больше, чем в направлении вдоль мишени. В то же время спектрометр S3 не фиксирует ускоренных электронов свыше 2 МэВ. Это говорит о том, что перпендикулярно мишени электроны эффективно не ускоряются, что также показано в работе [198].

Восстановленные спектры электронов в направлении зеркального отражения в избранных выстрелах для гладких и зубчатых мишеней отложены на графиках (рис.4.10) вместе с спектрами, полученными в моделировании при параметрах $\tau = 60$ фс, и $a_0 = 30$, что соответствует энергии 10 Дж. Как видно из графиков, полученные в эксперименте спектры хорошо соответствуют численному моделированию, однако, что ожидаемо, достигаемые в эксперименте максимальные энергии несколько меньше, как и общее число электронов.

Увеличение максимальной энергии и общего числа электронов в случае зубчатой мишени по-сравнению с гладкой можно объяснить 1) инжекцией сгустков в нужную фазу ускоряющего поля, 2) локальным увеличением поля, возникающим на неоднородностях поверхности. Первое можно описать как вброс элек-

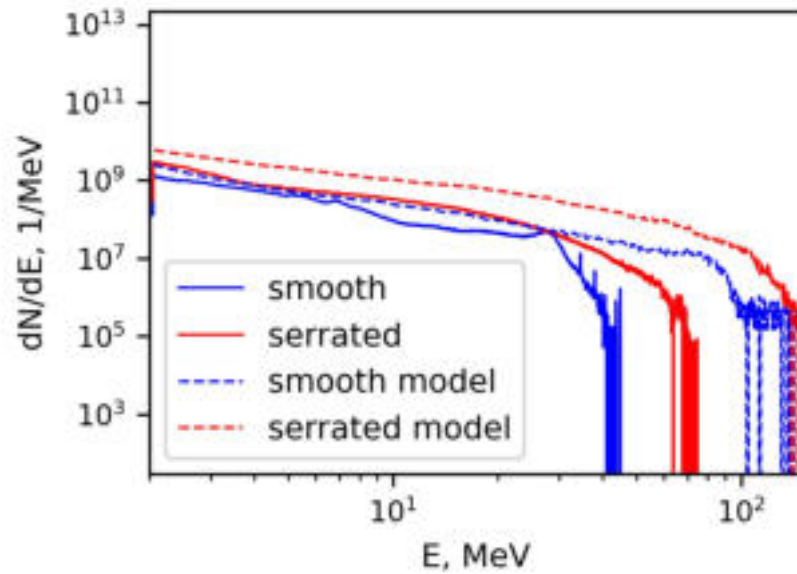


Рис. 4.10: Сравнение спектров избранных выстрелов по гладкой мишени (синий сплошной), по зубчатой мишени (красный сплошной) и спектры из моделирования (пунктирные линии) при 10 Дж и 60 фс, $f/4$.

тронов на острых краях в минимум поля, которое подхватывает и ускоряет их. Второе получается вследствие возникновения неоднородности (скачка) поля на острой кромке, приводящее к большему ускоряющему градиенту (см. рис. 4.8). Кроме того, имеет место лучшая инжекция за счет увеличения преплазмы, которая, как показано в работе [225], играет роль инжектора. В случае гладкой мишени увеличение концентрации и масштаба преплазмы при фиксированном a_0 и угле падения лазерного импульса может приводить к уменьшению максимальной энергии и общего числа электронов, а также к увеличению углового разброса.

4.2.4 Угловое распределение

Сигнал большой ИР в случае гладкой мишени (рис. 4.11 а, б) показывает наличие яркого электронного пучка с размером порядка 70 мрад, направленного вдоль оси отраженного от поверхности мишени лазерного импульса. Распределение яркости внутри электронного пучка оказывается нестабильным и, вероятно, зависит от динамики распределения интенсивности в фокальном пятне во время взаимодействия. Общий заряд по всему пучку не однороден. Это также

зависит от динамики распределения интенсивности, а также от того, в какой фазе поля ускорялись электроны. Пучок электронов, получаемый с использованием зубчатых мишеней оказывается с большим по углу разбросом в плоскости падения лазерного импульса на мишень (рис. 4.11с). Однако перпендикулярно этой плоскости угловой разброс электронов почти одинаков.

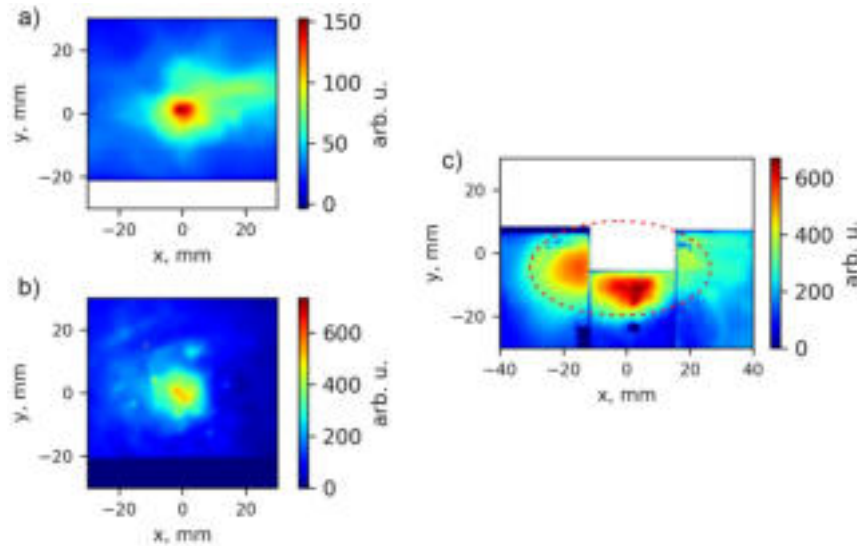


Рис. 4.11: Характерный вид свечения IP на расстоянии 26 см от мишени. Центр картины соответствует положению направления зеркального отражения. а) и б) - реализации с гладкой мишенью, с) - реализация с зубчатой мишенью. Для реализации с зубчатой мишенью рисунок составлен из фрагментов, полученных в одном выстреле. Красный эллипс изображен для визуализации границ электронного пучка.

Из распределения электронов по импульсам, представленного на рис. 4.12 и полученного в моделировании, видно, что электроны ускоряются преимущественно вдоль мишени. Незначительная часть электронов, неотображенных на графике, при этом направляется вглубь мишени. Полученное в моделировании распределение хорошо соотносится с результатами эксперимента, что видно при сопоставлении рис. 4.11 и рис. 4.12. Для сравнения можно рассмотреть результаты работы [225], в которой хорошо исследована динамика пробных электронов, помещенных в ускоряющее поле в разные фазы по x и по y . В случае скользящего падения лазерного импульса на мишень формируется периодическая по x и по y структура. В зависимости от того, в какую фазу помещается электрон, он может: а) набирать энергию, непрерывно ускоряясь вдоль мишени; б) может непрерывно набирать энергию, постепенно удаляясь от мишени в зеркальный

порядок; в) периодически набирать и терять энергию постоянно дефазируясь как в поперечной, так и в продольной относительно поверхности мишени структуре. Это хорошо объясняет получаемое распределение электронов. При этом, возвращаясь к рис. 4.11, заметим, что структура пучка показывает хорошую направленность электронов в сторону зеркального отражения лазерного импульса от мишени.

Как видно из рис. 4.12, число электронов в случае зубчатой мишени (b) многократно превышает число электронов в случае гладкой мишени (a). Это также видно из спектров электронов (рис. 6), полученных в эксперименте. Спектры оказываются более пологими. Результат также соответствует расчетам идеального случая [198], когда лазерный импульс падает параллельно мишени, а при взаимодействии с острым краем мишени происходит генерация сгустков электронов, что увеличивает общее число ускоренных электронов в случае большого числа острых выступов на поверхности зубчатой мишени. Если обратиться к результатам моделирования, а именно к распределениям концентрации и электрического поля рис. 4.8, то, сравнивая случай гладкой мишени и зубчатой мишени, можно увидеть следующее. Во-первых, в случае зубчатых мишеней поле лазерного импульса отрывает от мишени значительно большее число электронов. Эти электроны летят вслед за полем вдоль поверхности мишени, причем в случае гладкой мишени сферический фронт электронов ограничен по углу поверхностью мишени, в то время как в случае зубчатой мишени это ограничение вызвано наклонной частью зубцов. Это объясняет такую широкую диаграмму направленности. В случае зубчатой мишени также наблюдается увеличение амплитуды компоненты поля E_x в области выступа. Сравнение электронных пучков при взаимодействии под разными углами не проводилось, однако, если обратиться к работе [225], в которой проводится аналитическое исследование такого режима ускорения, можно увидеть, что с увеличением угла падения максимальные энергии электронов и их общий заряд драматически уменьшаются. С учетом того, что при данной фокусировке минимальный угол ограничен, можно заключить, что в эксперименте при других углах и неизменных других параметрах были бы получены худшие результаты.

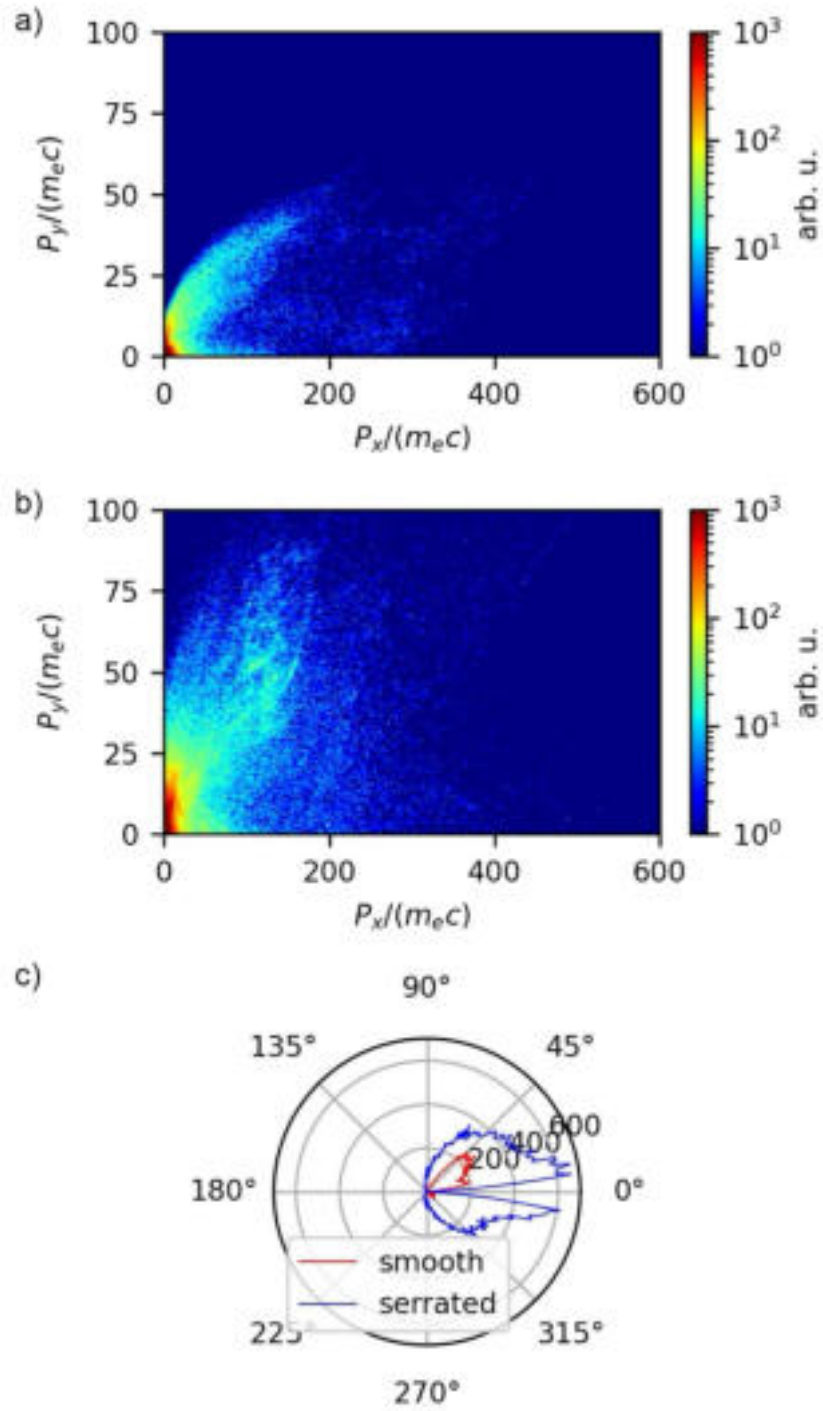


Рис. 4.12: Распределение электронов по импульсам P_x - P_y , полученное в моделировании для гладкой (а) и зубчатой (б) мишени.

Различия эксперимента и моделирования можно объяснить наличием неконтролируемого предимпульса с контрастом порядка 2×10^8 , который формирует на поверхности мишени преплазму с характерным масштабом градиента концентрации порядка $\lambda/2$ [5]. В работе [225], где исследуется влияние преплазмы и ее роль в инжекции электронов, показано, что наличие приповерхностной преплазмы может существенным образом влиять на эффективность преобразования лазерной энергии в энергию движения электронов. В частности, для слоя преплазмы с толщиной 2λ , оптимальной с точки зрения заряда ускоренных электронов оказывается концентрация близкая $0.4 n_{cr}$. В наших экспериментах, мы имеем дело с более протяженной и менее плотной плазмой [5], в результате чего можем ожидать существенного снижения эффективности взаимодействия.

4.2.5 Заключение

Таким образом в эксперименте впервые продемонстрировано ускорение электронов в режиме лазерного скребка. Получены электроны с максимальными энергиями свыше 40 МэВ. Демонстрировано преимущество использования зубчатых мишеней вместо гладких для получения больших максимальных энергий до 100 МэВ. Экспериментально показано, что максимальные энергии при взаимодействии лазерных импульсов с зубчатыми мишенями превышают энергии электронов, получаемых в случае гладких мишеней. Кроме того показано увеличение числа электронов при использовании зубчатых мишеней. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования. Применение лазерных импульсов с контролируемым предимпульсом позволит добиться большего числа и большей максимальной энергии электронов.

4.3 Ускорение ионов в режиме УПВК

Параметры лазерного импульса установки PEARL подходят для эффективного ускорения ионов в режиме УПВК - ускорение полем виртуального катода (в английской литературе TNSA) [199]. Несмотря на то, что достигнутые к настоящему моменту энергии отсечки ионов (максимальная энергия, которую отдельные частицы могут достичь в ходе ускорения) недостаточны для ре-

лизации социально-значимых приложений, таких как адронная терапия рака [226], параметры ускоренных ионов, получаемых на ведущих лазерных установках, хорошо подходят как для разработки методик управления энергетическим спектром [227] и фокусировки [228] ионного пучка, так и для протонной радиографии [229], которая является фактически безальтернативной диагностикой типа накачка-зондирование при экспериментах с плотной непрозрачной плазмой [230].

Экспериментальное исследование УПК протонов проходило согласно схеме, представленной на рис 4.13.

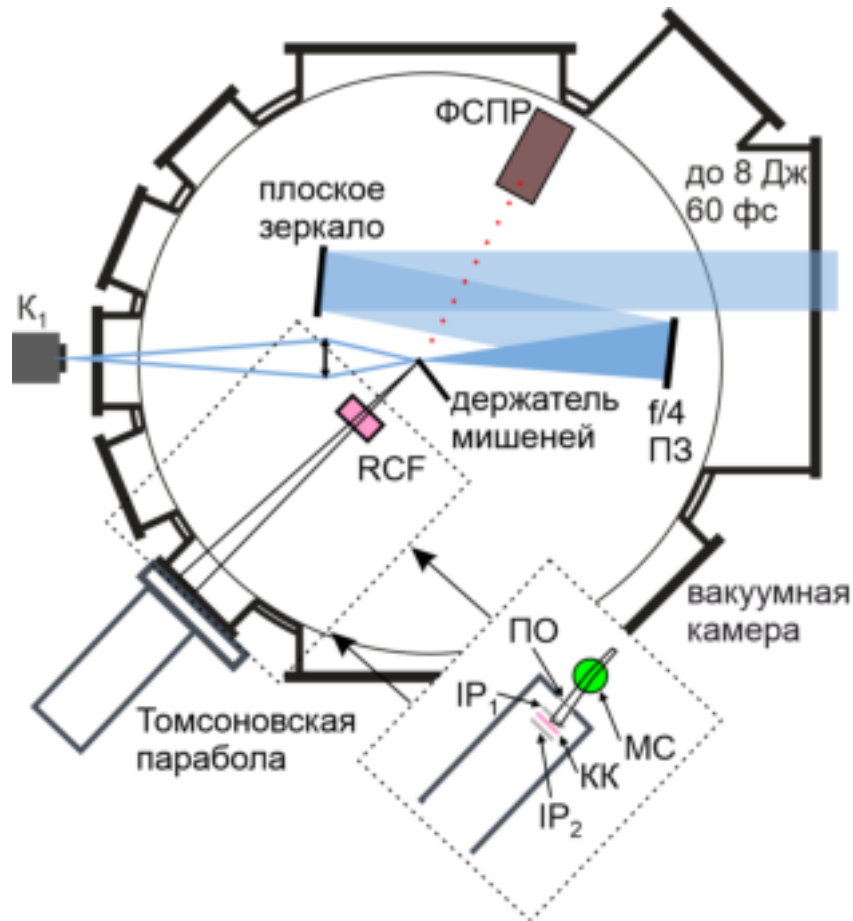


Рис. 4.13: Принципиальная схема эксперимента по ускорению ионов в УПК режиме.

В ходе экспериментальной сессии [5] проводилась фокусировка излучения с диафрагменным числом $f/4$ на поверхность алюминиевой фольги с толщиной от 0.4 до 10 $\mu\text{м}$. Угол между оптической осью и поверхностью мишени составлял 45 градусов. Использовались лазерные импульсы с энергией до 10 Дж и длительностью около 60 фс. Исправление волнового фронта для оптими-

зации фокусировки проводилось, однако калибровка АОС была неидеальной, и остаточные искажениям волнового фронта приводили к умеренным значениям числа Штреля не превышающим $S=0.4$, что для 10 Дж соответствовало пиковой интенсивности около 3×10^{20} Вт/см². Наносекундный контраст составляет 2×10^8 и обусловлен усиленной параметрической люминесценцией, имеющий вид пьедестала, длительность которого примерно равна длительности импульса накачки (~ 1 нс), с передним фронтом, опережающим основной импульс на 0,5 нс.

Для диагностики энергетического спектра ускоренных ионов использовались две комплементарные диагностики: слоистый детектор из радиохромных пленок (RCF-stack) [149] и детектор томсоновская парабола [152] (см. Глава 1 диссертации). В центре слоистого детектора было сделано отверстие, через которое ускоренные частицы достигали томсоновской параболы, что допускало одновременную работу обеих диагностик. Примеры необработанных данных со спектрометров представлены на рис. 4.14(а).

Электрическое напряжение и индукция магнитного поля в томсоновской параболе составляли 6.5 кВ и 0.4 Т, соответственно. В качестве детектора в томсоновской параболе использовались рентгенфлуорисцентные пластины (Fujifilm, model TR) в связке с коммерческим IP-сканером (HD-CR 35 DUERR NDT). Диагностика характеристических спектров мишени в области нагрева лазерным импульсом производилось при помощи диагностики FSSR (см. Глава 3 диссертации).

Анализ совокупности экспериментальных данных подтверждает высокую эффективность взаимодействия, что, по всей видимости, связано с оптимальными параметрами для фокусировки и предимпульса и большому вниманию, уделенному процедуре наведения на мишень. Использовался сканирующий метод наведения на мишень, описанный в Главе 2 диссертации. Данная процедура легла в основу экспериментов по повышению остроты фокусировки за счет перефокусировки с большей числовой апертурой при помощи эллиптического зеркала [93] и является основой подхода к сведению и когерентному сложению пучков в проекте XCELS [21].

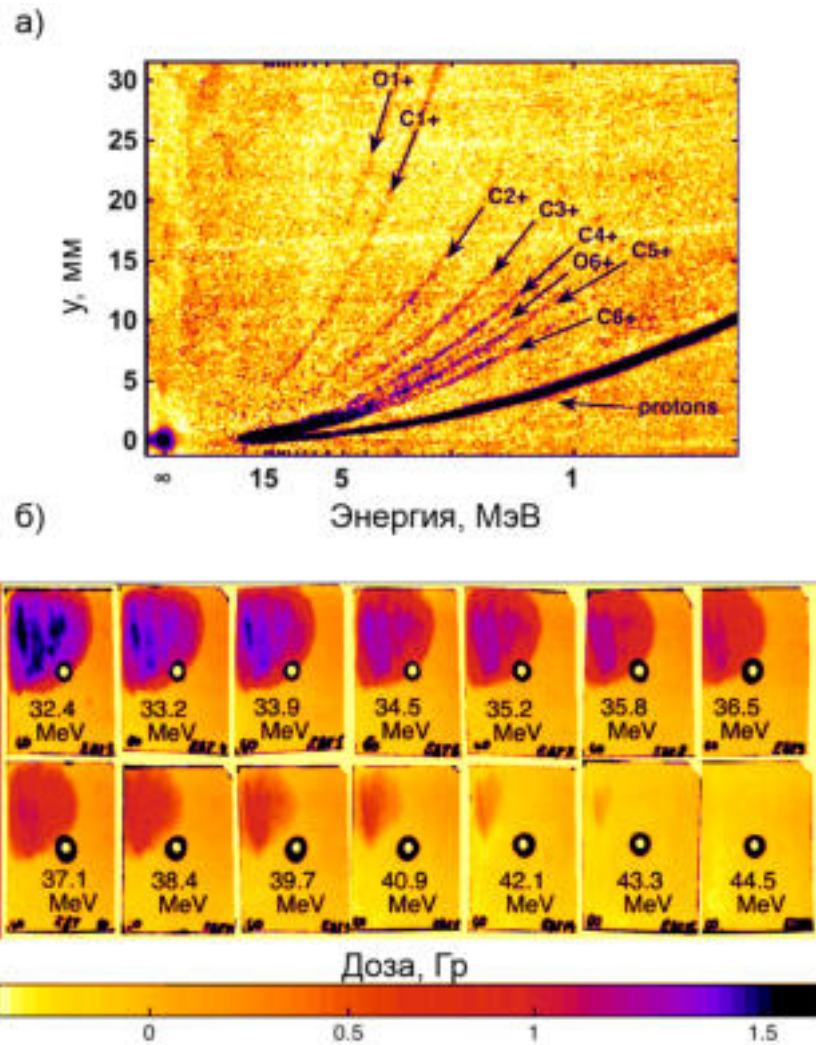


Рис. 4.14: Спектральная диагностика УПВК ионов. Типичные “сырые” данные томсоновской параболы (а) и данные стопки радиоохромных пленок (б) в выстреле с рекордной энергией отсечки >43.3 МэВ.

