

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

На правах рукописи

Котов Александр Владимирович

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ НА МИШЕНЬ И ДИАГНОСТИКЕ
ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Соловьев Александр Андреевич

Нижний Новгород – 2025 г.

СОДЕРЖАНИЕ:

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. КОРРЕКЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ПОМОЩИ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ.....	21
1.1 Компенсация разностных искажений.....	21
1.2 Метод динамического определения эталонного волнового фронта.....	30
1.3 Определение волнового фронта по двум распределениям флюенса в окрестности перетяжки на основе сверточной нейронной сети.....	37
1.4 Выводы к Главе 1	54
ГЛАВА 2. ИСПРАВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЕДИНИЧНЫХ СВЕРХМОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ.....	56
2.1 Фокусировка сверхмощного лазерного импульса в линейном режиме. .	56
2.2 Фокусировка сверхмощного лазерного импульса после самовоздействия.	65
2.3 Выводы к Главе 2	79
ГЛАВА 3. РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ НАСТРОЙКИ И ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.	81
3.1 Применение адаптивной оптической системы при позиционировании мишеней.....	81
3.2 Управление профилем излучения в области взаимодействия.	92

3.3 Повышение разрешения оптической диагностики типа накачка-зондирование за счет укорочения длительности импульса при помощи метода посткомпрессии.....	97
3.4 Выводы к Главе 3	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	117

Введение

Актуальность диссертационной работы

Взаимодействие лазерного излучения с веществом представляет интерес с фундаментальной и практической точек зрения. Лазерная плазма является источником вторичного излучения [1-4] и частиц [5-9] с уникальными параметрами, недоступными на классических ускорителях, а изучение ее динамики позволяет не только углубить понимание фундаментальных физических процессов, но и моделировать астрофизические явления [10-13] и исследовать перспективные подходы к инерциальному термоядерному синтезу [14-16].

Критически важным параметром, определяющим характер лазерно-плазменного взаимодействия, является пиковая интенсивность лазерного излучения в фокусе. Для достижения максимальной пиковой интенсивности требуются прецизионные методы контроля как спектральной фазы, влияющей на длительность импульса, так и волнового фронта, определяющего качество фокусировки.

Искажения в волновом фронте пучка возникают из-за неидеальности оптических элементов, ошибок юстировки, а также из-за нелинейных, тепловых и механических эффектов в оптическом тракте. Для коррекции искажений волнового фронта в современных лазерных системах используются адаптивные оптические системы (АОС) [17, 18]. Основными элементами АОС являются: деформируемое зеркало (ДЗ), способное изменять форму отражающей поверхности; датчик волнового фронта (ДВФ); и система управления. В процессе работы АОС осуществляет итеративную коррекцию формы ДЗ, минимизируя расхождения между измеряемым волновым фронтом и эталонным, который определяется в процессе калибровки системы.

Основными факторами, ограничивающими качество калибровки АОС, являются разностные искажения волнового фронта, возникающие между целевой точкой фокусировки и ДВФ, и динамические искажения волнового фронта,

которые появляются из-за влияния на волновой фронт пучка нестационарных эффектов, например, потоков воздуха в открытых частях лазерной установки.

Обычно калибровка АОС выполняется посредством слабого настроечного излучения, обладающего стабильными параметрами и высокой частотой повторения, что позволяет достигать практически безаберационной фокусировки. Однако, на мощных лазерных установках ключевым является коррекция волнового фронта именно мощных пучков [19-23]. Сложность коррекции при этом определяется низкой частотой повторения импульсов, нестабильностью параметров пучка и невозможностью прямого измерения фокального пятна в мощном излучении. В связи с этим, актуальной задачей является разработка эффективных подходов к коррекции волнового фронта мощного лазерного пучка, позволяющих сократить количество требуемых итераций, что критически важно для систем с низкой частотой повторения импульсов.

Коррекция искажений в лазерном пучке играет ключевую роль и в контексте технологий, использующих нелинейные взаимодействия. В последние годы активно развивается метод компрессии сверхмощных лазерных импульсов после компрессора CafCA (Compression after Compressor Approach) [24]. Данный метод основан на самомодуляции лазерного импульса в среде с кубической нелинейностью, приводящей к расширению спектра импульса и приобретению модуляции спектральной фазы, которая затем компенсируется чирпирующими зеркалами.

Метод CafCA позволяет дополнительно сжать лазерный импульс в несколько раз и практически пропорционально степени сжатия увеличить его мощность [25]. Так как уширение спектра происходит в результате фазовой самомодуляции, пучок приобретает специфические нелинейные фазовые искажения (НФИ), приводящие к пространственным неоднородностям формы спектральной фазы и спектра из-за пространственной неоднородности интенсивности проходящего нелинейный элемент лазерного пучка [26]. НФИ можно интерпретировать как изменяющиеся во времени искажения волнового фронта или как разные искажения на разных

частотах, поэтому в условиях наличия НФИ возникает необходимость в разработке специальных подходов для измерения и коррекции искажений такого рода.