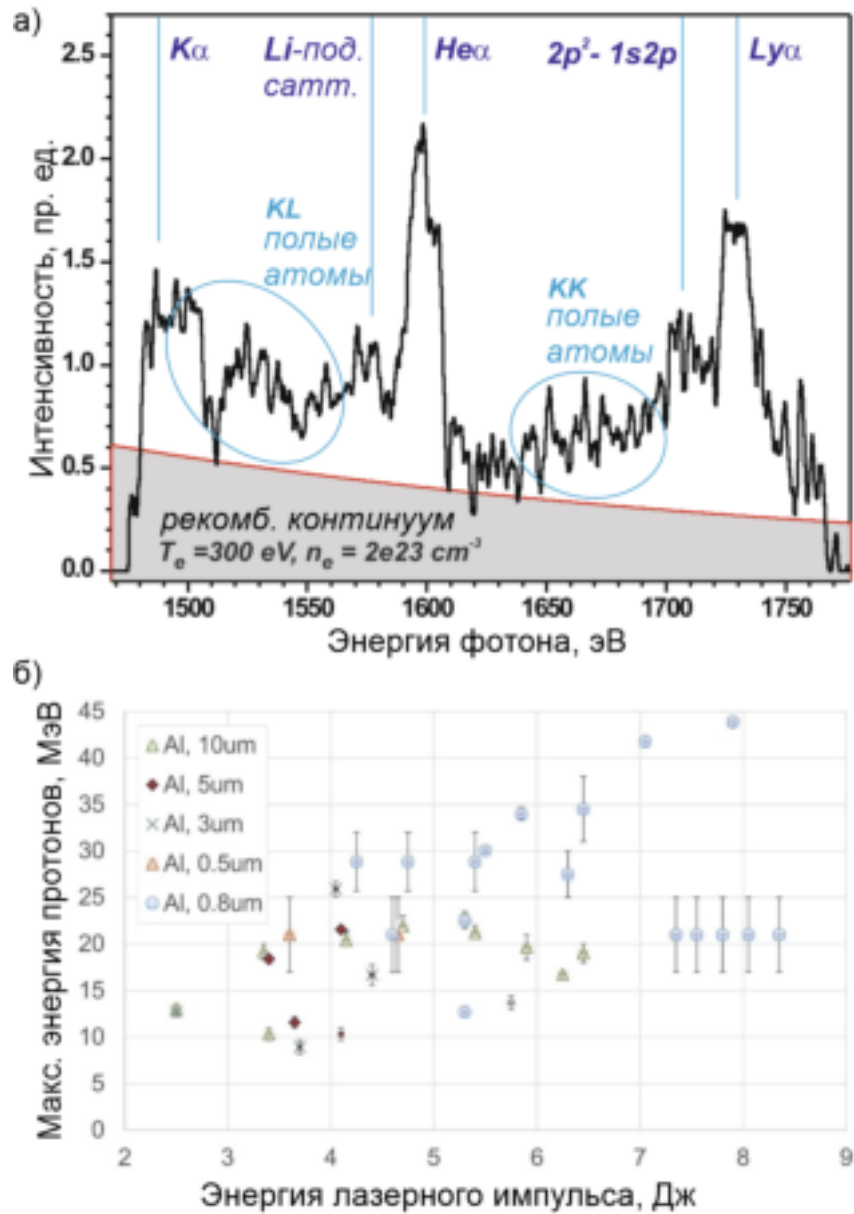


Рис. 4.15: Результаты обработки данных с FSSR (а) и статистика энергии отсечки в ходе экспериментальной серии (б).

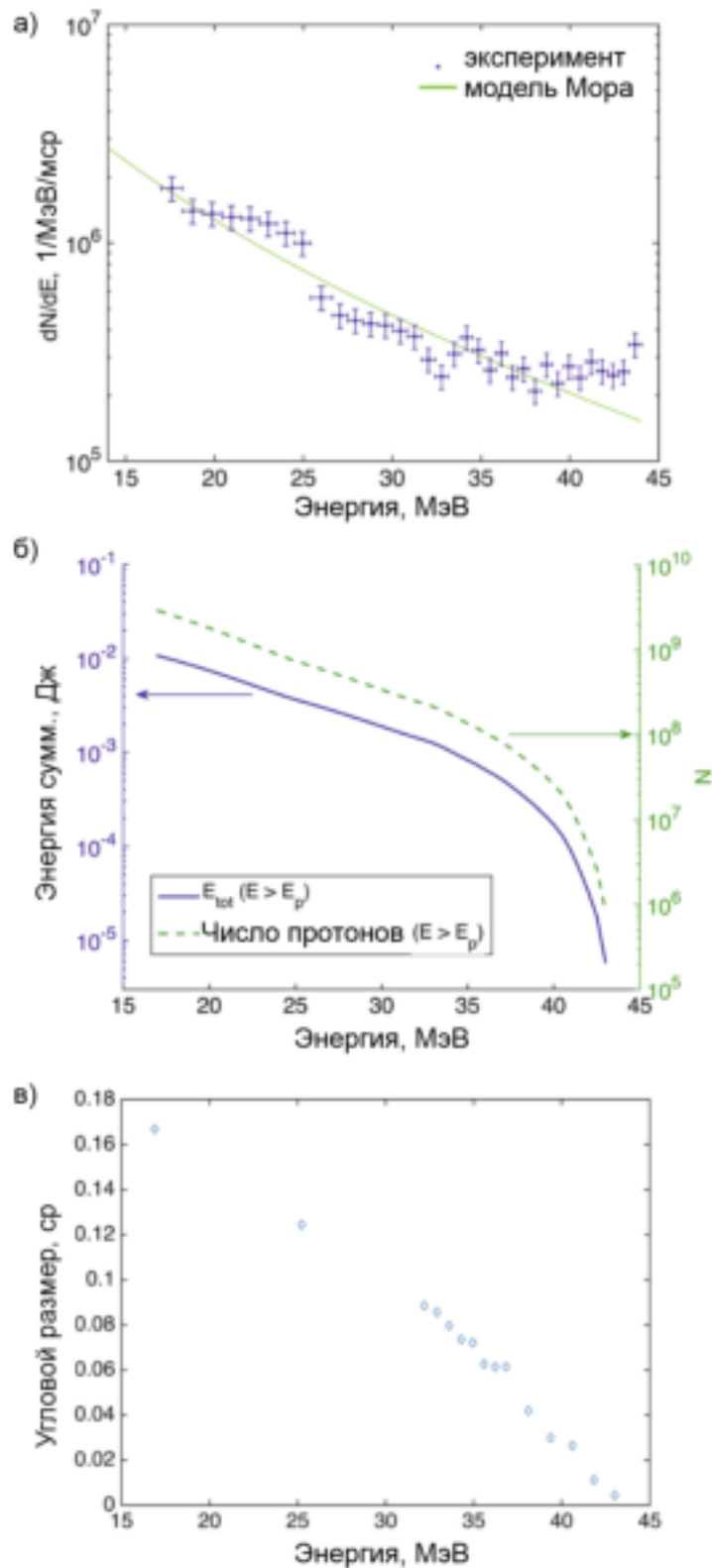


Рис. 4.16: Спектры УПВК протонов, восстановленные из данных со слоистого детектора: а) - энергетический спектр, б) графики, характеризующие суммарную энергию и число ускоренных протонов с энергией выше отложенной на оси абсцисс и в) - ширина углового спектра протонов в зависимости от энергии.

Анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 4.15 и рис. 4.16, указывает на эффективность передачи энергии от лазерного импульса к плазме. Максимальная энергия протонов (см. рис. 4.14б), зафиксированная в эксперименте, находится в диапазоне от 43.3 МэВ до 44.5 МэВ, что близко к рекорду для соответствующей энергии импульса. Максимальная энергия отсечки была достигнута на мишени с толщиной 0.8 $\mu\text{м}$. Число ускоренных частиц можно оценить по графику на рис. 4.18 (б). На нем представлены количество (правая шкала) и энергия (левая шкала) частиц с энергией выше определенного значения, отложенного по горизонтальной оси. Например, можно сделать вывод, что в выстреле было ускорено 10^7 протонов с энергией более 40 МэВ, суммарная кинетическая энергия которых составила 2×10^{-4} Дж. Направление быстрых протонов совпадает с нормалью к поверхности мишени, причем, согласно рис. 4.14в, частицы с более высокой энергией обладают более узким угловым распределением, что типично для УПВК режима. На томсоновской параболе (рис. 4.14а), кроме протонного следа, видны следы от ионов углерода и кислорода с разной степенью ионизации, что является следствием загрязнения задней поверхности мишени органическими соединениями.

Рентгеновские спектры (см. рис. 4.15 а) демонстрируют типичные для материала мишени алюминия характеристические линии и их сателлиты. Характер спектральной интенсивности излучения континуума и соотношения амплитуд характеристических линий соответствуют температуре около 300 эВ и твердотельной плотности плазмы. Отметим, что спектральные компоненты, находящиеся в двух диапазонах, лежащих между резонансной Ly_α и линиями He_α , а также от электронных сателлитов He_α до нейтральной линии K_α обусловлены излучением полых атомов KK и KL соответственно [231, 232]. Полые атомы могут быть созданы только в относительно холодной зоне с твердотельной плотностью, расположенной на периферии центральной зоны, облученной лазером при одновременном воздействии рентгеновских лучей и быстрых электронов, генерируемых в центральной зоне. Появление полых атомов KK указывает на присутствие рентгеновского излучения достаточно высокой интенсивностью (вероятно, превышающей 10^{17} Вт/см², чтобы доминировать в кинетике плаз-

мы) и на твердотельную плотность периферийной области, что является косвенным подтверждением отсутствия разрушения мишени предимпульсом на момент прихода основного импульса. Рентгеновское излучение в данном случае возникает по тормозному механизму из электронов, разогретых лазерным импульсом, что также свидетельствует об эффективной передаче энергии от лазера к электронам.

Доминантный режим передачи энергии от лазерного импульса к электронам мишени и, как следствие его эффективность, определяется пространственным распределением плазмы на момент прихода основного импульса. Таким образом роль предимпульса в эффективности ускорения ионов является определяющей. Одномерные численные оценки показывают на момент прихода основного импульса наличие существенной преплазмы на масштабах порядка $1 \mu\text{м}$ с линейным нарастанием от 10^{21} до 10^{23} см^{-3} [5].

Таким образом экспериментальные условия, реализуемые на комплексе PEARL при фокусировке лазерного излучения на тонкие металлические фольги (толщиной $\sim 1 \mu\text{м}$) способствуют эффективному ускорению ионов. Продемонстрированы протонные пучки, максимальная энергия и заряд которых достаточен для экспериментального исследования вопросов лазерного ускорения частиц, разработке подходов к манипуляции лазерными протонами при помощи подходов магнитной оптики, и разработки приложений, связанных с воздействием на биологические объекты (см. ниже) и реализацию диагностики плазменных полей в непрозрачной плазме, присутствующей в экспериментах по лабораторной астрофизике и физике высокой плотности энергии.

4.4 Прямое лазерное ускорение

Яркость вторичных источников излучения на основе лазерно-плазменного взаимодействия напрямую зависит от конверсии лазерной энергии в кинетическую энергию электронов. Использование мишеней околоритической плотности (NCD) позволяет перейти в резонансный режим взаимодействия, при котором раскачка электронов оптическим полем многократно усиливается плазменными колебаниями, что позволяет лазеру отдать существенно большую долю

своей энергии, чем в случаях с твердотельными и газовыми мишенями. Такие режимы приводят к драматическому росту числа электронов с больцмановским распределением и эффективной температурой до нескольких десятков МэВ. Они хорошо зарекомендовали себя при взаимодействии с пикосекундными лазерными импульсами [233]. Тем не менее, ранее вопрос прямого ускорения электронов при помощи фемтосекундных лазерных импульсов экспериментально не исследовался.

Переход к фемтосекундным длительностям интересен по многим причинам. Во-первых, фемтосекундные лазеры, при аналогичной интенсивности лазерного излучения при фокусировке обладают меньшей энергетикой, что ведет к значительному удешевлению лазерного источника. Во-вторых, более доступными становятся высокие частоты повторения, за счет снижения тепловой нагрузки активных элементов и более скромных требованиям к оптической накачке. Поэтому демонстрация коэффициента конверсии не уступающего пикосекундному взаимодействию является ключевым звеном к обоснованию перспективности фемтосекундных лазерных систем в качестве драйверов для источников вторичного рентгеновского излучения.

Кроме этого важно упомянуть два ключевых прикладных аспекта, которые необходимо реализовать при ускорении электронов из мишеней околосверхкритической плотности: это необходимость создания контролируемого наносекундного предимпульса без существенного временного джиттера, и доступ к технологии производства вспененных мишеней.

В данной работе представлены результаты численного и экспериментального исследования, проведенного на лазерно-плазменном комплексе PEARL. Рассмотрена эффективность передачи энергии от фемтосекундного лазерного импульса субпетаваттного уровня мощности к электронам околосверхкритической плазмы, возникающей при ионизации пористой мишени в результате облучения оптически синхронизованным управляемым наносекундным предимпульсом. Показана высокая эффективность взаимодействия, что актуально для построения сверхярких источников рентгеновского излучения с лазерным драйвером.

4.4.1 Предварительная ионизация мишени

. Для контролируемой предварительной ионизации мишени использовался наносекундный лазер накачки, переведенный в оригинальный двухимпульсный режим работы [35, 36]. В основе этого режима лежит разделение импульса накачки на длине волны 1054 нм перед мощными усилителями на две реплики с различной поляризацией и управляемым соотношением энергий. Такая схема, за счет эффективного увеличения длительности импульса позволяет с одной стороны снизить искажение временной огибающей в ходе усиления в режиме насыщения, а, с другой стороны, снимать с каскадов дополнительную энергию, оставаясь под порогом лучевого разрушения элементов схемы [35, 234].

Двухимпульсный режим разрабатывался для накачки дополнительных каскадов параметрического усиления, за счет более полного использования энергии, запасенной в стеклянных активных элементах при сохранении их числа и архитектуры лазерной схемы. Двухимпульсный режим, за счет поляризационного разделения импульсов, может быть легко адаптирован для лазерно-плазменного взаимодействия в режиме контролируемого наносекундного предимпульса. При этом один из импульсов используется для предварительной ионизации пористой мишени, а другой - для накачки параметрического усилителя.

Использование наносекундного лазера накачки комплекса PEARL для генерации предимпульса позволило решить сразу несколько проблем: а) обеспечить синхронизацию с мощным фемтосекундным импульсом с возможностью управления задержкой и б) обеспечить в предимпульсе энергетику от единиц до сотен Джоулей.

Система PEARL основана на параметрическом усилении, и поэтому разрабатывалась с учетом высочайших требований к временной стабильности сигнального импульса относительно импульса накачки. Таким образом, никакие дополнительные меры по синхронизации импульсов на мишени не требуются. Тонкое изменение задержки между фемтосекундным и наносекундным импульсом может осуществляться механически, за счет изменения длины линии задержки, которую удобно расположить в начале лазерной схемы (см. X2 на рис.1.1), где

энергия импульса находится на уровне нескольких милиджоулей в апертура не превышающей 1 см.

Отметим, использование двухимпульсного режима потребовало модернизации оптической развязки схемы лазера накачки. Импульсы имеют различную поляризацию, поэтому стандартный изолятор Фарадея способен осуществлять оптическую развязку только для одного из импульсов. На комплексе PEARL применена схема изолятора Фарадея для произвольной поляризации импульса [35]. Оптическое качество импульса накачки после усиления характеризуется числом Штреля равным примерно 0.15 [131].

4.4.2 Численное моделирование

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околокритической плотности электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL [222] для параметров лазера и геометрии взаимодействия, отвечающих планируемыми экспериментам на установке PEARL. Энергия сфокусированного лазерного импульса, который предполагался гауссовым по времени и по радиусу, составляла 15 Дж. При этом 7.5 Дж локализовано в FWHM пятне (круглая область с диаметром, равным диаметру фокального пятна по поперечному сечению) с диаметром $D_{FWHM} = 4.12 \mu\text{м}$. Длительность импульса составляла 60 фс, что соответствует пиковой интенсивности $I_0 = 1.2 \times 10^{21}$ Вт/см² и безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 = eE_y / (m_e c \omega_0) = 30$, где E_y - амплитуда напряженности электрического поля лазерного импульса, ω_0 - его частота.

Однородная плазма состояла из полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода и электронов с концентрацией $n_e = (1.0 \text{ или } 2.0) n_{cr}$. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетат целлюлозы $C_{12}H_{16}O_8$. Область моделирования имела размеры $128 \times 35 \times 35 \mu\text{м}^3$. Первые 10 и последние 18 $\mu\text{м}$ из общего пространства 128 $\mu\text{м}$ в направлении OX (направление распространения лазерного импульса) изначально были свободны от плазмы. Размеры вычислительной ячейки составляли 0.05 $\mu\text{м}$ вдоль оси OX и 0.15 $\mu\text{м}$ вдоль осей OY и OZ. Количество частиц на

ячейку при моделировании составляло 4 для электронов и 1 для ионов каждого типа. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

На рис. 4.19 показаны результаты моделирования энергетических спектров ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области за все время взаимодействия ($ct = 200 \mu\text{м}$, где c - скорость света, t - время, отсчитываемое от момента, когда максимум лазерного импульса находится на левой границе мишени). Количество ускоренных электронов и их распределение по энергии практически совпадает (в пределах 10%) вплоть до энергии ≈ 70 МэВ для обеих концентраций электронов мишени $n_e = 1.0 n_{cr}$ и $2.0 n_{cr}$. Однако для энергий, превышающих 100 МэВ, количество ускоренных электронов в менее плотной мишени ($n_e = 1.0 n_{cr}$) в несколько раз превышает это количество для мишени с удвоенной плотностью ($n_e = 2.0 n_{cr}$) - см. Таблицу 1. При этом для менее плотной мишени ($n_e = 1.0 n_{cr}$) спектр электронов для энергий, превышающих 20 МэВ, может быть аппроксимирован двухтемпературным распределением с $T_1 \approx 9$ МэВ и $T_2 \approx 27$ МэВ, а для $n_e = 2.0 n_{cr}$ - с температурами $T_1 \approx 6$ МэВ и $T_2 \approx 17$ МэВ (в диапазоне энергий, превышающих 10 МэВ).

На рис. 4.18 приведены спектры ускоренных электронов, вылетевших из расчетной области, нормированные на энергию лазерного импульса в FWHM пятне для установки PEARL (7.5 Дж) и для установки RHELIIX (17.5 Дж, $\tau_{FWHM} = 700$ фс, $D_{FWHM} \approx 10 \mu\text{м}$, $I_0 = 2.5 \times 10^{19}$ Вт/см², и $a_0 = 4.3$) [233]. Сравнение представленных спектров (см. также Таблицу 4.2) очевидно указывает на рост эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию релятивистских электронов с ростом интенсивности даже несмотря на десятикратное уменьшение длительности лазерного импульса установки PEARL по сравнению с установкой RHELIIX.

Угловые распределения электронов, вылетевших из расчетной области с энергией, превышающей 7 МэВ, показаны на рис. 4.19б для концентраций электронов мишени $n_e = 2.0 n_{cr}$ и на рис. 4.19в для $n_e = 1.0 n_{cr}$. В случае удвоенной критической плотности, два более ярких пятна в угловом распределении в вертикальной плоскости (плоскость поляризации лазерного импульса вдоль оси

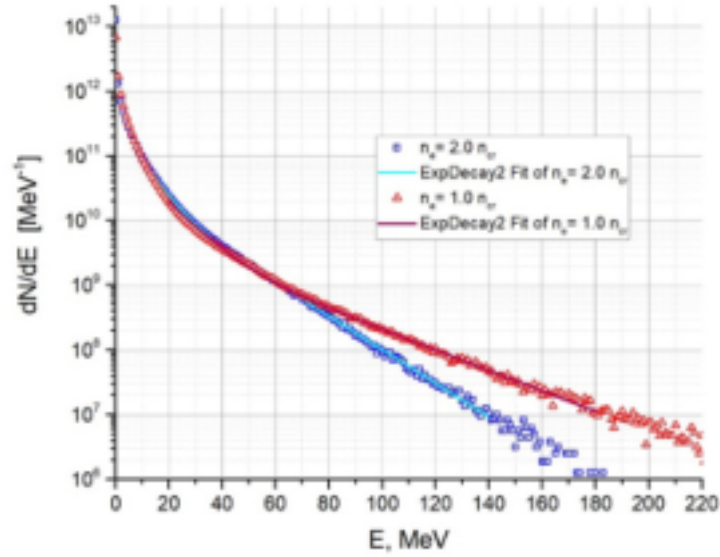


Рис. 4.17: Результаты моделирования спектров ускоренных электронов для параметров PEARL (60 фс, $a_0 = 30$) для концентраций плазмы $1.0 n_{cr}$ (красные треугольники) и $2.0 n_{cr}$ (синие квадраты). Сплошные линии - двухтемпературные аппроксимации спектров с температурами $T_1 \approx 9$ МэВ и $T_2 \approx 27$ МэВ для $n_e = 1.0 n_{cr}$, а для $n_e = 2.0 n_{cr}$ - с температурами $T_1 \approx 6$ МэВ и $T_2 \approx 17$ МэВ.

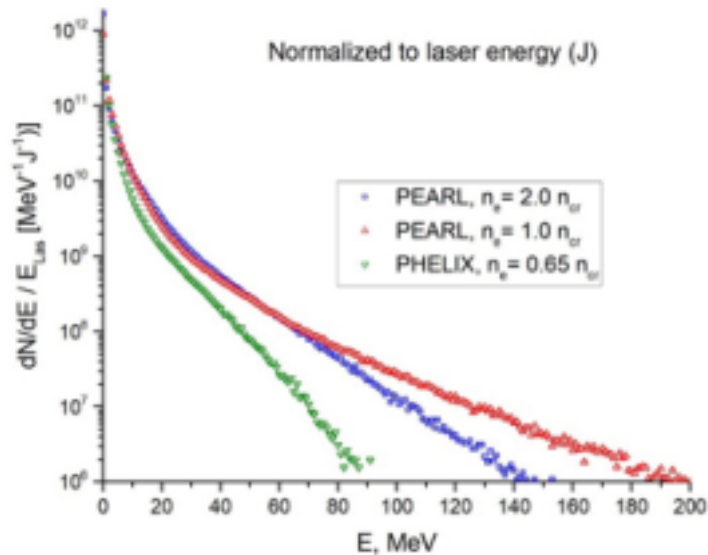


Рис. 4.18: Результаты моделирования: спектры ускоренных электронов, нормированные на энергию лазерного импульса для параметров PEARL (60 фс, $a_0 = 30$, 7.5 Дж в FWHM пятне) для плотностей плазмы $1.0 n_{cr}$ (красные треугольники) и $2.0 n_{cr}$ (синие квадраты) и параметров PHELIX (700 фс, $a_0 = 4.3$, 17.5 Дж в FWHM пятне) - зеленые треугольники.

Параметры	Диапазон энергий	PEARL, 7.5 J	PEARL, 7.5 J	PHELIX, 17.5 J
		2.0 n_{cr}	1.0 n_{cr}	0.65 n_{cr}
Число электронов	$E > 3$ МэВ	3.4×10^{11}	3.5×10^{11}	1.96×10^{11}
на 1 Дж лазерного	$E > 7$ МэВ	1.7×10^{11}	1.5×10^{11}	0.72×10^{11}
импульса	$E > 30$ МэВ	1.7×10^{10}	1.7×10^{10}	0.62×10^{10}
	$E > 100$ МэВ	2.3×10^8	7.5×10^8	–
Полный заряд (нКл)	$E > 3$ МэВ	408	420	510
	$E > 7$ МэВ	203	180	187
	$E > 30$ МэВ	22	20	15
	$E > 100$ МэВ	0.3	0.9	–
Доля энергии лазерного	$E > 3$ МэВ	57%	56%	27%
импульса, переданная	$E > 7$ МэВ	44%	41%	17%
электронам	$E > 30$ МэВ	13%	13.5%	3.6%
	$E > 100$ МэВ	0.43%	1.6%	–

Таблица 4.2: Эффективность передачи энергии лазерного импульса электронам

ОУ) указывают на определяющую роль прямого лазерного ускорения (DLA) [235] в генерации ультрарелятивистских электронов. Механизм прямого лазерного ускорения подразумевает резонансную раскачку электронов вдоль лазерного поля, чем и обусловлены большие поперечные скорости электронов в указанном направлении.

При уменьшении плотности мишени ($n_e = 1.0n_{cr}$) и, соответственно, увеличении длины взаимодействия лазерного импульса с плазмой (на которой импульс практически полностью поглощается) происходит изотропизация ускоренных электронов по азимутальному углу вследствие взаимного влияния релятивистского движения электронов в плазменном канале в перпендикулярных направлениях Oy и Oz [236], а также возможного дополнительного вклада стохастического ускорения электронов при наличии нерегулярных плазменных полей [237, 238] (сравните правую и левую панель на рис. 4.19).

Вклад стохастического ускорения в генерацию высокоэнергетических электронов обсуждался также в работе [239] при моделировании взаимодействия более короткого лазерного импульса (30 фс) с более разреженной плазмой ($n_e = 0.1n_{cr}$), где продемонстрирована близкая к нашим результатам эффективность ускорения электронов с энергиями, превышающими 30 МэВ, с коэффициентом

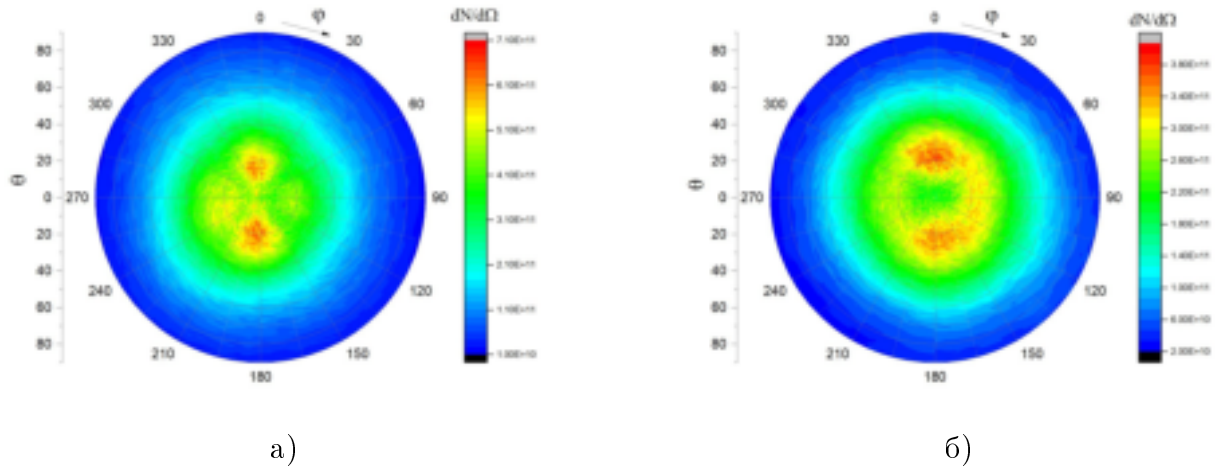


Рис. 4.19: Угловое распределение электронов, вылетевших в элемент телесного угла в направлении распространения лазерного импульса с энергиями выше 7 МэВ для параметров лазера PEARL и концентрацией мишени а) $n_e = 2.0n_{cr}$ и б) $n_e = 1.0n_{cr}$

конверсии лазерного излучения $\sim 15\%$.

Таким образом из численного моделирования режима DLA на комплексе PEARL можно сделать следующие выводы. Результаты численного моделирования для параметров лазерного комплекса PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов из мишени околосредоточенной плотности с концентрация электронов равной n_{cr} и $2n_{cr}$. В обоих случаях энергетический спектр ускоренных электронов простирается до 150 - 200 МэВ и описывается двумя эффективными температурами, первая из которых близка к пондеромоторному потенциалу, а вторая превышает его в два-три раза. При этом заряд электронов с энергией выше пондеромоторной (≥ 11 МэВ), составляет 100 нКл для обеих плотностей мишени с концентрацией электронов $n_e = (1.0 \text{ и } 2.0) n_{cr}$. Для мишени с $n_e = n_{cr}$ заряд электронов с энергий больше 100 МэВ составляет 900 пКл при эффективности конверсии энергии лазерного импульса 1.6%, что в три раза выше, чем для мишени с $n_e = 2n_{cr}$.

4.4.3 Экспериментальное исследование режима DLA

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 4.20. В качестве драйвера взаимодействия с плазмой использовался фемтосекундный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм с длительностью ~ 60 фс и энергией до 12 Дж. Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зер-

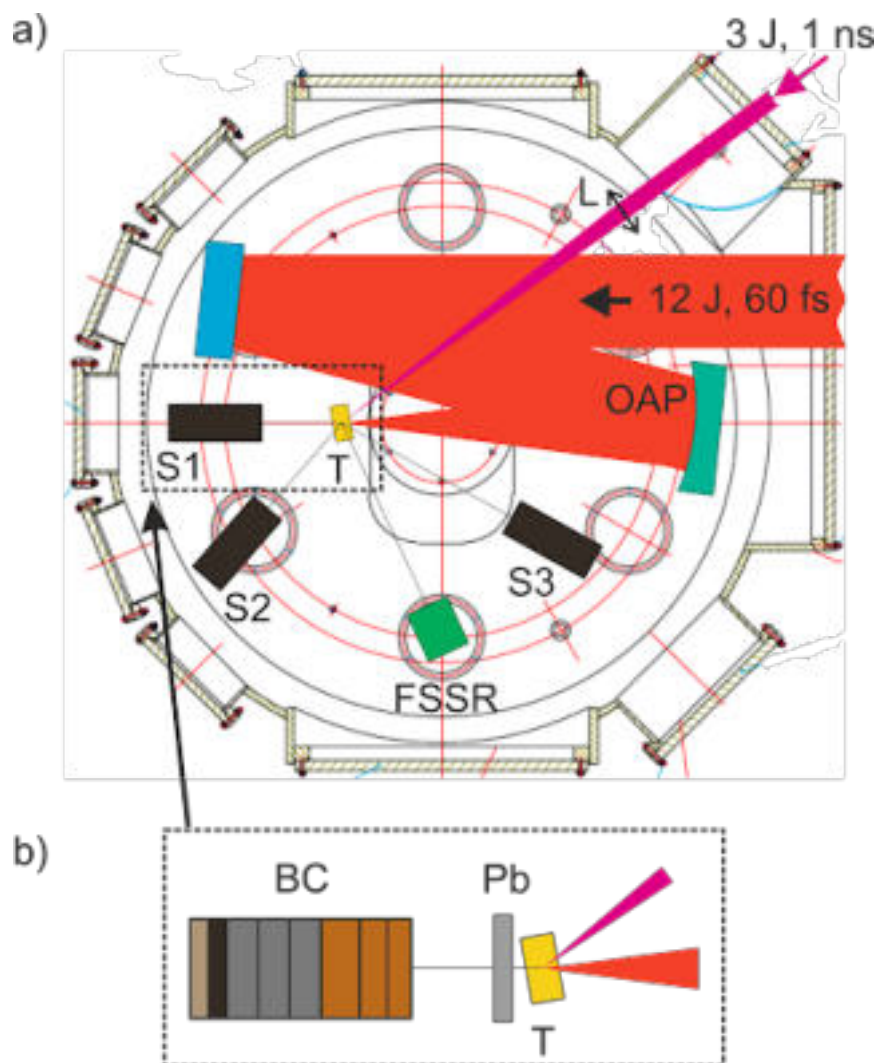


Рис. 4.20: Принципиальная схема эксперимента: OAP - внеосевое параболическое зеркало; S1 - S3 - магнитные спектрометры; FSSR - focussing spectrograph with spatial resolution; T - пеннистая мишень; BC - тормозная пушка; L - фокусирующая линза нс предымпульса; Pb - свинцовый конвертор толщиной 2 мм. а) - вид сверху, с) - вид сверху для конфигурации с конвертером.

калом (OAP) $f/4$ в пятно с диаметром $4.5 \mu\text{м}$ по полувысоте с пиковой интенсивностью до $5 \times 10^{20} \text{Вт/см}^2$.

В эксперименте участвовало три типа мишеней: (i) алюминиевая фольга толщиной $9 \mu\text{м}$, (ii) пена из триацетата целлюлозы (СНО) с плотностью от 2 до 4мг/см^3 и толщиной $200\text{-}750 \mu\text{м}$ и (iii) их комбинация. В последнем случае фольга устанавливалась с задней стороны мишени за пеной по ходу следования лазерного драйвера, и ограничивала разлет плазмы в лазерном направлении. Мишени были повернуты относительно направления распространения лазерного драйвера на угол 10° вокруг вертикальной оси, для минимизации бликов назад в лазерную систему. Спектры ускоренных электронов измерялись при помощи магнитных спектрометров (см. Глава 3 диссертации) S1, S2 и S3, расположенных в трех различных направлениях.

Для предварительной ионизации мишени использовался оптически синхронизованный с лазерным драйвером наносекундный предимпульс на длине волны 1054нм с энергией около 3 Дж и длительностью 1 нс, который обеспечивал на мишени пиковую интенсивность $3 \times 10^{13} \text{Вт/см}^2$ в пятне с диаметром порядка $150 \mu\text{м}$. Предимпульс заводился на мишень через оптическую линию задержки, обеспечивающую опережение драйвера наносекундным предимпульсом на управляемый промежуток времени, лежащий в интервале от 0 до 10 нс. Оптическая синхронизация между лазерным драйвером и фемтосекундным импульсом накачки после модернизации лазерной схемы комплекса PEARL [14], обеспечивала субпикосекундный джиттер между предимпульсом и лазерным драйвером.

Для диагностики характеристических спектров плазмы использовался фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (FSSR) (см. Глава 3 диссертации). Поскольку особый интерес представляет тормозной источник рентгена, часть выстрелов производилась с использованием свинцового конвертера, расположенного на расстоянии 7 мм от пористой мишени, который блокировал поток электронов в направлении S1 и S2. В экспериментах с конвертером для диагностики рентгеновского тормозного излучения использовался слоистый детектор (см. Глава 3 диссертации), расположенный по оси лазерного импульса (рис. 4.20b).

Для экспериментальной реализации околосверхкритической плотности плазмы использовались пористые мишени. Пористая мишень представляет из себя полимерный аэрогель низкой плотности из триацетата целлюлозы, и является очень перспективным материалом для создания субмиллиметровой плазмы низкой плотности (NCD-плазмы) и эффективного ускорения в ней электронов. Пористые мишени плотностью 2-4 мг/см³ и толщиной от 200 до 750 $\mu\text{м}$ были использованы для получения однородной плазмы с плотностью электронов несколько ниже критической и с высоким аспектным отношением, при котором толщина получившегося слоя плазмы значительно больше его ширины [207, 240, 241]. Аэрогелевые пены оптически прозрачны и характеризуются весьма однородной трехмерной сетчатой микро структурой, состоящей из пор 1-2 $\mu\text{м}$, разделенных перегородками с толщиной 0.1 $\mu\text{м}$ и волокон длиной 1 $\mu\text{м}$ с плотностью примерно 0.1 г/см³. Колебания плотности на масштабах 100x100 $\mu\text{м}^2$ не превышают 0.5%. Изображение структуры пены и вид пористой мишени в оправе представлены на рисунках рис. 4.21а) и рис. 4.21б).

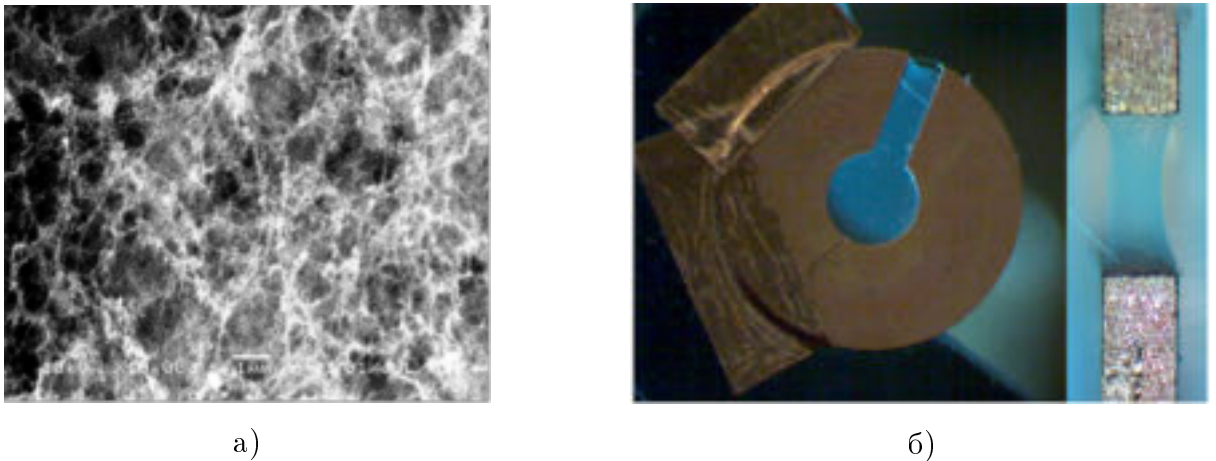


Рис. 4.21: Структура мишени из пены (а) и вид мишени в оправе (б).

Благодаря открытой ячеистой структуре, воздух, содержащийся в порах, удаляется при откачке вакуумного объема естественным образом без повреждения мишени. При воздействии на пористую мишень наносекундного предимпульса, излучение ионизирует твердые мембраны/волокна мишени. Плазма, создаваемая ионизацией таких волокон, имеет сверхкритическую электронную плотность, при этом толщина волокна больше толщины скин-слоя (~ 30 нм). Следовательно, требуется время, пока созданная плазма расширяется в поры, в

результате чего достигается докритическая электронная плотность и происходит дальнейшее распространение лазерного импульса в трехмерную структуру аэрогеля.

Интенсивность нс-импульса, создающего плазму, может быть согласована с плотностью мишени и толщиной мишени [204, 242] таким образом, чтобы скорость ионизационного фронта была намного выше, чем скорость ионного звука, которая определяет скорость расплывания границ плазмы, образованной в ходе взаимодействия с предимпульсом. В этом случае во время распространения сверхзвуковой волны ионизации нагретая область плазмы с большим аспектным отношением не претерпевает заметного расширения.

Для наведения на мишень использовался сканирующий метод (См. Главу 2 диссертации) наведения, который осуществлялся на внутренний край оправы, в которую была помещена пористая мишень.

4.4.4 Анализ полученных экспериментальных данных

Экспериментальная кампания проводилась в нескольких этапах. На первом этапе определялось оптимальное время опережения наносекундным предимпульсом фемтосекундного драйвера. На втором этапе исследовалось взаимодействие лазерного драйвера с фольгой в условиях наличия и отсутствия предварительной ионизации. На третьем этапе исследовалось ограничение разлета плазмы фольгой, помещенной на тыльную сторону мишени. И на четвертом этапе исследовалась возможность создания тормозного источника излучения за счет помещения за мишенью дополнительного конвертера из свинца.

При измерении спектра электронов с квазимаксвелловским распределением по энергиям, высокоэнергетичных хвост распределения будет содержать малое количество электронов, и, начиная с некоторых энергий, перестанет детектироваться спектрометром из-за конечной чувствительности детекторов. Таким образом, отсутствие сигнала в области высоких энергий может свидетельствовать как об отсутствии электронов, так и о малом их числе. Максимальную энергию, зафиксированную спектрометром, естественно называть пределом детектирования, который в общем случае будет ниже, чем энергии, до которых

разогнались частицы в ходе лазерно-плазменного взаимодействия.

- На текущем этапе обработки экспериментальных данных можно сделать следующие выводы:

- Оптимальная задержка между предимпульсом и лазерным драйвером составила $\tau_{pre} = 3.5$ нс; при оптимальной задержке кратно увеличивается предел детектирования электронов, их число и эффективная температура по сравнению со случаем отсутствия предимпульса.

- Переход от малых задержек (< 3 нс) к условно большим (> 3 нс) сопровождается качественным изменением диаграммы направленности электронов, которая становится сильно вытянутой в сторону лазерного импульса что, может свидетельствовать о смене доминирующего режима взаимодействия.

- Электронные спектры из алюминиевой фольги с толщиной $10 \mu\text{м}$, ионизированной предимпульсом с оптимальной задержкой, в области высоких энергий (> 30 МэВ) были похожи на спектры из пены. Конверсия лазерной энергии в энергию суперпандероматронных электронов в случае пены, однако, была несколько выше, за счет различий в низкоэнергетичной части.

- На основании сравнения экспериментальных спектров с данными численного моделирования можно с уверенностью сказать, что существенное влияние на режим взаимодействия оказывает пространственный профиль плазмы, во многом определяемый ионизационной динамикой.

- Направление ускоренных электронов на конвертер из свинца вызывает яркое тормозное излучение.

4.5 Воздействие вторичного излучения на объекты

Как было показано выше, под воздействием мощного фемтосекундного излучения лазера PEARL плазма может становиться ярким источником электромагнитного излучения рентгеновского диапазона и пучков ускоренных электронов и ионов. Это делает лазерно-плазменный комплекс PEARL удобным инструментом для исследования и разработки приложений на основании таких источников вторичного излучения.

4.5.1 Рентгеновский имиджинг

Недорогие, компактные и яркие источники рентгеновского излучения востребованы в медицине, в частности для малодозной фазоконтрастной рентгеновской томографии для неинвазивной диагностики новообразований. Такие источники вторичного излучения могут быть получены в сильно нелинейном режиме взаимодействия релятивистски-сильного лазерного импульса с плазмой. Ускоряющиеся в плазменной волне электроны, совершают поперечные бетатронные колебания, приводящие к генерации электромагнитного излучения. Для типичных параметров взаимодействия лазерного импульса с плазмой частота бетатронного излучения находится в рентгеновской области электромагнитного спектра [243].

На базе экспериментальной схемы по лазерному ускорению электронов в поле кильватерной волны с использованием газовой ячейки, подробно описанной в разделе 4.1 текущей главы диссертации, была реализована экспериментальная серия, направленная на использование бетатронного рентгеновского излучения для имиджинга оптически непрозрачных объектов.

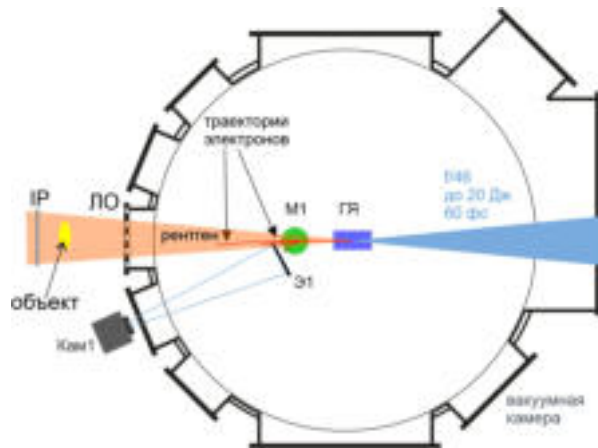


Рис. 4.22: Принципиальная схема эксперимента с получением рентгеновских изображений на основе бетатронного источника рентгеновского излучения.

Схема эксперимента представлена на рис. 4.22 на вставке снизу. Лазерный импульс (длина волны 910 нм, длительность, 60 фс, энергия до 20 Дж) фокусировался на входную диафрагму газовой ячейки (ГЯ) с гелием (давление на входе клапана до 5 атм). Для измерения энергетических спектров ускоренных электронов использовался спектрометр с магнитом (М1) и сцинтиллятор-

ным экраном ($\Theta 1$), свечение которого фиксировалось при помощи ПЗС-камеры (Кам1) с оптическим объективом. Принципиальная схема спектрометра представлена в Главе 3 диссертации на рисунке 3.4(а).

На оптической оси лазерного излучения вне объема мишенной камеры располагался объект рентгенографического исследования. Рентгеновские изображения фиксировались при помощи рентгенофлуоресцентной пластинки (IP), установленной за объектом. Для снижения поглощения бетатронного излучения между источником и объектом исследования на выходной фланец мишенной камеры, расположенный на оси следования лазерного излучения, использовалось окно (ЛО) из лавсана ($C_{10}H_8O_4$)_n толщиной 0,2 мм.

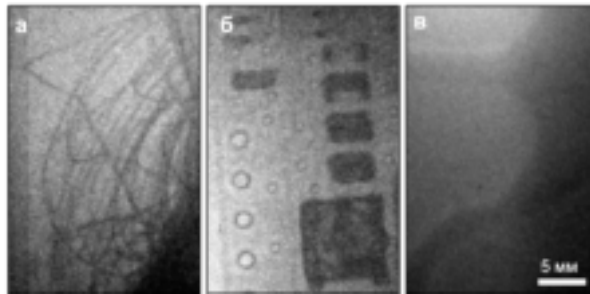


Рис. 4.23: Экспериментальные рентгеновские изображения в бетатронном излучении: (а) моток проволоки, (б) микросхема, (в) лапка и хвост лабораторной мыши

На рис. 4.23 представлены рентгеновские снимки различных объектов: металлическая проволока (а), микросхема (б) и фрагменты лапки и хвоста лабораторной мыши (в). Относительно низкий контраст и полученных изображений может быть связан с паразитной засветкой детектора тормозным излучением ускоренных электронов, взаимодействующих с элементами схемы и мишенной камеры или с неоптимальными параметрами плазмы, приводящими к дроблению лазерного импульса на множество филамент и, как следствие, к увеличению эффективного размера источника. Есть все предпосылки ожидать, что блокировка паразитных источников засветки и оптимизация параметров плазмы позволит поднять качество получаемых изображений на типичный для подобных установок [244, 245] уровень.

4.5.2 Протонная терапия

Компактные источники протонов с лазерным драйвером (лазерных протонов) представляют интерес для медицинских приложений, в первую очередь, в аспекте терапии раковых заболеваний. Наличие у ионов брэгговского пика поглощения [246], глубина которого зависит от кинетической энергии протона на входе в живую ткань, позволяет локализовать воздействие на облучаемую опухоль и снизить радиационную нагрузку на окружающие здоровые ткани. На сегодняшний день, лазерно-плазменные технологии ускорения ионов не обеспечивают требуемых для широкого применения в медицине параметров ионных пучков. В частности, рекордные экспериментально достигнутые значения энергии отсечки около 94 МэВ [247] ниже требуемого для протонной терапии уровня 250 МэВ [248]. Однако, потенциальные преимущества терапии, такие как дешевизна и компактность, делает работы по развитию этих технологий весьма актуальными. Отработка базовых методик доставки лазерных протонов и их воздействия на биологические объекты возможна уже на существующих лабораторных комплексах [249, 250]. На лазерно-плазменном комплексе PEARL для апробации методов воздействия лазерных протонов на биологические объекты схема, применявшаяся в экспериментах по ускорению протонов, была дополнена модулем для размещения живых объектов и оборудованием для обеспечения жизнедеятельности живых клеточных культур [251]. Модуль представлял собой металлический цилиндр длиной 0,5 м, вмонтированный в один из фланцев мишенной камеры, позволяющий размещать подложку с клетками на минимальном расстоянии 0,3 м от источника лазерных протонов, реализованного в режиме УПВК.

На рис. 4.24 представлена принципиальная схема эксперимента. Лазерный импульс (длина волны 910 нм, энергия 10 Дж, длительность 60 фс) фокусировался в вакуумной камере на мишень из алюминия толщиной 10 $\mu\text{м}$, установленную под углом к падающему излучению. Энергетический спектр УПВК протонов измерялся при помощи стека радиохромных пленок (RCF), расположенного на расстоянии 35 мм от мишени по нормали к ее поверхности. Типичная энергия отсечки протонного спектра составляла порядка 20 МэВ. В стеке

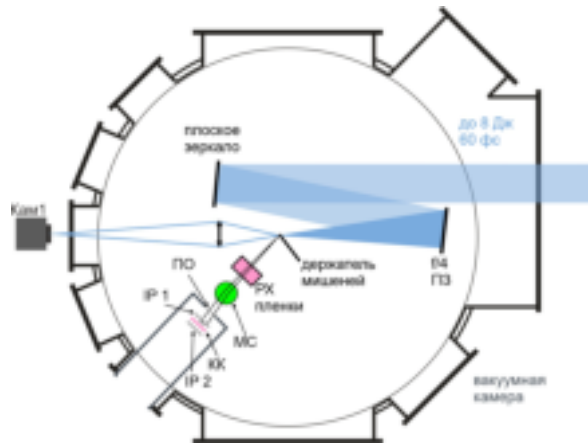


Рис. 4.24: Принципиальная схема экспериментального воздействия УПВК протонов на биологические объекты.

имелось отверстие диаметром 3,5 мм, сквозь которое пучок протонов доставлялся из вакуумного объема через пластиковое окно (ПО) диаметром 15 мм и толщиной 0,1 мм на подложку с клеточной культурой (КК), находящейся при атмосферном давлении.

Параметры протонного пучка, следовавшего на подложку, оценивались на основе дозы, полученной пленками стека в области прилегающей к отверстию, при этом, поскольку характерный угловой размер протонного пучка в экспериментах обычно существенно превышал размер отверстия в пленках для энергий менее 20 МэВ, угловое распределение внутри отверстия считалось однородным. Данные энергии УПВК протонов с поверхности фольги толщиной 10 $\mu\text{м}$ являются типичными для лазерно-плазменного комплекса PEARL и неоднократно демонстрировались в различных экспериментальных сериях.

Система из постоянных магнитов (МС) диаметром 6 см и индукцией 0,4 Тл использовалась для энергетической сепарации протонного пучка, что позволило дифференцировать воздействие на клетки протонного и рентгеновского излучения. Для контроля дозы радиации, депонированной в клеточной культуре, с лицевой и тыльной сторон подложки устанавливались рентгенофлуоресцентные пластинки (IP1 и IP2). В данной геометрии дозы в области расположения клеточной культуры достигали десятков Грэй.

В качестве объекта исследования использовалась клеточная культура рака шейки матки человека (HeLa Kyoto [252]), являющаяся распространенной мо-

делью для биологических исследований благодаря активному росту и простоте содержания данного типа клеток в лабораторных условиях. За сутки до облучения протонным пучком клетки культивировались в среде ДМЕМ [253]. Поскольку протонный пучок выходил из мишени в горизонтальной плоскости, непосредственно перед моментом выстрела питательная среда удалялась, и подложка помещалась в биомодуль вертикально. После облучения клеток вносилась свежая питательная среда, и планшет помещался в CO₂-инкубатор на 24 часа. Затем проводился МТТ-тест для оценки доли выживших в ходе эксперимента клеток. В ходе экспериментальной сессии было произведено около десятка выселов по клеточным культурам.

Было обнаружено, что радиационное воздействие протонным пучком без магнитной сепарации по энергии приводит к поражению раковых клеток в результате которого они достоверно погибают в течении 24 часов, при этом, клетки находящиеся в соседних ячейках планшета, не подверженных облучению протонным пучком, выживали без заметного снижения показателей жизнедеятельности. В свою очередь, при добавлении системы магнитной сепарации, радиационная доза существенным образом снижалась, при этом клетки выживали, но демонстрировали заметное снижение показателей жизнедеятельности. Установить, однако, корреляцию между распределением протонов в плоскости планшета и пространственным распределением показателей жизнедеятельности облученной клеточной культуры не удалось.

Таким образом, экспериментальное исследование показало, что в результате единственного выстрела биоткани могут получать интегральные дозы радиации в десятки Грэй, достаточные для поражения, и даже значительно превышающие дозы, необходимые для терапевтических целей. Однако, энергетический спектр УПВК протонов не обладает достаточно моноэнергетичностью для обеспечения локальности воздействия по глубине, в связи с чем необходимо использование дополнительную систему сепарации по энергии, простейший вариант которой состоит в использовании магнитной системы из постоянных магнитов. Простейшая магнитная сепарация, в свою очередь, приводит к заметному снижению дозы, получаемой объектом исследования, и необходимости увеличения

числа выстрелов и/или введением дополнительных фокусирующих систем. Эти системы могут быть основаны на использовании методов магнитной оптики для дополнительной фокусировки протонного пучка при сохранении эффективности сепарации, например, за счет использования сепаратора «шикана» [227] или квадрупольных систем постоянных магнитов [228].

Глава 5

Динамика лазерной плазмы

5.1 Введение

Лабораторная астрофизика является вспомогательным методом астрофизических исследований, обеспечивающим возможность моделирования в контролируемых условиях лабораторного эксперимента динамики космической плазмы. Мощные лазеры, способные создавать горячую плотную плазму, стали удобным инструментом для лабораторного моделирования широкого спектра астрофизических явлений [17, 19, 141, 254–259], включающих исследования ударных волн и пост-ударных турбулентностей при взрыве сверхновых, гидродинамических неустойчивостей в аккреционном диске и облаках остатков сверхновых, исследования магнитного пересоединения в звездных вспышках и корональных выбросах, моделирование астрофизических джетов в молодых звездах, квазарах и ядрах галактик, и т.д. Особый интерес представляют экстремальные астрофизические объекты, содержащие неравновесную плазму или создающие сильные магнитные поля, ответственные за динамику, ускорение и излучение частиц [260]. На лазерном комплексе PEARL проводились исследования по направлению лабораторной астрофизики. Требуемые экспериментальные условия создавались в процессе взаимодействия фемтосекундного или наносекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями, при ионизации которых создавалась высокоплотная плазма, расширяющаяся со сверхзвуковой скоростью порядка 100 - 500 км/с. Плазма, возникающая после воздействия наносекундного импульса на мишень, имеет функцию распределения электронов (ФРЭ) близкую к равновесной. Динамику подобной плазмы с хорошей точ-

ностью можно описывать с помощью гидродинамического или магнитогидродинамического (МГД) подходов. Фемтосекундный импульс создает плазму с неравновесной ФРЭ, в которой выделяется высокоэнергетичная анизотропная электронная компонента. Поведение наносекундной и фемтосекундной лазерной плазмы в лаборатории существенно отличается, в частности, характером возникающих неустойчивостей. Масштабы экспериментальной лазерной плазмы составляют единицы и десятки миллиметров, что существенно меньше астрофизических масштабов; характерные времена в лаборатории, составляющие десятки наносекунд, также на многие порядки меньше типичных астрофизических. Эквивалентность лабораторных и астрофизических систем достигается за счет удовлетворения критериев подобия или масштабирования - скейлинга. Подход, используемый для масштабирования лабораторной наносекундной и астрофизической плазм основан на подобии Эйлера, подробно описанном в работах Рютова [259, 261—263]. Для случая идеальной магнитной гидродинамики, системы с близкой топологией эволюционируют схожим образом при совпадении параметров подобия $Eu = V(\rho/p)^{1/2}$ - числа Эйлера, и отношения давления плазмы к напряженности магнитного поля $\beta = 8\pi p/B^2$, где V - скорость потока, ρ - массовая плотность, $p = k_B(n_i T_i + n_e T_e)$ - тепловое давление (k_B - постоянная Больцмана, $n_{i,e}$ и $T_{i,e}$ - концентрации и температуры ионов и электронов, соответственно), а B - индукция магнитного поля. Подобие Эйлера применимо только в рамках идеальных МГД уравнений, когда диссипативными процессами, которые могут влиять на гидродинамику, можно пренебречь. Для пренебрежения диссипативными членами необходимо, чтобы следующие параметры были много больше единицы: число Рейнольдса Re (отношение силы инерции к вязкости), которое отвечает за вязкую диссипацию; магнитное число Рейнольдса Re_m (отношение конвекции магнитного поля к магнитной диффузии), отвечающее за диффузию, связанной с конечной проводимостью; число Пекле Pe - отношение между конвективными и молекулярными процессами переноса тепла [261].

Для случая фемтосекундной плазмы, в которой важны кинетические эффекты, применение того или иного скейлинга становится более сложным вопросом,

специфичным для конкретных экспериментальных условий. В рамках диссертации ограничимся рассмотрением наносекундной лазерной плазмы, исследование которой инспирировано аналогией с двумя ключевыми процессами звездобразования: формирование астрофизических джетов и аккреция вещества в на молодые звездные объекты.

5.2 Лабораторное моделирование аккреции в молодых звездах

Аккреция - процесс увеличение массы объекта за счет захвата внешней материи. Процесс аккреции типичен для многих типов астрофизических объектов от находящихся в начале своей эволюции протозвезд до ядер галактик. Основными объектами моделирования в работах, проводимых на PEARL, были протозвезды, поглощающие материю из окружающего аккреционного диска, в некоторых областях которого эйлерово подобие с потоками лазерной плазмы выполняется с хорошей точностью. От аккреции напрямую зависит энерговыделение, следовательно светимость звезды, а также процесс генерации осесимметричных истечений (джетов). Таким образом, исследования механизмов аккреции являются определяющими для понимания хода эволюции звезд. В результате взаимодействия магнитосферы протозвезды с аккреционным диском возникают сложные конфигурации магнитных полей и потоков плазмы. Наблюдения не позволяют определить точный сценарий аккреции, поэтому лабораторные эксперименты по моделированию данных процессов обладают особой ценностью.

В литературе наиболее популярной является модель аккреции в виде воронок (“funnel flows” в зарубежной литературе), в которой аккреционные потоки следуют вдоль магнитных полей звезды и падают на поверхность звезды в высоких широтах (см. 5.1, черные овалы). Однако такой тип аккреции из однородного диска не может объяснить наблюдаемые вариации светимости некоторых типов протозвезд [264]. Например, нерегулярные и сильные всплески светимости наблюдаются в довольно экзотических и малоизученных протозвездах типа EXor и FUor [265]. Данные всплески связывают с прерывистыми и мощными событиями магнитосферной аккреции, причина которых до сих пор не ясна.

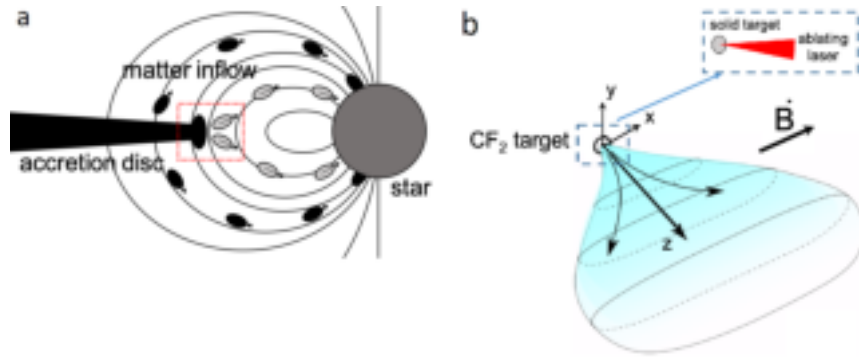


Рис. 5.1: Иллюстрация процесса аккреции. (а) Схематически изображены: аккреционный диск, окружающий молодую формирующуюся звезду, а также линии дипольного магнитного поля звезды. Классические аккреционные потоки, следующие за силовыми линиями магнитного поля, представлены в виде черных овалов. Альтернативное распространение аккреционных потоков поперек магнитного поля представлено в виде серых овалов. (б) Схематическое изображение лабораторного плазменного потока, генерируемого после облучения мишени из тефлона (C_2F_4)_n и взаимодействующего с внешним поперечным магнитным полем. Рисунок взят из статьи [17]

Предполагается, что такая аккреция может быть вызвана сильным локальным возмущением края аккреционного диска, связанным, например, с воздействием внешних объектов, звезд [266] и планет-гигантов [267, 268], а также тепловой неустойчивостью диска [269] и магнитной активностью звезды [270].

Однако эти гипотезы концентрируются на механизмах возмущения и не уточняют процесс аккреции. В работе [17], абстрагируясь от механизма возмущения диска и, предполагая, что локальное возмущение уже возникло, исследовался сам процесс аккреции. Исследование было направлено на изучение траектории аккреционных потоков: могут ли плазменные потоки распространяться поперек внешнего магнитного поля в окрестности экваториальной плоскости или плазменные потоки будут двигаться только вдоль внешнего магнитного поля и сталкиваться со звездой в полярных широтах, как это изображено серыми овалами на 5.1а.

В эксперименте, топология которого представлена на рисунке 5.2(2), локальное возмущение аккреционного диска имитировалось плазмой, возникшей в результате абляции твердотельной мишени наносекундным импульсом лазера накачки PEARL с энергией порядка 10 - 15 Дж. Роль магнитосферы играло однородное поперечное магнитное поле 13,5 Тл.

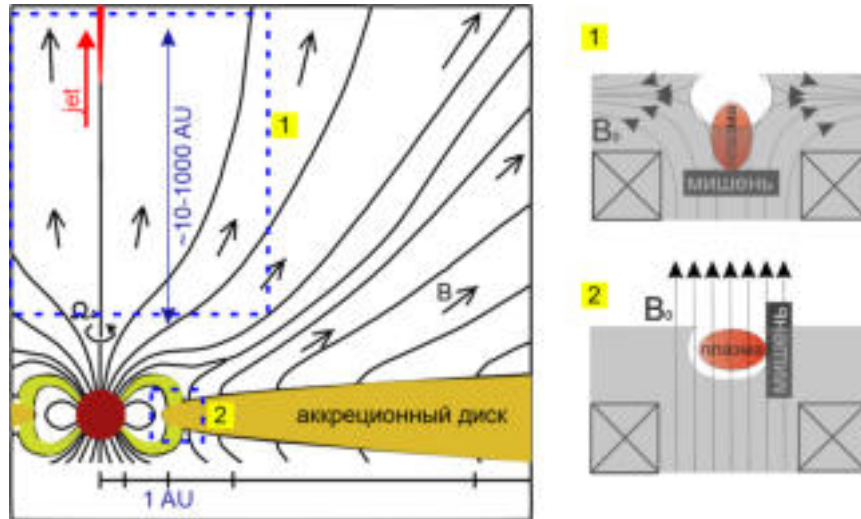


Рис. 5.2: Демонстрация схожести экспериментальной и астрофизической топологии магнитного поля в области формирования джета (1) при встречном включении катушек, соответствующему cusp-геометрии магнитного поля и в области аккреции вещества на молодую звезду (2) при сонаправленном включении.

В проведенных нами экспериментах была реализована принципиально трехмерная топология, позволяющая получать одновременно распределение линейной концентрации плазмы в двух ортогональных проекциях, которая представлена на рис. 5.3. Разлет плазмы регистрировался интерферометрическими и поляриметрическими диагностиками описанными в Главе I диссертации. Интенсивность излучения на мишени варьировалась в диапазоне от 3×10^{10} Вт/см² до 3×10^{13} Вт/см² за счет изменения диаметра лазерного пятна на мишени при сдвиге линзы Л (см. рис 5.4) вдоль направления следования наносекундного импульса, создающего плазму.

После облучения мишени генерируется плазма с большим градиентом давления, направленным перпендикулярно поверхности мишени. В результате плазменный поток ускоряется вплоть до скоростей порядка 500 км/с. На рисунке 5.5 приведены типичные двумерные профили линейной концентрации плазменного потока в двух проекциях (методика обработки интерференционных картин описана в Главе 3). На начальном этапе сразу после облучения мишени возникает горячая плазма с давлением значительно превышающим магнитное давление, следовательно, форма потока не отличается от потока, разлетающегося в вакуум, т.е. квазиизотропная с конической формы с углом раскрытия около 40° (на

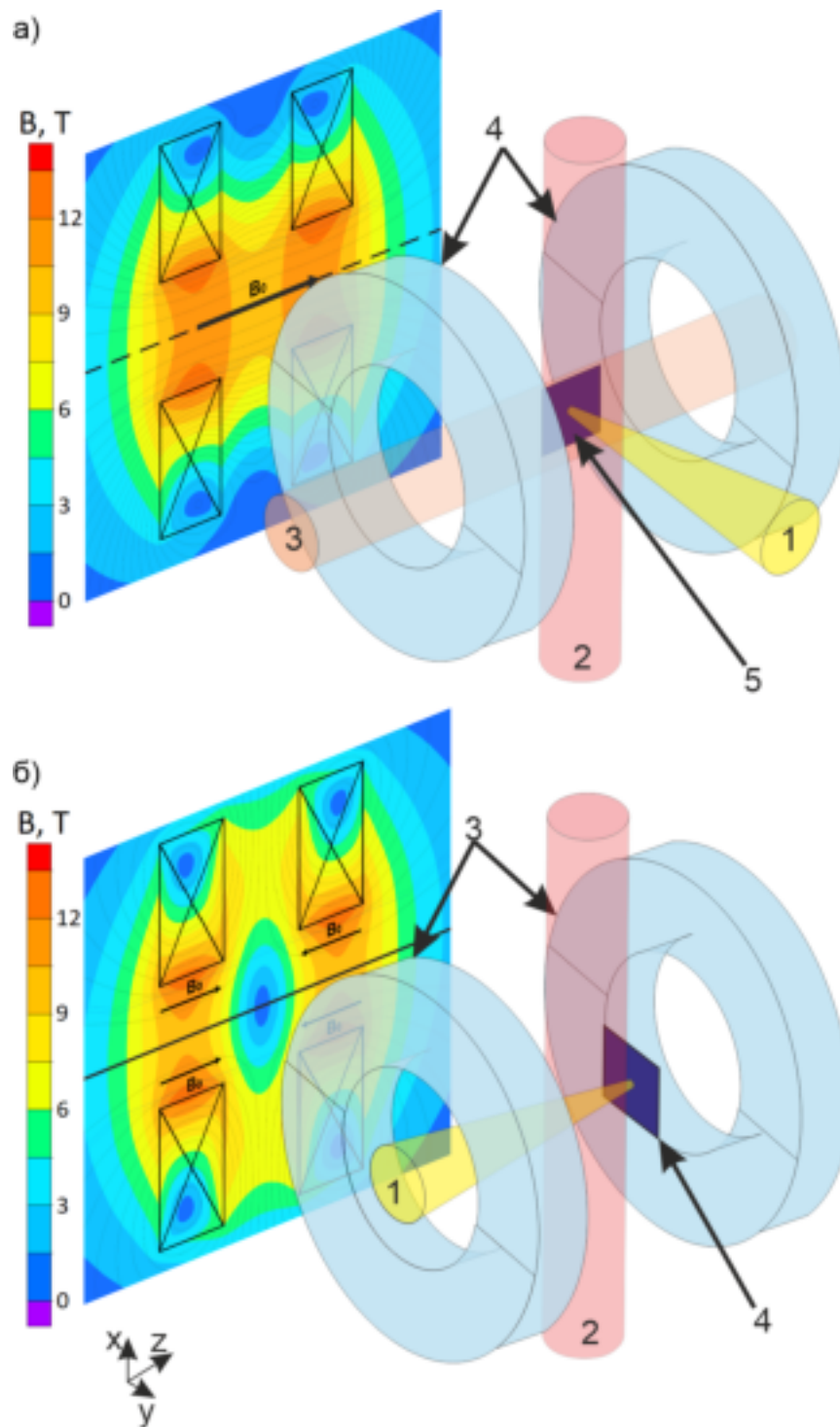


Рис. 5.3: Принципиальная топология экспериментов и соответствующие распределения магнитного поля при параллельном а) и последовательным б) включении катушек магнитной системы. Карты поля, расположенные на рисунках слева, отражают структуру магнитного поля в центре катушки в области лазерно-плазменного взаимодействия.



Рис. 5.4: Принципиальная общая схема экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических явлений. (К2, К3) - ПЗС камеры интерферометров, (К1, К2) - ПЗС камеры поляриметрической диагностики, (БС) - делитель зондирующего излучения, (П) - поляризатор, (Л) - линза.

рис.5.5 квазиизотропный разлет не представлен). В результате разлета плазмы и ее взаимодействия с магнитным полем давления выравниваются и образуется диамагнитная каверна (см. рисунки 3.2 и 5.5(а)), на границе которой есть область сжатия магнитного поля. Пространственный размер каверны хорошо описывается так называемым радиусом остановки, который в СГС выражается $R_b = (\frac{6E}{B_0^2})^{1/3}$ [271, 272], где E - энергия, вложенная в плазму, и B_0 - внешнее магнитное поле. Радиус остановки вводится из соображений баланса энергий между плазмой, вышедшей изотропно из точечного источника, и энергией вытесняемого этой плазмой внешнего однородного магнитного поля. На этих же этапах на границе каверны начинает развиваться неустойчивость Релея-Тейлора, как видно на рисунке 5.5(а). На дальнейших этапах каверна схлопывается и плазменный поток сжимается по оси y (рис. 5.5 (в, д)). Поскольку вдоль магнитного поля (ось x) движение плазмы никак не ограничено, поток постепенно превращается в плазменный лист (см. рисунок 5.5 (б, г, е)).

Таким образом в модельном лабораторном эксперименте продемонстрировано, что поток плазмы, связанный с локальным возмущением края аккреционного диска, может проникать поперек магнитного поля магнитосферы. Численные МГД расчеты в работе [138] свидетельствуют о том, что наблюдаемая скорость проникновения плазменных листов поперек магнитного поля превос-

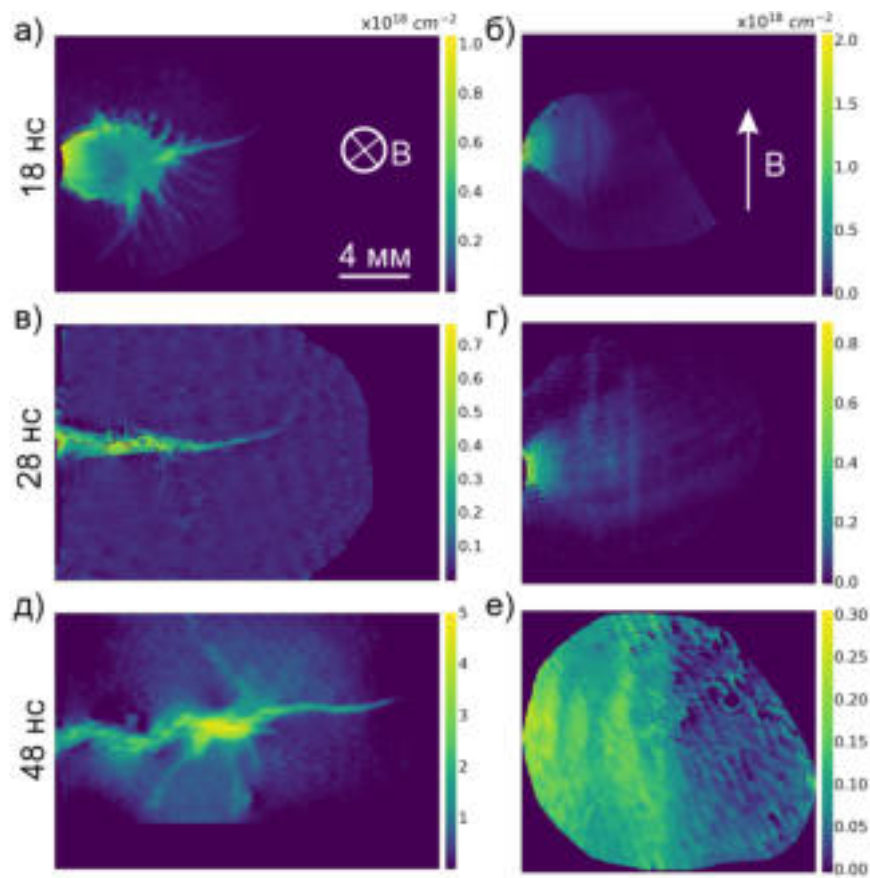


Рис. 5.5: Экспериментальные распределения линейной концентрации потока лазерной плазмы в двух проекциях при 18 нс (а, б), при 28 нс (в, г) и при 48 нс (д, е) после лазерного воздействия на мишень. Картинки слева приведены для зондирования вдоль магнитного поля, справа - поперек

ходит ожидаемую в приближении идеальной магнитогидродинамики, что, по всей видимости, связано с существенной ролью холловских полей и токов, которые позволяют плазменным потокам двигаться гораздо быстрее. Стоит сказать, что механизм проникновения плазменных листов в магнитное поле был подтвержден и на других установках, например в работе [273].

В то же время, топология лабораторной лазерной плазмы с фактически точечным источником существенно отличается от типичных астропотодных топологий аккреционных потоков, в частности от аккреционного диска, типичного для классических звезд Т Тельца (в английской литературе Classical T Tauri stars (CTTSs)). Трехмерные численные МГД расчеты аккреции вещества из однородного диска [264] свидетельствуют о двух основных сценариях аккреции. В первом варианте аккреция происходит воронкообразными потоками следующими за линиями магнитного поля (см. рис. 5.1а) [274—276] и сталкиваются с поверхностью звезды в полярных регионах. Во втором случае длинные тонкие «языки» плазмы, возникающие в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора (РТ), проникают в звездную магнитосферу в экваториальной плоскости. Сделать выводы о том, каким образом протяженный вдоль экватора аккреционный диск разбивается на плазменные листы, ориентированные перпендикулярно плоскости диска, на основании описанного выше эксперимента, невозможно.

Для прояснения данного вопроса, в следующем лабораторном эксперименте была воссоздана топология, приближенная к однородному аккреционному диску, взаимодействующему с магнитосферой звезды. Для этих целей создавался плазменный поток, поперечные размеры которого вдоль и поперек магнитного поля различались в 10 раз [19] (рис. 5.6). Для генерации такого потока маска в виде прямоугольной диафрагмы с зазором 10 мм размещалась на пути лазерного импульса, что обеспечивало квазипрямоугольное пятно размером 1 мм × 10 мм с интенсивностью около 3×10^{10} Вт/см² на поверхности мишени.

На рисунке 5.7 приведены экспериментальные результаты, двумерные картины интегральной плотности плазменного потока. В результате взаимодействия с внешним поперечным однородным магнитным полем индукции 13,5 Тл поток

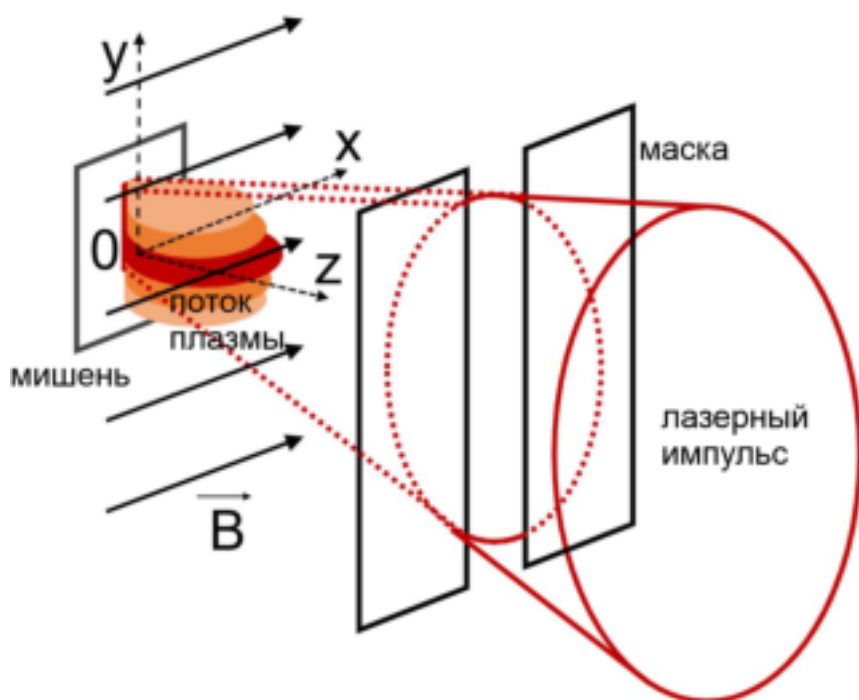


Рис. 5.6: Схематическое изображение эксперимента по моделированию аккреционного диска. Лазерный луч прямоугольной формы распространяется вдоль оси и фокусируется на поверхности мишени, расположенной в плоскости xy , магнитное поле 13,5 Тл ориентировано вдоль оси z . Рисунок взят из [19].

распадается на отдельные под-потоки, так называемые языки (см. рис. 5.7 (а, в, д, ж)). В плоскости yz (рис. 5.7(а)) хорошо видно, что развитие неустойчивости, разделяющей поток плазмы на несколько подпотоков или так называемых языков, происходит уже на ранних этапах (ранее 28 нс) и близко к поверхности мишени. В проекции на плоскость xz (рис. 5.7(б, г, е, ж)) не наблюдается какой-либо конкретной структуры, а это означает, что в трехмерном виде каждый язык представляет из себя плазменный лист, вытянутый в плоскости xz , но сжатый магнитным полем в плоскости yz . После деления потока на языки, оказывается, что их длина увеличивается примерно с постоянной скоростью (100 км/с для наиболее развитого языка). В статье [19] был проведен подробный анализ неустойчивости и было показано, что наиболее вероятным объяснением распада расширяющейся плазмы на наблюдаемые языки является развитие неустойчивости Рэля - Тейлора.

Лабораторные астрофизические эксперименты по разлету плазмы во внешнее магнитное поле проводились и ранее, например, классическими уже являются

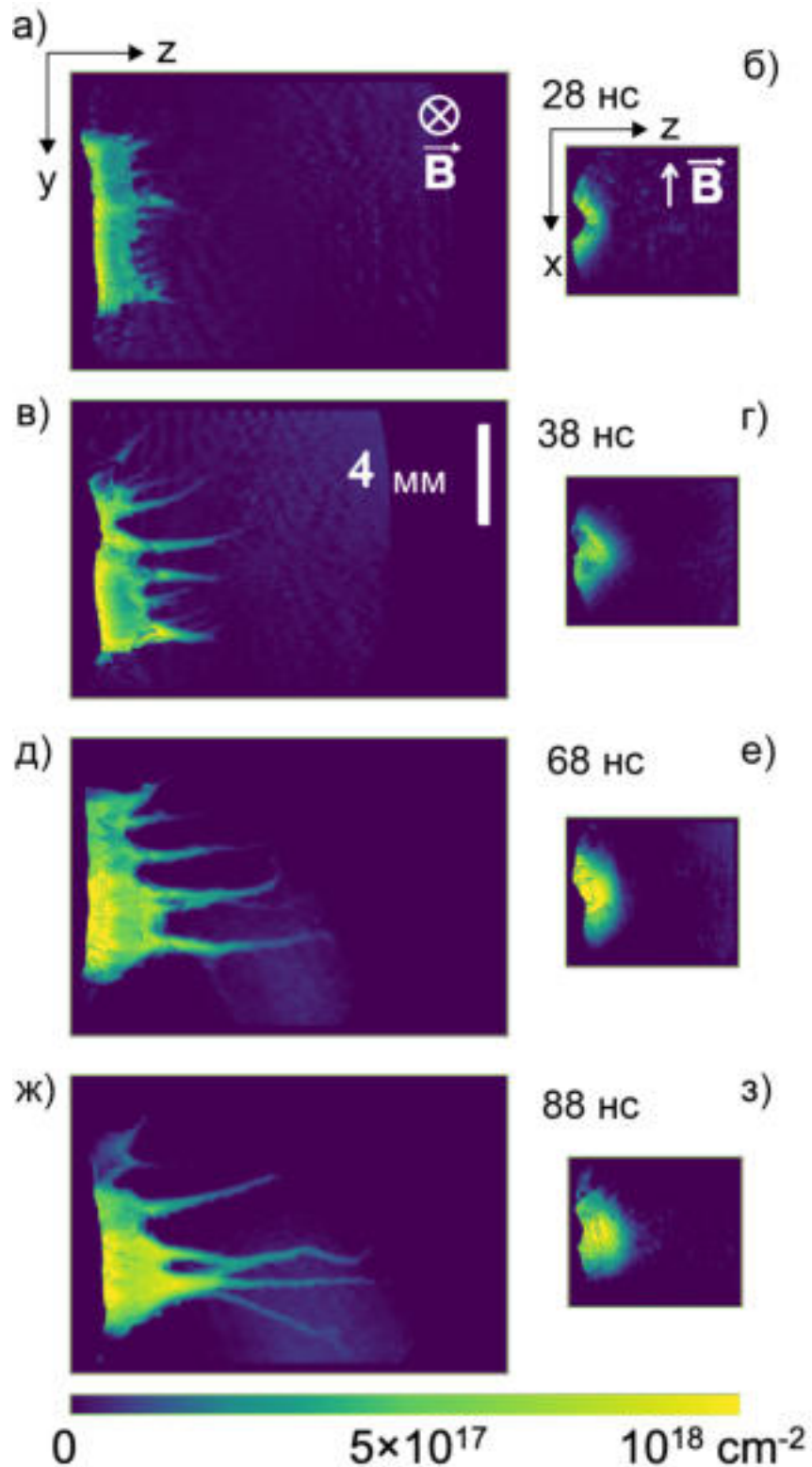


Рис. 5.7: Двумерные профили электронной концентрации распространяющегося плазменного потока в плоскости (а, в, д, ж) и плоскости (б, г, е, з) при 28 нс (а, б), 38 нс (в, г), 68 нс (д, е), 88 нс (ж, з) после лазерного воздействия на мишень. Пространственный масштаб, показанный на (в), одинаков для всех изображений. Рисунок взят из [19]

эксперименты на крупномасштабных установках типа КИ-1 [271, 277] или LAPD [278], в которых пространственный размер каверн доходит до 1 м ($R_b \approx 1$ м), то есть соответствует размеру вакуумной камеры и пространственному масштабу, на котором может генерироваться магнитное поле. Типичная доступная конфигурация для таких установок - это разлет из точки или квази-сферический разлет, в геометрии, которая описывалась нами ранее (рис. 5.2(2)). Однако, создать на таких установках вытянутые плазменные потоки с начальным превосходящим R_b в разы характерным размером вдоль одной координаты технически невозможно. В работах [138, 142], в которых наша группа принимала участие, также проводили лабораторные исследования аккреции на французском лазере Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) в Эколь Политехник, однако в данных работах не проводилось моделирование однородного аккреционного диска с помощью распределенных плазменных потоков. Это делает наши эксперименты на лазере PEARL по моделированию однородного аккреционного диска с помощью вытянутого однородного плазменного потока по-настоящему уникальными.

5.3 Лабораторное моделирование коллимации джетов в молодых звездах

Довольно часто процесс аккреции сопровождается большим тепловыделением принимающем форму узконаправленных потоков материи или джетов. Считается, что феномен джетов непосредственно связан с процессом звездообразования, поскольку, предполагается, что именно джеты ответственны за вынос углового момента от аккреционного диска [279].

На данный момент в научном сообществе нет единого мнения по поводу процессов, определяющих коллимацию протозвездных истечений в джеты. Существует множество теоретических моделей коллимации, которые, довольно часто противоречат друг другу (см. ссылки [280—288]). Довольно перспективной моделью является коллимация однородным полоидальным магнитным полем, предложенная в численной работе [288] и продемонстрированная в последствии в лабораторном эксперименте [140, 141, 258, 289].

Реальная структура крупномасштабного магнитного поля вблизи протозвезд (на масштабах порядка 100 а.е. от звезды), однако, существенно отличается от идеализированной картины однородного полоидального магнитного поля [290—295], и имеет морфологию песочных часов, сжатую аккреционным диском в направлении протозвезды (схематически показано на рис. 5.1, левая панель).

В диссертацию вошли исследования обоих механизмов: коллимация однородным полоидальным магнитным полем и коллимация в неоднородном магнитном поле в *casr*-конфигурации.

5.3.1 Образование джетов в однородном полоидальном магнитном поле

Несмотря на то, что биполярные джеты наблюдаются в широком спектре астрофизических систем, вопрос об их образовании и морфологии за пределами их запуска все еще до конца не изучен. Наши лабораторные эксперименты, с учетом масштабирования, воспроизводят выбросы из протозвезды, и показывают, что ярко выраженная и стабильная коллимация всего потока может быть обусловлена наличием полоидального магнитного поля, амплитуда которого соответствует астрономическим данным. В лабораторных условиях плазма фокусируется таким образом, что максимальная плотность достигается вблизи поверхности потока. Из-за этого развивается стоячая коническая ударная волна, из которой исходит джет. Исходя из компьютерного моделирования процесса на астрофизическом масштабе, можно сделать вывод, что этим могут объясняться недавно обнаруженные рентгеновские всплески, наблюдаемые в разреженных областях у основания джета, например, в хорошо изученном джете HH 154.

Острые биполярные джеты красочные и часто наблюдаемые во вселенной объекты, ориентированные вдоль оси вращения различных объектов, таких как протозвезды (YSO - Young stellar object), окруженные аккреционными дисками. Считается, что джеты играют ключевую роль в эволюции таких объектов. Таким образом, понимание формирования джетов, является ключевым для понимания перераспределения массы, энергии и углового момента между материнским облаком и плотным ядром. Сформировавшись, джет может про-

стираться на большие расстояния [296]. Однако, важно знать каким образом узкий джет может сформироваться и каковы его параметры.

Общепринятая стандартная модель [285, 297] образования джета опирается на полоидальные магнитные поля «вмороженные» в диск. Здесь под полоидальными имеются в виду осевые поля для джета, как противоположность тороидальным полям, опоясывающим джет. В данной модели материя ускоряется магнитно-центробежным образом, образуя ветер, направление истечения которого образует широкий конус [298]. В свою очередь, линии магнитного поля скручиваются из-за инерции вращающейся плазмы, и тороидальная компонента магнитного поля приводит к самоколлимации ветра. Этот процесс, однако, не объясняет высокую степень коллимации астрофизических джетов. Во-первых, самоколлимация не может обеспечить коллимацию потока как целого. Ветер, в рамках самоколлимационной модели простирается до бесконечности, и не объясняет наблюдаемые размеры джетов [299]. Во-вторых, джеты, образованные тороидальными полями, склонны к неустойчивостям, способным разрушить джет [300]. Снимающие это противоречия усложнения модели привели к возникновению гипотез об урезанных дисковых ветрах, в которых для коллимации потока, вся структура опирается на тепловое давление окружающей среды [301], присутствие которой еще предстоит доказать.

В качестве альтернативного механизма образования джета было предложено ограничение потока крупномасштабным полоидальным полем [287], исследование которого было проведено численно [288]. Хотя свидетельства присутствия таких полей в близости от источников джета в основном косвенные [302], крупномасштабные внутрегалактические поля хорошо установлены [303], и их предполагаемое направление хорошо согласовано (в угле $\sim 350^\circ$) с осью ориентации биполярных выбросов протозвезд. Эти ранние численные исследования показали, что полоидальные поля могут существенно усилить коллимацию джетов. Однако, на том этапе не хватало корректного учета охлаждения плазмы, а вычислительная трудоемкость задачи обграничила расчеты небольшими расстояниями от источника. Позже сценарий с коллимацией полоидальными полями был протестирован при помощи крупномасштабного трехмерного магнитогид-

родинамического (МГД) моделирования [304], которое учитывало остывание и показало возможность коллимации всего потока целиком. Отметим, что речь идет о конкретной топологии, состоящей из каверны, сформированной ударными волнами, за которой следует узкий джет. Такой механизм не исключает магнито-центробежной самоколлимации. Коллимация полоидальными полями может существовать не только сама по себе, но и дополнять самоколлимацию, дополнительно стабилизируя и обжимая поток.

Данное исследование посвящено лабораторным экспериментам, в которых взаимодействие крупномасштабного магнитного поля большой амплитуды с плазменным потоком используется для воссоздания условий в протозвезде с учетом подобия. Наши измерения убедительно показали, что стабильные джеты могут образовываться из ветра с широкой диаграммой направленности, помещенного в полоидальное магнитное поле. Заметим, что этот вывод сделан без вклада внешней среды. Кроме этого, показано, что стабильная коллимация всего потока в узкий джет может быть получена даже в случае рассогласования углов (до 40°) между осью потока и магнитным полем.

Отклонение плазмы в направлении оси при переходе (рис. 5.8) от расходящегося к коллимированному потоку происходит через структуру ударных волн, возникающих из-за компрессии силовых линий магнитного поля под действием расширяющейся плазмы. Далее, стоячая коническая ударная волна формируется от сходственной точки, где плазма становится перегретой. Полномасштабное численное моделирование изотропного ветра, испускаемого в крупномасштабное магнитное поле типичной протозвезды, оказалось в хорошем согласии с лабораторным экспериментом. Расчеты показали наличие яркого рентгеновского источника в сходственной точке ударных волн, что находится в хорошем согласии с наблюдаемой в телескоп Чандра рентгеновской эмиссии из HH 154 — одного из самых наиболее изученных астрофизических джетов, испускаемых протозвездами [305].

Лабораторная плазма, моделирующая истечение из протозвезды, производится при помощи короткого (0.5 нс) высокомоощного лазерного импульса, падающего на массивную твердотельную (пластиковую) мишень. Плазма фор-

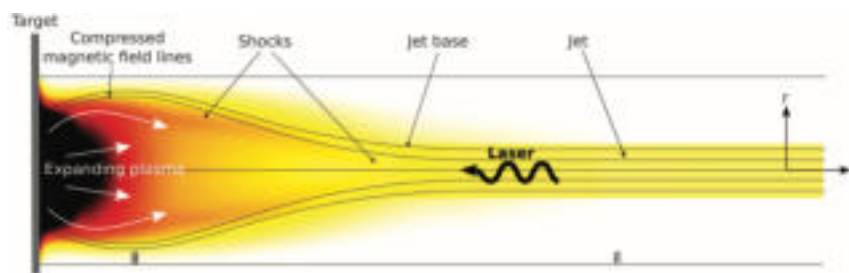


Рис. 5.8: Принципиальная схема эксперимента, иллюстрирующая механизм коллимации дже-та.

мирует высокопроводящий поток со скоростью больше магнитнозвуковой, возникающий из-за нагрева области мишени с характерным размером 0.75 мм, определяемом размером лазерного излучения. В начальные моменты времени, поток, как и в протозвезде, формируется баллистическим разлетом плазмы.

Законы скэйлинга между лабораторной и астрофизической плазмой, позволяет пересчитывать время, таким образом, что 20 нс в лаборатории превращается в 6 лет в космическом пространстве, за которые поток пролетает более 600 астрономических единиц (АЕ). Таким образом, даже на малых временах менее 100нс, поддающихся лабораторному исследованию, можно исследовать стационарную морфологию астрофизического потока. Тороидальные магнитные поля, которые появляются в плазме за счет скрещенных градиентов температуры и плотности [306], в наших исследованиях малы из-за относительно малой амплитуды используемого лазерного импульса. В то же время они ограничены областью близкой (<0.5 мм) к поверхности мишени, и не способны влиять на потоки на большем расстоянии (рис. 5.9). В результате этого, плазма может свободно расширяться в широкий угол. Такая экспериментальная конфигурация хорошо соответствует одной из полусфер протозвезды с выбросом материи на большом расстоянии от диска, где ускорение уже закончилось и гравитационные эффекты несущественны.

Для лабораторных экспериментов создавалось квазистационарное (т.е. с длительностью $>5 \mu\text{s}$) и однородное осевое магнитное поле с индукцией до 40 Тесла [307]. Поток плазмы в этом случае хорошо аппроксимируется магнито-гидродинамикой (МГД) [262], что подтверждается значениями параметров масштабирования. Число Рейнольдса (Re), магнитной число Рейнольдса (Re_m) и

число Пекле (Pe) существенно больше единицы ($Re \sim$ от 10^4 до 10^5 ; $Re_m \sim 50$; $Pe \sim$ от 3 до 5). Это соответствует тому, что адвективный перенос момента импульса, магнитного поля и тепловой энергии преобладает над диффузным, как и предполагается в протозвездах. Амплитуда лабораторного магнитного поля гораздо выше значений в реальной протозвезде, находящихся на уровне милигаусса [302], что позволяет устанавливать соответствие по пространственным и временным масштабам. Это означает, что отношение кинетического давления плазмы (RAM-pressure) и магнитного давления переходит от $\gg 1$ до $\ll 1$ на нескольких миллиметрах, в то время как в протозвезде это соответствует нескольким десяткам астрономических единиц.

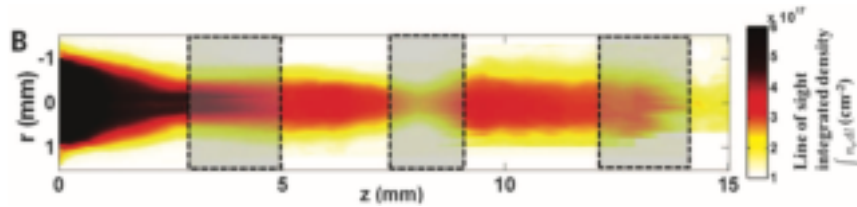


Рис. 5.9: Распределение линейной концентрации плазменного потока в случае присутствия внешнего магнитного поля. Затенены области в которых проведена интерполяция.

Типичная морфология поперечной линейной плотности лабораторной плазмы, полученной при приложении осевого магнитного поля, представлена на рис. 5.9. Наличие осевого поля приводит к сильной коллимации плазменного потока, а именно, к появлению плазменного джета с аспектным соотношением более 10, наблюдаемого практически на всей области однородности магнитного поля с незначительными вариациями плотности. Такая сильная коллимация подтверждается рентгеновской FSSR диагностикой (см. Главу 2 диссертации) в килоэлектронвольтном диапазоне, и находится в полном согласии с МГД моделированием, произведенным ранее [304]. Подчеркнем, что лазерный эксперименты по моделированию джета из немагнитной, радиационно остывающей плазмы, не в состоянии воспроизвести такую топологию и приводят к существенно меньшим аспектным отношениям [308—310]. Ключевая роль магнитного поля в механизме коллимации плазменного веера в узконаправленный поток проиллюстрирован в рис. 5.10.

Также было проведено 3D МГД моделирование с использованием параметров

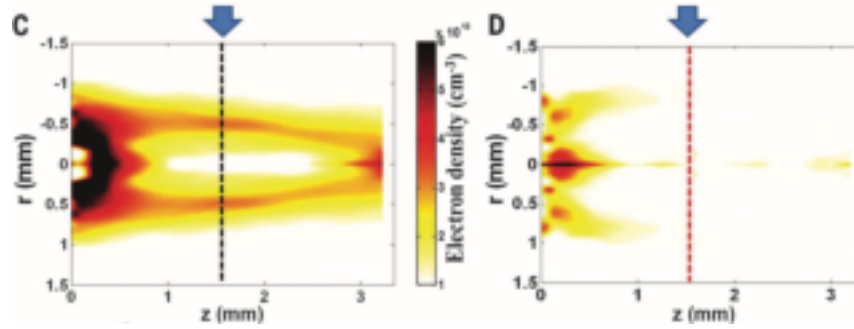


Рис. 5.10: Восстановленная через преобразования Абеля концентрация лабораторной плазмы в случае приложенного внешнего магнитного поля (C) и без магнитного поля (D).

эксперимента, результаты которого представлены на рис. 5.11 и рис. 5.12. Когда лабораторная плазма расширяется в присутствии магнитного поля (рис. 5.10 C), можно отчетливо видеть образование провала плотности в центре, окруженного более плотной оболочкой. При этом, ни провала плотности, ни самого джета не наблюдается без магнитного поля (рис. 5.10 D). Образование оболочки является следствием уплотнения и нагревания плазмы в ударной волне, создаваемой внешним магнитным полем, останавливающим радиальный разлет потока. Поскольку, плазма обладает высокой температурой и превышающей магнитозвуковую скоростью разлета (от 200 до 500 км/с, аналогично измеренной скорости потока в протозвезде), силовые линии магнитного поля изгибаются и уплотняются, огибая ударную волну, что видно на рисунках 5.11 и 5.12.

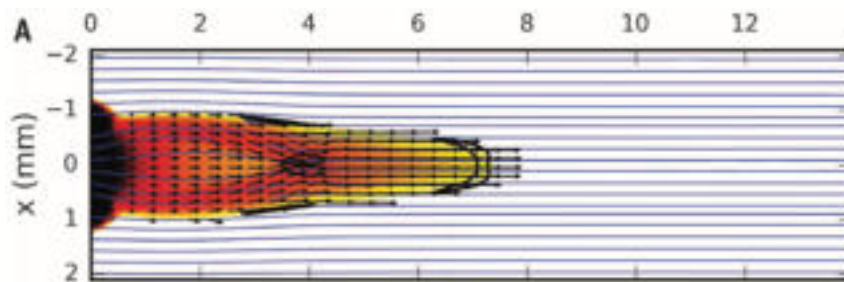


Рис. 5.11: Трехмерное магнитогидродинамическое численное моделирование лабораторного эксперимента. Время 10 нс после прихода основного лазерного импульса.

Потоки плазма из мишени отклоняются ударными волнами и проскальзывают по стенкам полости, которые искривлены магнитными силами в направлении оси. Затем поток достигает сходственной точки, где замедляется и формирует коническую ударную волну, образующую узкий джет, направленный от сходственной точки вдоль оси системы. Эта сходимость плазмы вдоль оси (на $z \sim$

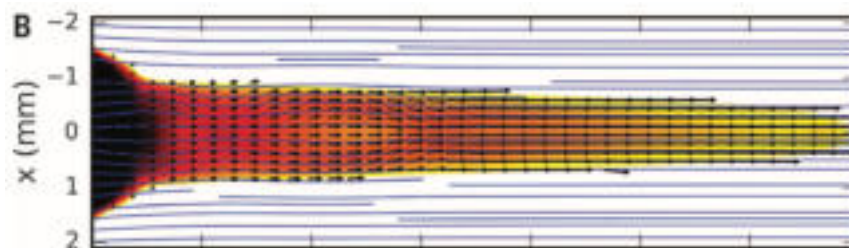


Рис. 5.12: 3D магнитогиродинамическое моделирование лабораторного эксперимента. Время 20 нс после прихода основного лазерного импульса.

3мм) видна в экспериментальных профилях линейной концентрации (рис. 5.9 и 5.10С), а на основании численного моделирования можно утверждать, что плазма за счет этой ударной волны нагревается до ~ 70 эВ, что подтверждается FSSR диагностикой (см. Главу I диссертации). Такой механизм образования джета аналогичен астрофизической модели гидродинамической коллимации джета за счет инерции плотной торообразной звездной оболочки [311]. Но в эксперименте видно, что, реализоваться он может даже в отсутствии окружающего вещества.

Коллимация экспериментальной плазмы с образованием джета наблюдалась в широкой области экспериментальных параметров и хорошо повторялась от выстрела к выстрелу. Экспериментальные джеты всегда находились в хорошем согласии с МГД моделированием, подтверждая физические механизмы, описанные выше. При росте лазерной интенсивности возрастало кинетическое давление на поверхности мишени. Это приводило к уширению области с провалом концентрации и отодвигало сходственную точку дальше вдоль оси джета. Аналогично, мы могли управлять положением сходственной точки за счет изменения амплитуды магнитного поля. Из чего можно сделать вывод что в условиях постоянного выброса вещества, который наблюдается в протозвездах, положение области схождения ударных волн было бы неизменным во времени. И, наконец, заклонение мишени на угол менее 40° по отношению к магнитному полю не приводило к разрушению каверны и фокусировки плазмы, что подтверждает устойчивость механизма. Проведенное в рамках исследования полномасштабное моделирование истечения материи из протозвезды также подтвердило наличие структур ударных волн со сходственной точкой и дальней-

шим формированием джета (см рис. 5.13А). В моделировании использовалось значение скорости выброса материи из [312] и амплитуда магнитного поля из [302], типичные для протозвезд. Далее было показано, что типичные для джета плотности и температуры, предполагают различную степень ионизации вдоль джета, приводящую к тому, что большая часть джета слабо ионизована, что тоже подтверждается астрономическими наблюдениями [313].

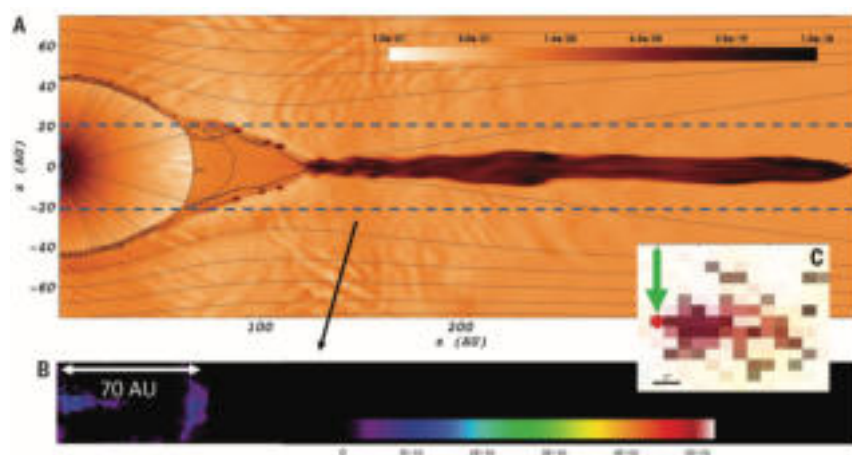


Рис. 5.13: Численное моделирование образование джета в протозвезде (А) и соответствующая ему рентгеновская эмиссии (В), а также, результаты при астрономических наблюдений при помощи рентгеновской обсерватории Чандра объекта HH154 (С).

Любопытным результатом исследований стал вывод, что типичная протозвезда на расстоянии от нескольких десятков до сотен астрономических единиц от места истечения материи должна обладать стационарной областью в которой плазма разогрета ударными волнами (см. рис. 5.13А). Эти предсказания, основанные на численном счете, подтверждаются данными спутниковых рентгеновских обсерваторий, в которых (см. рис. 5.13В) присутствуют яркие источники рентгеновского излучения, расположенные в основании джета (~ 100 АЕ от источника), испускаемого протозвездой [314—316], но спектрально отличающиеся от излучения самого джета. Самоколлимационные модели такие источники не объясняют, а предложенный нами механизм коллимации внешним полем с ними хорошо согласуется.

Таким образом, предложен простой и правдоподобный сценарий коллимации и образования узкого и стабильного джета, прошедшего фазу своего зарождения [296, 297], что согласуется с астрономическими наблюдениями [302, 314,

315].

Данная работа, проведенная на зарубежной лазерной установке, фактически стала ориентиром для создания аналогичной экспериментальной базы на основе лазерного комплекса PEARL. Разработанные экспериментальные методы открыли возможность лучше понять взаимодействие струи и ядра в молодых звездах и изучать важные аспекты физики джетов в лаборатории. К ним относятся, например, поперечные неустойчивости, которые могут влияющие на структуру струи, или эпизодические выбросы, то есть многокомпонентные и зависящие от времени взаимодействующие ветры, которые легко моделировать в лаборатории с помощью нескольких лазерных импульсов с управляемой наносекундной задержкой. Создание таких замагниченных узких плазменных столбов и их столкновение с твердой поверхностью также позволит изучать динамику плазмы в аккреционных колоннах молодых звезд; то есть можно моделировать магнитные дуги, которые загружены материалом диска, свободно падающим к звезде. Кроме этих аспектов, адаптация существующей экспериментальной работы к другим конфигурациям позволит продвинуться в решении нерешенных вопросов о широком спектре астрофизических и плазменных систем, где, как считается, магнитное поле играет важную роль.

5.3.2 Коллимация в неоднородном поле астроподобной конфигурации

На лазерном комплексе PEARL был проведено лабораторное исследование возможности коллимации джета в сильно неоднородном магнитном поле со структурой песочных часов (cusp-структура). Сравнивалась динамика потока лазерной плазмы в изученном ранее случае однородного магнитного поля [140, 141, 258, 289] со случаем сильно расходящихся магнитных линий. При этом особое внимание уделялось эволюции плазмы при переходе через область с нулевым магнитным полем, располагающейся в центре магнитной структуры.

Эксперимент проводился в экспериментальной схеме и трехмерной топологии, представленных на рис. 5.4. и рис. 5.2(1). 3D топология взаимного расположения магнитного поля и мишени и диагностических каналов представлена

на рисунке 5.3(б). Разлет плазмы регистрировался интерферометрически.

В *cusp*-конфигурации (см. рис. 5.14) динамика плазменного потока исследовалась в зависимости от расстояния источника до нулевой точки. Для исследования влияния на морфологию плазменного потока длины взаимодействия с сильным магнитным полем, облучаемую лазером мишень размещали на различных расстояниях от центра магнитной системы (нулевой точки). Результаты, представленные на рис. 5.14, получены через 68 нс после лазерного облучения.

Как и ожидалось, при расположении мишени в непосредственной близости от нулевой области магнитное поле практически не влияло на динамику плазмы, а наблюдаемая картина течения была аналогична расширению без магнитного поля, которое представляет собой квазиоднородный расходящийся конический плазменный поток с углом раскрытия около 40 градусов (см. рис. 5.14(а)). Однако даже небольшое смещение мишени в положение, расположенное на расстоянии 9 мм от нулевой точки (рис. 5.14(б)) приводит уже к заметному сужению течения. Дальнейшее смещение мишени внутри одной из магнитных катушек на расстояние 13.5 мм и более от центра магнитной системы приводит к образованию хорошо коллимированных плазменных потоков, распространяющихся через нулевую область (рис. 5.14(в-е)).

Таким образом, показано, что для формирования джета достаточно относительно небольшой ($\sim 2R_b$) области однородного полоидального магнитного поля, а дальнейшее баллистическое распространение джета может происходить (см. 5.14(в-е)) даже в расходящихся силовых линиях магнитного поля и при пересечении нулевой точки. Данные выводы, с учетом подобия лабораторных и астрофизических процессов, расширяют представление о механизмах образования астрофизических джетов.

Уникальность проведенных исследований обусловлена техническими трудностями создания сильно неоднородных магнитных полей уровня десяти тесла. Необходимость такого большого магнитного поля обусловлена скейлингом в моделировании, в котором одним из условий является совпадение альфвеновского числа Маха в лабораторном и астрофизическом случаях (подробнее см. [17, 259, 317]). Сгенерировать такое магнитное поле стало возможным благодаря исполь-

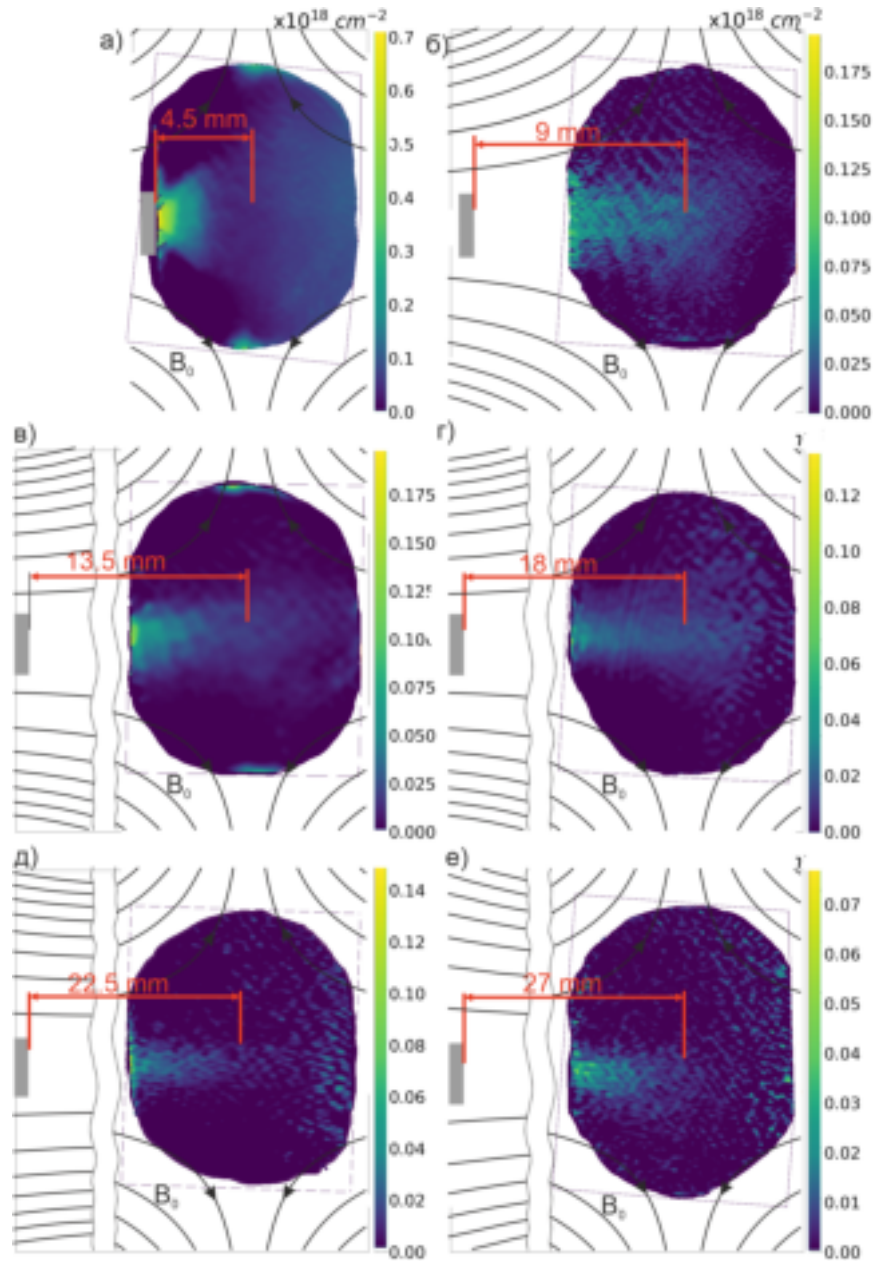


Рис. 5.14: Профили линейной концентрации плазменных потоков, распространяющихся через область нулевого магнитного поля для разных положений мишени. Интерферометрические измерения проводятся через 68 нс после прихода лазерного драйвера. Серый прямоугольник указывает местоположение мишени. Результаты (в)-(е), представлены с пространственным разрывом.

зубомой в экспериментах на PEARL уникальной усиленной магнитной системе.

Список литературы

1. Lozhkarev, V. V. *u dp.* Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals. *Laser Physics Letters* **4**, 421—427. <http://dx.doi.org/10.1002/lapl.200710008> (февр. 2007).
2. Katin, E. V., Lozhkarev, V. V., Palashov, O. V. & Khazanov, E. A. Synchronisation of a femtosecond laser and a Q-switched laser to within 50 ps. *Quantum Elec. (Woodbury)* **33**, 836—840 (2003).
3. Poteomkin, A. K., Khazanov, E. A., Martyanov, M. A., Kirsanov, A. V. & Shaykin, A. A. Compact 300-J/300-GW frequency-doubled neodymium glass laser—Part II: Description of laser setup. *IEEE journal of quantum electronics* **45**, 854—863 (2009).
4. Bredikhin, V., Galushkina, G., Kulagin, A., Kuznetsov, S. & Malshakova, O. Competing growth centers and step bunching in KDP crystal growth from solutions. *Journal of crystal growth* **259**, 309—320 (2003).
5. Soloviev, A. *u dp.* Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures. *Scientific Reports* **7**, 12144. ISSN: 2045-2322. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-11675-2> (сент. 2017).
6. Soloviev, A. *u dp.* Fast electron generation using PW-class PEARL facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **653**, 35—41 (2011).
7. Perevalov, S. *u dp.* Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62**, 094004 (2020).
8. Soloviev, A. A. *u dp.* Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194**, 313—335 (2024).
9. Danson, C. N. *u dp.* Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering* **7**. e54, e54. ISSN: 2095-4719. <https://doi.org/10.1017/hpl.2019.36> (2019).
10. Kiriya, H. *u dp.* Petawatt femtosecond laser pulses from titanium-doped sapphire crystal. *Crystals* **10**, 783 (2020).

11. Hong, W. *u dp*. Commissioning experiment of the high-contrast SILEX-II multi-petawatt laser facility. *Matter and Radiation at Extremes* **6**, 064401. ISSN: 2468-2047. eprint: https://pubs.aip.org/aip/mre/article-pdf/doi/10.1063/5.0016019/16124427/064401_1_online.pdf. <https://doi.org/10.1063/5.0016019> (OCT. 2021).
12. Burdonov, K. *u dp*. Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level. *Matter and Radiation at Extremes* **6**, 064402. ISSN: 2468-2047. eprint: https://pubs.aip.org/aip/mre/article-pdf/doi/10.1063/5.0065138/16124460/064402_1_online.pdf. <https://doi.org/10.1063/5.0065138> (OCT. 2021).
13. Mukhin, I. B. *u dp*. Design of the front-end system for a subexawatt laser of the XCELS facility. *Quantum Electronics* **51**, 759 (2021).
14. Mukhin, I. *u dp*. Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility. *Applied Optics* **62**, 2554–2559 (2023).
15. Andreev, N. E. *u dp*. Efficiency improvement of the femtosecond laser source of superponderomotive electrons and X-ray radiation due to the use of near-critical density targets. *Quantum Electronics* **51**, 1019 (2021).
16. Luchinin, A. *u dp*. Pulsed magnetic field generation system for laser-plasma research. *Review of Scientific Instruments* **92** (2021).
17. Burdonov, K. *u dp*. Inferring possible magnetic field strength of accreting inflows in EXor-type objects from scaled laboratory experiments. *Astronomy & Astrophysics* **648**, A81 (2021).
18. Soloviev, A. *u dp*. Experimental study of the interaction of a laser plasma flow with a transverse magnetic field. *Radiophysics and Quantum Electronics* **63**, 876–886 (2021).
19. Burdonov, K. *u dp*. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh-Taylor instability. *Astronomy & Astrophysics* **657**, A112 (2022).
20. Weibel, E. S. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution. *Physical Review Letters* **2**, 83 (1959).
21. Khazanov, E. *u dp*. eXawatt center for extreme light studies. *High Power Laser Science and Engineering* **11**, e78 (2023).
22. Khazanov, E. *u dp*. eXawatt Center for Extreme Light Studies. *High Power Laser Science and Engineering* **11**, e78 (2023).
23. Khazanov, E. A., Mironov, S. Y. & Mourou, G. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach. *Physics-Uspekhi* **62**, 1096 (2019).

24. Kotov, A. V. *u dp.* Adaptive system for correcting optical aberrations of high-power lasers with dynamic determination of the reference wavefront. *Quantum Electronics* **51**, 593 (2021).
25. Soloviev, A. A. *u dp.* Adaptive system for wavefront correction of the PEARL laser facility. *Quantum Electronics* **50**, 1115 (2020).
26. Martyanov, M. *u dp.* Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression. *JOSA B* **39**, 1936—1944 (2022).
27. Ginzburg, V. *u dp.* 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression. *Optics express* **29**, 28297—28306 (2021).
28. Soloviev, A. *u dp.* Improving focusability of post-compressed PW laser pulses using a deformable mirror. *Optics Express* **30**, 40584—40591 (2022).
29. Kotov, A. *u dp.* Enhanced diagnostics of radiating relativistic singularities and BISER by nonlinear post-compression of optical probe pulse. *Journal of Instrumentation* **17**, P07035 (2022).
30. Wang, A. *u dp.* Characteristics of broadband OPCPA based on DKDP crystals with different deuteration for the SEL-100 PW laser system. *Optics Express* **32**, 3597—3605 (2024).
31. Bromage, J. *u dp.* NSF OPAL: Laser System Design and Critical Technologies. *Bulletin of the American Physical Society* (2024).
32. Strickland, D. & Mourou, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications* **55**, 447—449 (1985).
33. Dubietis, A., Jonušauskas, G. & Piskarskas, A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications* **88**, 437—440 (1992).
34. Yakovlev, I. V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems. *Quantum Elec. (Woodbury)* **44**, 393—414 (2014).
35. Шайкин, А. А., Кузьмин, А. А., Шайкин, И. А., Бурдонов, К. Ф. & Хазанов, Е. А. Лазер на стержнях из неодимового стекла с выходной энергией 500 Дж. *Квантовая электроника* **46**, 371—374 (2016).
36. Кузьмин, А. А., Хазанов, Е. А. & Шайкин, А. А. Ограничение энергии импульсов мощных наносекундных лазеров из-за образования плазмы в пространственных фильтрах. *Квантовая электроника* **51**, 142—148 (2021).
37. Lozhkarev, V. *u dp.* Study of broadband optical parametric chirped pulse amplification in a DKDP crystal pumped by the second harmonic of a Nd: YLF laser. *LASER PHYSICS-LAWRENCE-* **15**, 1319 (2005).
38. Silva, F. *u dp.* Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal. *Nature communications* **3**, 807 (2012).

39. Ахманов, С. А. & Хохлов, Р. В. Параметрические усилители и генераторы света. *Успехи физических наук* **88**, 439—460 (1966).
40. Piskarskas, A., Stabinis, A. & Yankauskas, A. Phase phenomena in parametric amplifiers and generators of ultrashort light pulses. *Soviet Physics Uspekhi* **29**, 869 (1986).
41. Martyanov, M. A., Poteomkin, A., Shaykin, A. & Khazanov, E. A. Formation of a beam profile at the input to a high-energy laser amplifier. *Quantum Electronics* **38**, 354 (2008).
42. Burdonov, K. F., Soloviev, A. A., Egorov, A. S., Shaikin, A. A. & Potemkin, A. K. Short spatial filters with spherical lenses for high-power pulsed lasers. *Quantum Electronics* **43**, 1082—1087 (2013).
43. Teisset, C. Y. *u dp.* Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA. *Opt. Express* **13**, 6550—6557. <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-13-17-6550> (авг. 2005).
44. Cerullo, G., Baltuška, A., Mücke, O. D. & Vozzi, C. Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization. *Laser & Photonics Reviews* **5**, 323—351 (2011).
45. Manzoni, C., Cerullo, G. & De Silvestri, S. Ultrabroadband self-phase-stabilized pulses by difference-frequency generation. *Optics letters* **29**, 2668—2670 (2004).
46. Pollak, T. m., Wing, W., Grasso, R., Chicklis, E. & Jenssen, H. CW laser operation of Nd:YLF. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, 159—163 (1982).
47. Weber, M. Science and technology of laser glass. *Journal of Non-Crystalline Solids* **123**, 208—222 (1990).
48. Gubin, M. *u dp.* Femtosecond Er 3+ fiber laser for application in an optical clock. *Laser Physics* **17**, 1286—1291 (2007).
49. Андреев, Н. Е. *u dp.* Повышение эффективности фемтосекундного лазерного источника суперпандеромоторных электронов и рентгеновского излучения за счет использования мишеней околоритической плотности. *Квантовая электроника* **51**, 1019—1025 (2021).
50. Frantz, L. M. & Nodvik, J. S. Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. *Journal of Applied Physics* **34**, 2346—2349. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1702744> (авг. 1963).
51. G. BASOV, N. *u dp.* GENERATION AND AMPLIFICATION OF HIGH-INTENSITY LIGHT PULSES IN NEODYMIUM GLASS. *SOVIET PHYSICS JETP* **27**, 410—414 (январь 1968).
52. Kryukov, P. G. & Letokhov, V. S. PROPAGATION OF A LIGHT PULSE IN A RESONANTLY AMPLIFYING (ABSORBING) MEDIUM. *Soviet Physics Uspekhi* **12**, 641—672. <http://dx.doi.org/10.1070/PU1970v012n05ABEH003957> (май 1970).
53. Fülöp, J. A. *u dp.* Shaping of picosecond pulses for pumping optical parametric amplification. *Applied Physics B* **87**, 79—84. <https://doi.org/10.1007/s00340-006-2488-3> (2007).

54. Batysta, F. *u dp.* Spectral pulse shaping of a 5000-Hz, multi-joule, broadband optical parametric chirped pulse amplification frontend for a 1000-PW laser system. *Opt. Lett.* **43**, 3866–3869. <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-43-16-3866> (авг. 2018).
55. Rothhardt, J. *u dp.* Generation of flattop pump pulses for OPCPA by coherent pulse stacking with fiber Bragg gratings. *Optics express* **17**, 16332–16341 (2009).
56. Chen, J., Peng, Y., Su, H. & Leng, Y. Polarization beam combination technique for gain saturation effect compensation in high-energy systems. *Optical Engineering* **55**, 66111. <http://dx.doi.org/10.1117/1.0E.55.6.066111> (июнь 2016).
57. Dorrer, C. *u dp.* Spectrally tunable, temporally shaped parametric front end to seed high-energy Nd:glass laser systems. *Opt. Express* **25**, 26802–26814. <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-25-22-26802> (окт. 2017).
58. Yin, L., Wang, H., Reagan, B. A. & Rocca, J. J. Programmable pulse synthesizer for the generation of Joule-level picosecond laser pulses of arbitrary shape. *Opt. Express* **27**, 35325–35335. <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-27-24-35325> (нояб. 2019).
59. Vu, K. T. *u dp.* Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system. *Opt. Express* **14**, 10996–11001. <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-14-23-10996> (нояб. 2006).
60. Xu, L., Yu, L., Chu, Y., Gan, Z. & Liang, X. Temporal compensation method of pulse distortion in saturated laser amplifiers. *Appl. Opt.* **54**, 357–362. <http://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-54-3-357> (январь 2015).
61. Budriūnas, R. *u dp.* 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate. *Opt. Express* **25**, 5797–5806. <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-25-5-5797> (март 2017).
62. Zeng, X. *u dp.* Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.* **42**, 2014–2017. <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-42-10-2014> (май 2017).
63. Chekhlov, O. V. *u dp.* 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system. *Opt. Lett.* **31**, 3665–3667. <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-31-24-3665> (декабрь 2006).
64. Yu, L. *u dp.* Optimization for high-energy and high-efficiency broadband optical parametric chirped-pulse amplification in LBO near 800-nm. *Opt. Lett.* **40**, 3412–3415. <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-14-3412> (июль 2015).

65. Baltuška, A., Fuji, T. & Kobayashi, T. Controlling the Carrier-Envelope Phase of Ultrashort Light Pulses with Optical Parametric Amplifiers. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133901. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.133901> (13 март 2002).
66. Giambruno, F., Radier, C., Rey, G. & Chériaux, G. Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control. *Applied Optics* **50**, 2617. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.50.002617> (июнь 2011).
67. Mironov, S. Y. *u dp.* Generation of 3D ellipsoidal laser beams by means of a profiled volume chirped Bragg grating. *Laser Physics Letters* **13**, 55003. <http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/13/5/055003> (апр. 2016).
68. Weiner, A. M. Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review. *Optics Communications* **284**. Special Issue on Optical Pulse Shaping, Arbitrary Waveform Generation, and Pulse Characterization, 3669—3692. ISSN: 0030-4018. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401811003750> (2011).
69. Ross, I. N., Matousek, P., New, G. H. C. & Osvay, K. Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2945—2956. <http://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-19-12-2945> (дек. 2002).
70. Schimpf, D. N. *u dp.* Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers. *Optics Express* **16**, 17637. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.017637> (окт. 2008).
71. Ivanov, V. V., Senatskii, Y. V. & Sklizkov, G. V. Numerical modulation of the dynamics of inversion dumping and of amplification of nanosecond pulses in neodymium glass. *Soviet Journal of Quantum Electronics* **17**, 184—191. <http://dx.doi.org/10.1070/QE1987v017n02ABE> (февр. 1987).
72. Brown, D. C. & Vitali, V. A. Yb:YAG Kinetics Model Including Saturation and Power Conservation. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **47**, 3—12. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2010.2063417> (январь 2011).
73. Mukhin, I. B., Palashov, O. V., Khazanov, E. A., Vyatkin, A. G. & Perevezentsev, E. A. Laser and thermal characteristics of Yb: YAG crystals in the 80—300 K temperature range. *Quantum Electronics* **41**, 1045 (2011).
74. Oksenhendler, T. Single-shot complete spatiotemporal Strehl ratio metrology of ultrashort laser pulses—theory. *arXiv preprint arXiv:2005.11159* (2020).
75. Jolly, S. W., Gobert, O. & Quéré, F. Spatio-temporal characterization of ultrashort laser beams: a tutorial. *Journal of Optics* **22**, 103501 (2020).
76. Pariente, G., Gallet, V., Borot, A., Gobert, O. & Quéré, F. Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams. *Nature Photonics* **10**, 547—553 (2016).

77. Самаркин, В. В. *и др.* Исследование широкоапертурного комбинированного деформируемого зеркала для мощного импульсного лазера на фосфатном стекле. *Квантовая электроника* **45**, 1086—1087 (2015).
78. Chang, I. Collinear beam acousto-optic tunable filters. *Electronics Letters* **13**, 1255—1256 (1992).
79. Gonoskov, I., Aiello, A., Heugel, S. & Leuchs, G. Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from 4π focused laser pulses. *Physical Review A* **86**, 053836 (2012).
80. Bassett, I. M. Limit to concentration by focusing. *Optica Acta: International Journal of Optics* **33**, 279—286 (1986).
81. Stratton, J. A. & Chu, L. Diffraction theory of electromagnetic waves. *Physical Review* **56**, 99 (1939).
82. Tajima, T. & Dawson, J. M. Laser electron accelerator. *Physical review letters* **43**, 267 (1979).
83. Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Applied Physics B* **74**, 355—361 (2002).
84. Phillips, R. L. & Andrews, L. C. Spot size and divergence for Laguerre Gaussian beams of any order. *Applied optics* **22**, 643—644 (1983).
85. Pampaloni, F. & Enderlein, J. Gaussian, hermite-gaussian, and laguerre-gaussian beams: A primer. *arXiv preprint physics/0410021* (2004).
86. Christov, I. Propagation of femtosecond light pulses. *Optics communications* **53**, 364—366 (1985).
87. Horvath, Z. & Bor, Z. Focusing of femtosecond pulses having Gaussian spatial distribution. *Optics communications* **100**, 6—12 (1993).
88. Saleh, B. & Teich, M. The gaussian beam. *Bahaa EA Saleh, "Fundamentals of photonics" (pág. 81-83). Madison, Wisconsin: John Wiley & Sons, INC* (1991).
89. Локшин, Г. Дифракция. Пространственная фильтрация: учебное пособие по курсу «Общая физика». *Москва: МФТИ* (2016).
90. Cooley, J. W. & Tukey, J. W. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Mathematics of computation* **19**, 297—301 (1965).
91. Quabis, S., Dorn, R., Eberler, M., Glöckl, O. & Leuchs, G. Focusing light to a tighter spot. *Optics communications* **179**, 1—7 (2000).
92. Lindlein, N. *и др.* A new 4π geometry optimized for focusing on an atom with a dipole-like radiation pattern. *Laser Physics* **17**, 927—934 (2007).
93. Kumar, D. *и др.* Alignment of solid targets under extreme tight focus conditions generated by an ellipsoidal plasma mirror. *Matter and Radiation at Extremes* **4** (2019).

94. Kon, A. *u dp.* Geometrical optimization of an ellipsoidal plasma mirror toward tight focusing of ultra-intense laser pulse в *Journal of Physics: Conference Series* **244** (2010), 032008.
95. Nakatsutsumi, M. *u dp.* Fast focusing of short-pulse lasers by innovative plasma optics toward extreme intensity. *Optics letters* **35**, 2314—2316 (2010).
96. Jeong, T. M. *u dp.* Spatio-temporal modification of femtosecond focal spot under tight focusing condition. *Optics Express* **23**, 11641—11656 (2015).
97. Yoon, J. W. *u dp.* Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm². *Optica* **8**, 630—635 (2021).
98. Maréchal, A. *Étude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux...* (Éditions de la Revue d'optique théorique et instrumentale, 1948).
99. Ross, T. S. Limitations and applicability of the Maréchal approximation. *Applied optics* **48**, 1812—1818 (2009).
100. Борн, М. & Вольф, Э. Основы оптики/М. Борн, Э. Вольф—М.: Наука **719** (1973).
101. Adams, D. & Ament, S. Understanding Aspheric Lenses: Key specifications and their impact on performance. *Optik & Photonik* **13**, 60—63 (2018).
102. Андреев, Л. & Ежова, В. Прикладная теория аберраций. Часть первая. СПб.: СПб-ГИТМО (ТУ) (2002).
103. Hebling, J. Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion. *Optical and Quantum Electronics* **28**, 1759—1763 (1996).
104. Bor, Z., Racz, B., Szabo, G., Hilbert, M. & Hazim, H. Femtosecond pulse front tilt caused by angular dispersion. *Optical Engineering* **32**, 2501—2504 (1993).
105. Bakunov, M. I., Bodrov, S. B. & Mashkovich, E. A. Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals. *JOSA B* **28**, 1724—1734 (2011).
106. Hebling, J., Almasi, G., Kozma, I. Z. & Kuhl, J. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation. *Optics express* **10**, 1161—1166 (2002).
107. Андреев, Л., Ежова, В. & Дегтярева, Г. ПРИКЛАДНАЯ ТЕОРИЯ АБЕРРАЦИЙ Часть третья. Учебное пособие.—СПб.: Университет ИТМО (2016).
108. Hebling, J., Almási, G., Kozma, I. Z. & Kuhl, J. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation. *Opt. Express* **10**, 1161—1166. <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-10-21-1161> (окт. 2002).
109. Toporovsky, V., Kudryashov, A., Samarkin, V., Sheldakova, J. & Rukosuev, A. *Wide aperture high resolution stacked-actuator deformable mirror for high power laser beam correction в High Power Lasers for Fusion Research V* **10898** (2019), 50—61.

110. Lefaudeux, N. *u dp.* Development of a new technology of deformable mirror for ultra intense laser applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **653**, 164—167 (2011).
111. Александров, А. Г. *u dp.* Датчик волнового фронта Шака–Гартмана для измерения параметров мощных импульсных твердотельных лазеров. *Квантовая электроника* **40**, 321—326 (2010).
112. Kudryashov, A., Samarkin, V., Sheldakova, Y. V. & Aleksandrov, A. Wavefront compensation method using a Shack-Hartmann sensor as an adaptive optical element system. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing* **48**, 153—158 (2012).
113. Aleksandrov, A., Zavalova, V., Kudryashov, A., Rukosuev, A. & Samarkin, V. Adaptive correction of a high-power titanium-sapphire laser radiation. *Journal of Applied Spectroscopy* **72**, 744—750 (2005).
114. Кудряшов, А. В., Самаркин, В. В., Шелдакова, Ю. В. & Александров, А. Г. Анализ способа компенсации волнового фронта при использовании датчика Шэка–Гартмана как элемента адаптивной оптической системы. *автометрия* **48**, 52—58 (2012).
115. Sheldakova, J. V., Rukosuev, A. L. & Kudryashov, A. V. *Genetic and hill-climbing algorithms for laser beam correction* в *Laser Resonators and Beam Control VII* **5333** (2004), 106—111.
116. Yang, P. *u dp.* 19-element sensorless adaptive optical system based on modified hill-climbing and genetic algorithms в *3rd International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optical Test and Measurement Technology and Equipment* **6723** (2007), 36—42.
117. Piatrou, P. & Roggemann, M. Beaconless stochastic parallel gradient descent laser beam control: numerical experiments. *Applied optics* **46**, 6831—6842 (2007).
118. El-Agmy, R., Bulte, H., Greenaway, A. & Reid, D. Adaptive beam profile control using a simulated annealing algorithm. *Optics Express* **13**, 6085—6091 (2005).
119. Fernández, E. J., Iglesias, I. & Artal, P. Closed-loop adaptive optics in the human eye. *Optics letters* **26**, 746—748 (2001).
120. Yang, P., Ao, M., Liu, Y., Xu, B. & Jiang, W. Intracavity transverse modes controlled by a genetic algorithm based on Zernike mode coefficients. *Optics express* **15**, 17051—17062 (2007).
121. Liu, Y., Ma, J., Li, B. & Chu, J. Hill-climbing algorithm based on Zernike modes for wavefront sensorless adaptive optics. *Optical Engineering* **52**, 016601—016601 (2013).
122. Kudryashov, A. *u dp.* 240-mm bimorph deformable mirror for wavefront correction at the PEARL facility в *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXIII* **11672** (2021), 113—121.

123. Xu, Y., Weaver, J. B., Healy, D. M. & Lu, J. Wavelet transform domain filters: a spatially selective noise filtration technique. *IEEE transactions on image processing* **3**, 747–758 (1994).
124. Gasquet, C. & Witomski, P. *Fourier analysis and applications: filtering, numerical computation, wavelets* (Springer Science & Business Media, 2013).
125. Thaury, C. *u dp.* Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nature Physics* **3**, 424–429 (2007).
126. Mironov, S., Lozhkarev, V., Ginzburg, V. & Khazanov, E. High-efficiency second-harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses. *Applied Optics* **48**, 2051–2057 (2009).
127. Wang, X. *u dp.* Recent advances on optical vortex generation. *Nanophotonics* **7**, 1533–1556 (2018).
128. Fisher, R. A., Kelley, P. L. & Gustafson, T. K. Subpicosecond Pulse Generation Using the Optical Kerr Effect. *Applied Physics Letters* **14**, 140–143. <https://doi.org/10.1063/1.1652749> (февр. 1969).
129. Mourou, G., Mironov, S., Khazanov, E. & Sergeev, A. Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond-Exawatt physics. *The European Physical Journal Special Topics* **223**, 1181–1188 (2014).
130. Khazanov, E. A., Mironov, S. Y. & Mourou, G. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach. *Physics-Uspekhi* **62**, 1096–1124. <https://doi.org/10.3367/ufne.2019.05.038564> (нояб. 2019).
131. Shaykin, A. *u dp.* Use of KDP crystal as a Kerr nonlinear medium for compressing PW laser pulses down to 10 fs. *High Power Laser Science and Engineering* **9**. <https://doi.org/10.1017/5C%2Fhp1.2021.40> (2021).
132. Kim, J. I. *u dp.* Sub-10 fs pulse generation by post-compression for peak-power enhancement of a 100-TW Ti:Sapphire laser. *Optics Express* **30**, 8734. <https://doi.org/10.1364%2Foe.452224> (март 2022).
133. Fourmaux, S. *u dp.* Laser wakefield acceleration based x ray source using 225-TW and 13-fs laser pulses produced by thin film compression. en. *Opt. Lett.* **47**, 3163–3166 (июль 2022).
134. Khazanov, E. Post-compression of femtosecond laser pulses using self-phase modulation: from kilowatts to petawatts in 40 years. *Quantum Electronics* **52**, 208–226. <https://doi.org/10.1070/qel18001> (март 2022).
135. Martyanov, M. *u dp.* Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression. en. *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 1936 (июль 2022).
136. *AKA Optics* <http://www.akaoptics.com/>.
137. Басов, Н. Г. *Диагностика плотной плазмы* (Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989).

138. Khiar, B. *u dp.* Laser-produced magnetic-Rayleigh-Taylor unstable plasma slabs in a 20 T magnetic field. *Physical Review Letters* **123**, 205001 (2019).
139. Hipp, M. *u dp.* Application of interferometric fringe evaluation software at Technical University Graz в *Interferometry'99: Applications* **3745** (1999), 281—292.
140. Albertazzi, B. *u dp.* Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field. АНГЛ. *Science* **346**, 325—328. ISSN: 0036-8075. eprint: <https://science.sciencemag.org/content/346/6207/325.full.pdf>. <https://science.sciencemag.org/content/346/6207/325> (2014).
141. Higginson, D. *u dp.* Detailed Characterization of Laser-Produced Astrophysically-Relevant Jets Formed via a Poloidal Magnetic Nozzle. АНГЛ. *High Energy Density Physics* **23** (февр. 2017).
142. Revet, G. *u dp.* Laboratory unraveling of matter accretion in young stars. *Science advances* **3**, e1700982 (2017).
143. Najmudin, Z. *u dp.* Measurements of the inverse Faraday effect from relativistic laser interactions with an underdense plasma. *Physical Review Letters* **87**, 215004 (2001).
144. Horovitz, Y. *u dp.* Measurements of inverse Faraday effect and absorption of circularly polarized laser light in plasmas. *Physical review letters* **78**, 1707 (1997).
145. Sheng, Z. & Meyer-ter-Vehn, J. Inverse Faraday effect and propagation of circularly polarized intense laser beams in plasmas. *Physical Review E* **54**, 1833 (1996).
146. Flacco, A. *u dp.* Persistence of magnetic field driven by relativistic electrons in a plasma. *Nature Physics* **11**, 409—413 (2015).
147. Faenov, A. Y. *u dp.* High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations. *Physica Scripta* **50**, 333—338. <https://doi.org/10.1088%5C%2F0031-8949%5C%2F50%5C%2F4%5C%2F003> (ОКТ. 1994).
148. MacFarlane, J., Golovkin, I., Woodruff, P., Kulkarni, S. & Hall, I. *Simulation of plasma ionization and spectral properties with PrismSPECT* в *2013 Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)* (2013), 1—1.
149. Bolton, P. *u dp.* Instrumentation for diagnostics and control of laser-accelerated proton (ion) beams. *Physica Medica* **30**, 255—270 (2014).
150. Horst, F. *u dp.* A TLD-based ten channel system for the spectrometry of bremsstrahlung generated by laser-matter interaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **782**, 69—76 (2015).
151. Soloviev, A. *u dp.* Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams. *Review of Scientific Instruments* **82** (2011).

152. Thomson, J. J. Bakerian Lecture:—Rays of positive electricity. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **89**, 1—20 (1913).
153. Rhee, M. Compact Thomson spectrometer. *Review of scientific instruments* **55**, 1229—1234 (1984).
154. Stoller, R. E. *u dp*. On the use of SRIM for computing radiation damage exposure. *Nuclear instruments and methods in physics research section B: beam interactions with materials and atoms* **310**, 75—80 (2013).
155. Matlis, N. H. *u dp*. Snapshots of laser wakefields. *Nature Physics* **2**, 749—753 (2006).
156. Sävert, A. *u dp*. Direct observation of the injection dynamics of a laser wakefield accelerator using few-femtosecond shadowgraphy. *Physical review letters* **115**, 055002 (2015).
157. Bulanov, S. V. *u dp*. On the breaking of a plasma wave in a thermal plasma. I. The structure of the density singularity. *Physics of Plasmas* **19**, 113102 (2012).
158. Bulanov, S. V., Esirkepov, T. & Tajima, T. Light intensification towards the Schwinger limit. *Physical review letters* **91**, 085001 (2003).
159. Kando, M. *u dp*. Demonstration of laser-frequency upshift by electron-density modulations in a plasma wakefield. *Physical review letters* **99**, 135001 (2007).
160. Kando, M. *u dp*. Enhancement of photon number reflected by the relativistic flying mirror. *Physical review letters* **103**, 235003 (2009).
161. Pirozhkov, A. *u dp*. Soft-x-ray harmonic comb from relativistic electron spikes. *Physical review letters* **108**, 135004 (2012).
162. Pikuz, T. *u dp*. High performance imaging of relativistic soft X-ray harmonics by sub-micron resolution LiF film detectors. *physica status solidi (c)* **9**, 2331—2335 (2012).
163. Pirozhkov, A. S. *u dp*. High order harmonics from relativistic electron spikes. *New Journal of Physics* **16**, 093003 (2014).
164. Pirozhkov, A. *u dp*. Burst intensification by singularity emitting radiation in multi-stream flows. *Scientific Reports* **7**, 17968 (2017).
165. Pirozhkov, A. S. *u dp*. Laser requirements for high-order harmonic generation by relativistic plasma singularities. *Quantum Beam Science* **2**, 7 (2018).
166. Esirkepov, T. Z. *u dp*. Optical probing of relativistic plasma singularities. *Physics of Plasmas* **27** (2020).
167. Pirozhkov, A. S. *u dp*. Approaching the diffraction-limited, bandwidth-limited Petawatt. *Optics express* **25**, 20486—20501 (2017).
168. Kiriya, H. *u dp*. High-contrast high-intensity repetitive petawatt laser. *Optics letters* **43**, 2595—2598 (2018).

169. Kiriya, H. *u dp.* Status and progress of the J-KAREN-P high intensity laser system at QST. *High Energy Density Physics* **36**, 100771 (2020).
170. Symes, D. *u dp.* Development of a dual beam facility for multiple wavelength, short pulse optical probing of experiments in Target Area 2.
171. Schwab, M. *u dp.* Few-cycle optical probe-pulse for investigation of relativistic laser-plasma interactions. *Applied Physics Letters* **103**, 191118 (2013).
172. Mironov, S. Y. *u dp.* Use of polyethylene terephthalate for temporal recompression of intense femtosecond laser pulses. *Laser Physics Letters* **12**, 025301 (2014).
173. Anderson, D. & Lisak, M. Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steepening of pulses in long optical waveguides. *Physical Review A* **27**, 1393 (1983).
174. Litvak, A. & Talanov, V. A parabolic equation for calculating the fields in dispersive nonlinear media. *Radiophysics and Quantum Electronics* **10**, 296–302 (1967).
175. Szipöcs, R., Ferencz, K., Spielmann, C. & Krausz, F. Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. *Optics letters* **19**, 201–203 (1994).
176. Pittman, M. *u dp.* Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system. *Applied Physics B* **74**, 529–535 (2002).
177. Ginzburg, V. *u dp.* Fivefold compression of 250-TW laser pulses. *Phys. Rev. A* **101**, 013829. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.101.013829> (1 янв. 2020).
178. Ginzburg, V. N. *u dp.* Two-stage nonlinear compression of high-power femtosecond laser pulses. *Quantum Electronics* **50**, 331 (2020).
179. Mironov, S. Y. *u dp.* Thin plate compression of a sub-petawatt Ti: Sa laser pulses. *Applied Physics Letters* **116**, 241101 (2020).
180. Esirkepov, T. Z. Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications* **135**, 144–153 (2001).
181. Litvak, A. Finite-amplitude wave beams in a magnetoactive plasma. *Sov. Phys. JETP* **30**, 166 (1970).
182. Bulanov, S., Inovenkov, I., Kirsanov, V., Naumova, N. & Sakharov, A. Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma. *Physics of Fluids B: Plasma Physics* **4**, 1935–1942 (1992).
183. Esirkepov, T. Z., Kato, Y. & Bulanov, S. Bow wave from ultraintense electromagnetic pulses in plasmas. *Physical review letters* **101**, 265001 (2008).
184. Askaryan, G. Effect of the gradient of a strong electromagnetic ray on electrons and atoms. *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.* **42** (1962).
185. Sun, G.-Z., Ott, E., Lee, Y. & Guzdar, P. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *The Physics of fluids* **30**, 526–532 (1987).

186. Akhiezer, A. I. & Polovin, R. Theory of wave motion of an electron plasma. *Soviet Phys. JETP* **3** (1956).
187. Arnol'd, V., Wassermann, G. & Thomas, R. *Catastrophe Theory* ISBN: 9783540548119. <https://books.google.ru/books?id=cNoQAQAIAAJ> (Springer-Verlag, 1992).
188. Poston, T. & Stewart, I. *Catastrophe Theory and Its Applications* ISBN: 9780486692715. <https://books.google.ru/books?id=5d416KzbB0kC> (Dover Publications, 1996).
189. Mu, J. *u dp*. Relativistic flying forcibly oscillating reflective diffraction grating. *Physical Review E* **102**, 053202 (2020).
190. Einstein, A. *u dp*. On the electrodynamics of moving bodies. *Annalen der physik* **17**, 891—921 (1905).
191. Pirozhkov, A. *u dp*. Frequency multiplication of light back-reflected from a relativistic wake wave. *Physics of Plasmas* **14**, 123106 (2007).
192. Gonsalves, A. *u dp*. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide. *Physical review letters* **122**, 084801 (2019).
193. Kiselev, S., Pukhov, A. & Kostyukov, I. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves. *Physical review letters* **93**, 135004 (2004).
194. Powers, N. D. *u dp*. Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source. *Nature Photonics* **8**, 28—31 (2014).
195. Fuchs, M. *u dp*. Laser-driven soft-X-ray undulator source. *Nature physics* **5**, 826—829 (2009).
196. Corde, S. *u dp*. Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators. *Reviews of Modern Physics* **85**, 1 (2013).
197. Lichters, R., Meyer-ter-Vehn, J. & Pukhov, A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas* **3**, 3425—3437 (1996).
198. Shen, X., Pukhov, A. M., Perevalov, S. E. & Soloviev, A. A. Electron acceleration in intense laser–solid interactions at parallel incidence. *Quantum Electronics* **51**, 833 (2021).
199. Daido, H., Nishiuchi, M. & Pirozhkov, A. S. Review of laser-driven ion sources and their applications. *Reports on progress in physics* **75**, 056401 (2012).
200. Yin, L. *u dp*. Three-dimensional dynamics of breakout afterburner ion acceleration using high-contrast short-pulse laser and nanoscale targets. *Physical review letters* **107**, 045003 (2011).
201. Qiao, B. *u dp*. Radiation-pressure acceleration of ion beams from nanofoil targets: The leaky light-sail regime. *Physical review letters* **105**, 155002 (2010).
202. Zou, D. *u dp*. Laser-driven ion acceleration from plasma micro-channel targets. *Scientific reports* **7**, 42666 (2017).

203. Yi, L., Shen, B., Pukhov, A. & Fülöp, T. Relativistic magnetic reconnection driven by a laser interacting with a micro-scale plasma slab. *Nature Communications* **9**, 1601 (2018).
204. Rosmej, O. *u dp*. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays. *New Journal of Physics* **21**, 043044 (2019).
205. Bulanov, S. S. *u dp*. Generation of GeV protons from 1 PW laser interaction with near critical density targets. *Physics of plasmas* **17** (2010).
206. Purvis, M. A. *u dp*. Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics. *Nature photonics* **7**, 796–800 (2013).
207. Khalenkov, A. *u dp*. Experience of micro-heterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. *Laser and Particle Beams* **24**, 283–290 (2006).
208. Lu, W. *u dp*. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **10**. <https://doi.org/10.1103/physrevstab.10.061301> (ИЮНЬ 2007).
209. Poder, K. *Characterisation of self-guided laser Wakefield accelerators to multi-GeV energies* дис. ... док. (Imperial College London, 2017).
210. Sahai, A. A. Strongly Mismatched Regime of Nonlinear Laser–Plasma Acceleration: Optimization of Laser-to-Energetic Particle Efficiency. *IEEE Transactions on Plasma Science* **47**, 2847–2858. <https://doi.org/10.1109/tps.2019.2914896> (ИЮНЬ 2019).
211. Lu, W. *u dp*. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime. *arXiv preprint physics/0612227* (2006).
212. Wang, T. *u dp*. Power scaling for collimated γ -ray beams generated by structured laser-irradiated targets and its application to two-photon pair production. *Physical Review Applied* **13**, 054024 (2020).
213. Norreys, P. A. *u dp*. Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids. *Physics of Plasmas* **6**, 2150–2156 (1999).
214. Hatchett, S. P. *u dp*. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas* **7**, 2076–2082 (2000).
215. Zhu, X.-L. *u dp*. Extremely brilliant GeV γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator. *Science advances* **6**, eaaz7240 (2020).
216. Brabec, T. & Krausz, F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. *Reviews of Modern Physics* **72**, 545 (2000).
217. Krausz, F. & Ivanov, M. Attosecond physics. *Reviews of modern physics* **81**, 163 (2009).
218. Quéré, F. *u dp*. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas. *Physical review letters* **96**, 125004 (2006).

219. Shen, X., Pukhov, A. & Qiao, B. Synergistic longitudinal acceleration and transverse oscillation in high-order harmonic generation. *arXiv preprint arXiv:2009.12918* (2020).
220. Ingenito, F. *u dp*. Comparative calibration of IP scanning equipment. *Journal of Instrumentation* **11**, C05012 (2016).
221. Rabhi, N. *u dp*. Calibration of imaging plates to electrons between 40 and 180 MeV. *Review of scientific instruments* **87** (2016).
222. Pukhov, A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab). *Journal of plasma physics* **61**, 425–433 (1999).
223. Perevalov, S., Pukhov, A., Starodubtsev, M. & Soloviev, A. Laser peeler regime of high-harmonic generation for diagnostics of high-power focused laser pulses. *Matter and Radiation at Extremes* **8** (2023).
224. Бухарский, Н. & Корнеев, Ф. Особенности взаимодействия фемтосекундного релятивистского лазерного импульса с поверхностью при больших углах падения в двумерной и трехмерной геометрии. *ВЕСТНИК ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР Учредители: Объединенный институт высоких температур Российской академии наук* **8**, 53–58 (2022).
225. Serebryakov, D., Nerush, E. & Kostyukov, I. Y. Near-surface electron acceleration during intense laser–solid interaction in the grazing incidence regime. *Physics of Plasmas* **24** (2017).
226. Ledingham, K. W., Bolton, P. R., Shikazono, N. & Ma, C.-M. C. Towards laser driven hadron cancer radiotherapy: A review of progress. *Applied Sciences* **4**, 402–443 (2014).
227. Chen, S. N. *u dp*. Monochromatic short pulse laser produced ion beam using a compact passive magnetic device. *Review of Scientific Instruments* **85**, 043504. ISSN: 0034-6748. <https://doi.org/10.1063/1.4870250> (апр. 2014).
228. Nishiuchi, M. *u dp*. Focusing and spectral enhancement of a repetition-rated, laser-driven, divergent multi-MeV proton beam using permanent quadrupole magnets. *Applied Physics Letters* **94**, 061107. ISSN: 0003-6951. <https://doi.org/10.1063/1.3078291> (февр. 2009).
229. Cobble, J., Johnson, R., Cowan, T., Renard-Le Galloudec, N. & Allen, M. High resolution laser-driven proton radiography. *Journal of applied physics* **92**, 1775–1779 (2002).
230. Kugland, N., Ryutov, D., Plechaty, C., Ross, J. & Park, H.-S. Invited article: Relation between electric and magnetic field structures and their proton-beam images. *Review of scientific instruments* **83** (2012).
231. Skobelev, I. Y., Faenov, A. Y., Pikuz, T. A. & Fortov, V. E. Spectra of hollow ions in an ultradense laser plasma. *Usp. Fiz. Nauk* **182**, 49–75. <https://ufn.ru/ru/articles/2012/1/d/> (2012).

232. Faenov, A. Y. *u dp.* Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser. *Scientific Reports* **5**, 13436. ISSN: 2045-2322. <https://doi.org/10.1038/srep13436> (сент. 2015).
233. Rosmej, O. *u dp.* High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62**, 115024 (2020).
234. Шайкин, А. А. Управление формой лазерных импульсов при их усилении в режиме сильного насыщения. *Квантовая электроника* **44**, 440—443 (2014).
235. Pukhov, A., Sheng, Z.-M. & Meyer-ter-Vehn, J. Particle acceleration in relativistic laser channels. *Physics of Plasmas* **6**, 2847—2854 (1999).
236. Arefiev, A. *u dp.* Beyond the ponderomotive limit: Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas. *Physics of Plasmas* **23** (2016).
237. Bochkarev, S. *u dp.* Stochastic electron acceleration in plasma waves driven by a high-power subpicosecond laser pulse. *Plasma Physics Reports* **40**, 202—214 (2014).
238. Andreev, N., Pugachev, L., Povarnitsyn, M. & Levashov, P. Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target. *Laser and Particle Beams* **34**, 115—122 (2016).
239. Lobok, M., Brantov, A., Gozhev, D. & Bychenkov, V. Y. Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **60**, 084010 (2018).
240. Borisenko, N. *u dp.* Regular 3-D networks with clusters for controlled energy transport studies in laser plasma near critical density. *Fusion science and technology* **49**, 676—685 (2006).
241. Borisenko, N. *u dp.* Plastic aerogel targets and optical transparency of undercritical microheterogeneous plasma. *Fusion science and technology* **51**, 655—664 (2007).
242. Gus'kov, S. Y., Limpouch, J., Nicolai, P. & Tikhonchuk, V. Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams. *Physics of plasmas* **18** (2011).
243. Kneip, S. *u dp.* Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source. *Nature Physics* **6**, 980—983. ISSN: 1745-2481. <https://doi.org/10.1038/nphys1789> (дек. 2010).
244. Fourmaux, S. *u dp.* Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams. *Opt. Lett.* **36**, 2426—2428. <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-36-13-2426> (июль 2011).
245. Wenz, J. *u dp.* Quantitative X-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source. *Nature Communications* **6**, 7568. ISSN: 2041-1723. <https://doi.org/10.1038/ncomms8568> (июль 2015).

246. Bragg, W. H. & Kleeman, R. XXXIX. On the α particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **10**, 318–340 (1905).
247. Higginson, A. *u dp.* Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme. *Nature Communications* **9**, 724. ISSN: 2041-1723. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9> (февр. 2018).
248. Mohan, R. & Grosshans, D. Proton therapy – Present and future. *Advanced Drug Delivery Reviews* **109**. Radiotherapy for cancer: present and future, 26–44. ISSN: 0169-409X. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169409X16303192> (2017).
249. Kraft, S. D. *u dp.* Dose-dependent biological damage of tumour cells by laser-accelerated proton beams. *New Journal of Physics* **12**, 085003. <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/8/085003> (авг. 2010).
250. Zeil, K. *u dp.* Dose-controlled irradiation of cancer cells with laser-accelerated proton pulses. *Applied Physics B* **110**, 437–444. ISSN: 1432-0649. <https://doi.org/10.1007/s00340-012-5275-3> (март 2013).
251. Burdonov, K. *u dp.* Experimental stand for studying the impact of laser-accelerated protons on biological objects. *Quantum Electronics* **46**, 283. <https://dx.doi.org/10.1070/QEL16043> (апр. 2016).
252. Gey, G. Tissue culture studies of the proliferative capacity of cervical carcinoma and normal epithelium. *Cancer research* **12**, 264–265 (1952).
253. Шишацкая, Е. И. Клеточные матриксы из резорбируемых полигидроксиалканоатов. *Клеточная трансплантология и тканевая инженерия* **2**, 68–75 (2007).
254. Remington, B. A., Drake, R. P., Takabe, H. & Arnett, D. A review of astrophysics experiments on intense lasers. *Physics of Plasmas* **7**, 1641–1652 (2000).
255. Remington, B. A., Drake, R. P. & Ryutov, D. D. Experimental astrophysics with high power lasers and Z pinches. *Reviews of Modern Physics* **78**, 755 (2006).
256. Kuranz, C. *u dp.* Astrophysically relevant radiation hydrodynamics experiment at the National Ignition Facility. *Astrophysics and Space Science* **336**, 207–211 (2011).
257. Zweibel, E. G. & Yamada, M. Magnetic reconnection in astrophysical and laboratory plasmas. *Annual review of astronomy and astrophysics* **47**, 291–332 (2009).
258. Revet, G. *u dp.* Laboratory disruption of scaled astrophysical outflows by a misaligned magnetic field. *Nature communications* **12**, 762 (2021).
259. Ryutov, D. Scaling laws for dynamical plasma phenomena. *Physics of Plasmas* **25** (2018).
260. Uzdensky, D. A. & Rightley, S. Plasma physics of extreme astrophysical environments. *Reports on Progress in Physics* **77**, 036902 (2014).

261. Ryutov, D. *u dp.* Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics. *The Astrophysical Journal* **518**, 821 (1999).
262. Ryutov, D., Drake, R. & Remington, B. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical MHD phenomena. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **127**, 465 (2000).
263. Ryutov, D., Remington, B. A., Robey, H. & Drake, R. P. Magnetohydrodynamic scaling: From astrophysics to the laboratory. *Physics of Plasmas* **8**, 1804–1816 (2001).
264. Kulkarni, A. K. & Romanova, M. M. Accretion to magnetized stars through the Rayleigh–Taylor instability: global 3D simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **386**, 673–687 (2008).
265. Audard, M. *u dp.* Episodic accretion in young stars. *Protostars and planets VI* **387** (2014).
266. Bonnell, I. & Bastien, P. A binary origin for FU Orionis stars. *The Astrophysical Journal* **401**, L31–L34 (1992).
267. Lodato, G. & Clarke, C. Massive planets in FU Orionis discs: implications for thermal instability models. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **353**, 841–852 (2004).
268. Nayakshin, S. & Lodato, G. Fu Ori outbursts and the planet–disc mass exchange. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **426**, 70–90 (2012).
269. Bell, K. & Lin, D. Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models. *arXiv preprint astro-ph/9312015* (1993).
270. Armitage, P. J. EXor outbursts from disk amplification of stellar magnetic cycles. *The Astrophysical Journal Letters* **833**, L15 (2016).
271. Zakharov, Y. P. *u dp.* Role of the Hall flute instability in the interaction of laser and space plasmas with a magnetic field. *Plasma physics reports* **32**, 183–204 (2006).
272. 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* **5**, 51 (2019).
273. Berezutsky, A. *u dp.* Sub-Alfvénic Expansion of Spherical Laser-Produced Plasma: Flutes, Cavity Collapse and Field-Aligned Jets. *Plasma Physics Reports* **49**, 351–361 (2023).
274. Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Wick, J. V. & Lovelace, R. V. Three-dimensional simulations of disk accretion to an inclined dipole. I. Magnetospheric flows at different Θ . *The Astrophysical Journal* **595**, 1009 (2003).
275. Romanova, M., Ustyugova, G., Koldoba, A. & Lovelace, R. V. Magnetohydrodynamic simulations of disk-magnetized star interactions in the quiescent regime: funnel flows and angular momentum transport. *The Astrophysical Journal* **578**, 420 (2002).

276. Koenigl, A. Disk accretion onto magnetic T Tauri stars. *Astrophysical Journal, Part 2-Letters (ISSN 0004-637X)*, vol. 370, March 20, 1991, p. L39-L43. Research supported by Rockwell International Corp. and Illinois Space Institute. **370**, L39–L43 (1991).
277. Zakharov, Y. P. *u dp.* New type of large-scale experiments for laboratory astrophysics with collimated jets of laser plasma in a transverse magnetic field. *Quantum Electronics* **49**, 181 (2019).
278. Gekelman, W. *u dp.* Design, construction, and properties of the large plasma research device—The LAPD at UCLA. *Review of scientific instruments* **62**, 2875–2883 (1991).
279. Königl, A., Salmeron, R. & Wardle, M. Wind-driving protostellar accretion discs—I. Formulation and parameter constraints. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **401**, 479–499 (2010).
280. Ferreira, J., Dougados, C. & Cabrit, S. Which jet launching mechanism(s) in TTauri stars? *Astronomy and Astrophysics* **453** (апр. 2006).
281. Blandford, R. D. & Payne, D. G. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notices of the RAS* **199**, 883–903 (ИЮНЬ 1982).
282. Matt, S. & Pudritz, R. Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem. *The Astrophysical Journal* **632** (окт. 2005).
283. Goodson, A. P., Böhm, K.-H. & Winglee, R. M. Jets from Accreting Magnetic Young Stellar Objects. I. Comparison of Observations and High-Resolution Simulation Results. *Astrophysical Journal* **524**, 142–158 (окт. 1999).
284. Ferreira, J., Pelletier, G. & Appl, S. Reconnection X-winds: spin-down of low-mass protostars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **312**, 387–397 (апр. 2002).
285. Ferreira, J. Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. *Astronomy and Astrophysics* **319**, 340–359 (март 1997).
286. Shu, F. *u dp.* Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model. *Astrophysical Journal* **429**, 781 (ИЮЛЬ 1994).
287. Spruit, H., Foglizzo, T. & Stehle, R. Collimation of magnetically driven jets from accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **288**, 333–342 (1997).
288. Matt, S., Winglee, R. & Böhm, K.-H. Collimation of a central wind by a disc-associated magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **345**, 660–670 (2003).
289. Korobkov, S. *u dp.* Features of Dynamics and Instability of Plasma Jets Expanding into an External Magnetic Field in Laboratory Experiments with Compact Coaxial Plasma Generators on a Large-Scale “Krot” Stand. *Astronomy Reports* **67**, 93–103 (2023).
290. Schleuning, D. Far-infrared and submillimeter polarization of OMC-1: evidence for magnetically regulated star formation. *The Astrophysical Journal* **493**, 811 (1998).

291. Girart, J. M., Crutcher, R. M. & Rao, R. Detection of polarized CO emission from the molecular outflow in NGC 1333 IRAS 4A. *The Astrophysical Journal Letters* **525**, L109 (1999).
292. Lai, S.-P., Crutcher, R. M., Girart, J. M. & Rao, R. Interferometric mapping of magnetic fields in star-forming regions. II. NGC 2024 FIR 5. *The Astrophysical Journal* **566**, 925 (2002).
293. Girart, J. M., Rao, R. & Marrone, D. P. Magnetic fields in the formation of sun-like stars. *Science* **313**, 812–814 (2006).
294. Kwon, W. *u dp*. Highly ordered and pinched magnetic fields in the class 0 protobinary system L1448 IRS 2. *The Astrophysical Journal* **879**, 25 (2019).
295. Hull, C. L., Le Gouellec, V. J., Girart, J. M., Tobin, J. J. & Bourke, T. L. Understanding the origin of the magnetic field morphology in the wide-binary protostellar system BHR 71. *The Astrophysical Journal* **892**, 152 (2020).
296. Frank, A. *u dp*. Jets and outflows from star to cloud: observations confront theory. *Protostars and planets VI* **451** (2014).
297. Blandford, R. D. & Payne, D. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **199**, 883–903 (1982).
298. Ainsworth, R. E., Ray, T. P., Scaife, A. M., Greaves, J. S. & Beswick, R. J. Subarcsecond high-sensitivity measurements of the DG Tau jet with e-MERLIN. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **436**, L64–L68 (2013).
299. Stute, M., Gracia, J., Tsinganos, K. & Vlahakis, N. Comparison of synthetic maps from truncated jet-formation models with YSO jet observations. *Astronomy & Astrophysics* **516**, A6 (2010).
300. Moll, R., Spruit, H. & Obergaulinger, M. Kink instabilities in jets from rotating magnetic fields. *Astronomy & Astrophysics* **492**, 621–630 (2008).
301. Matsakos, T. *u dp*. Two-component jet simulations-ii. combining analytical disk and stellar mhd outflow solutions. *Astronomy & Astrophysics* **502**, 217–229 (2009).
302. Hartigan, P., Frank, A., Varnière, P. & Blackman, E. G. Magnetic fields in stellar jets. *The Astrophysical Journal* **661**, 910 (2007).
303. Chapman, N. L. *u dp*. Alignment between flattened protostellar infall envelopes and ambient magnetic fields. *The Astrophysical Journal* **770**, 151 (2013).
304. Ciardi, A. *u dp*. Astrophysics of magnetically collimated jets generated from laser-produced plasmas. *Physical review letters* **110**, 025002 (2013).
305. Favata, F. *u dp*. The discovery of an expanding X-ray source in the HH 154 protostellar jet. *Astronomy & Astrophysics* **450**, L17–L20 (2006).

306. Stamper, J. Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas: Phenomena and measurements. *Laser and Particle Beams* **9**, 841–862 (1991).
307. Albertazzi, B. *u dp*. Production of large volume, strongly magnetized laser-produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields. *Review of Scientific Instruments* **84** (2013).
308. Farley, D. *u dp*. Radiative jet experiments of astrophysical interest using intense lasers. *Physical Review Letters* **83**, 1982 (1999).
309. Loupiau, B. *u dp*. Supersonic-jet experiments using a high-energy laser. *Physical review letters* **99**, 265001 (2007).
310. Nicolai, P. *u dp*. Studies of supersonic, radiative plasma jet interaction with gases at the Prague Asterix Laser System facility. *Physics of Plasmas* **15** (2008).
311. Balick, B. & Frank, A. Shapes and shaping of planetary nebulae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **40**, 439–486 (2002).
312. Bouvier, J. & Appenzeller, I. *Star-Disk Interaction in Young Stars (IAU S243)* **243** (Cambridge University Press, 2007).
313. Maurri, L. *u dp*. Physical properties of the jet from DG Tauri on sub-arcsecond scales with HST/STIS. *Astronomy & Astrophysics* **565**, A110 (2014).
314. Güdel, M., Skinner, S. L., Audard, M., Briggs, K. R. & Cabrit, S. Discovery of a bipolar X-ray jet from the T Tauri star DG Tauri. *Astronomy & Astrophysics* **478**, 797–807 (2008).
315. Schneider, P., Günther, H. & Schmitt, J. The X-ray puzzle of the L1551 IRS 5 jet. *Astronomy & Astrophysics* **530**, A123 (2011).
316. Bonito, R. *u dp*. X-ray emission from protostellar jet HH 154: the first evidence of a diamond shock? *The Astrophysical Journal* **737**, 54 (2011).
317. Zemskov, R. *u dp*. Laboratory modelling of YSO jets collimation by a large-scale divergent interstellar magnetic field. *Astronomy and Astrophysics* (2023).