Таким образом, в силу различий в характере и природе искажений волнового фронта – включая статические и динамические аберрации, а также нелинейные эффекты – работа адаптивной оптической системы оказывается специфичной для каждой конкретной лазерной установки и экспериментальной схемы. Важной задачей при этом является создание быстрых и точных методов калибровки и коррекции искажений волнового фронта, способных обеспечить наилучшую фокусировку сверхмощного лазерного пучка, в том числе и при наличии НФИ.

Однако достижение идеальной фокусировки само по себе не обеспечивает максимальной пиковой интенсивности на мишени, что обусловлено ошибками позиционирования мишени относительно фокуса лазерного пучка и может приводить к существенному снижению интенсивности излучения на поверхности мишени и, как следствие, уменьшению эффективности взаимодействия лазера с веществом. Методы позиционирования мишеней определяются характеристиками самих мишеней, параметрами используемой лазерной установки и особенностями схемы эксперимента, и включают, например, теневую съемку, ретрофокусировку, прямое наблюдение задней стороны мишени [27-29]. Также контроль положения мишеней может осуществляться путем регистрации продуктов лазерно-плазменного взаимодействия [30], что в основном применяется на лазерных установках с хорошей стабильностью параметров излучения и высокой частотой повторения импульсов. Способность АОС управлять волновым фронтом лазерного пучка позволяет не только эффективно корректировать аберрации, но и осуществлять прецизионное смещение положения фокуса по глубине. Это, в свою очередь, открывает возможности для разработки методов юстировки, обеспечивающих высокоточное совмещение мишени с фокусом.

Помимо задач точной фокусировки и позиционирования мишени, в ряде экспериментов возникает необходимость формирования заданного распределения интенсивности на мишени. В большинстве случаев при фокусировке стремятся получить дифракционно-ограниченное фокальное пятно, однако существуют и

задачи, где требуется иная форма распределения — например, в лабораторной астрофизике [12] или при управлении параметрами лазерно-плазменного источника частиц и вторичного излучения [31–33]. Достижение требуемого пространственного профиля интенсивности на мишени возможно посредством управления как амплитудным, так и фазовым распределением пучка. При этом изменение амплитудного профиля, как правило, сопровождается потерями энергии, что делает фазовые методы более предпочтительными. Особенно эффективными среди них являются подходы, основанные на применении АОС, обеспечивающих гибкое и высокоточное управление фазой лазерного пучка.

Таким образом, использование АОС позволяет не только корректировать волновой фронт для достижения максимальной пиковой интенсивности, но и контролируемо вносить искажения в пучок для управления распределением интенсивности на мишени и осуществления прецизионного позиционирования мишени, что делает АОС важным инструментом оптимизации лазерно-плазменного взаимодействия.

Следующим важным аспектом экспериментальных исследований является диагностика лазерной плазмы. Одним из методов исследования динамики плазмы является оптическая диагностика, и в частности, метод накачка-зондирование, основанный на использовании части фемтосекундного драйвера в качестве зондирующего импульса [34]. Отсутствие джиттера между лазерным драйвером и зондирующим импульсом позволяет при помощи данного метода изучать динамику плазмы в фемтосекундном масштабе путем управления положением оптической линии задержки.

Использование части основного лазерного импульса, длительность которого обычно составляет не менее нескольких десятков фемтосекунд приводит к эффекту размытия движения при зондировании релятивистских объектов в лазерной плазме, например, сингулярностей при BISER [35]. Способность метода CafCA уменьшать длительность лазерного импульса открывает возможности для использования данного метода не только в задаче увеличения пиковой

интенсивности, но и для создания ультракоротких зондирующих импульсов, способных повысить разрешение оптической диагностики лазерной плазмы.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью исследований является развитие методов управления параметрами лазерного излучения при фокусировке сверхмощных импульсов и диагностике лазерно-плазменного взаимодействия.

Для достижения поставленной цели в работе решались следующие задачи:

1. Создание комплекса методов, позволяющих существенно поднять точность и скорость калибровки адаптивной оптической системы.
2. Исследование коррекции волнового фронта на сверхмощной фемтосекундной лазерной системе.
3. Повышение интенсивности при фокусировке сверхмощных лазерных пучков с нелинейными фазовыми искажениями после посткомпрессии.
4. Разработка подходов для позиционирования мишеней и создания необходимого распределения интенсивности в фокусе при помощи адаптивной оптической системы.
5. Сокращение длительности зондирующих импульсов для диагностики релятивистских объектов в лазерной плазме.

Степень разработанности

В лазерных системах адаптивная оптика играет ключевую роль в обеспечении требуемого качества пучка. Для калибровки адаптивных оптических систем в условиях наличия разностных искажений, обычно используют методы безсенсорной адаптивной оптики [36-43]. Данные методы итерационны, и основаны на оптимизации фокального пятна на пространстве функций отклика деформируемого зеркала. Использование таких алгоритмов в большинстве случаев не требует сложных вычислений, поэтому скорость их работы достаточно высока.

Однако они имеют существенные недостатки, связанные с наличием большого числа локальных экстремумов, чувствительностью к начальным

условиям и параметрам оптимизации [44, 45]. Также в виду существенного количества итераций, требуемых таким алгоритмам, наличие динамических искажений волнового фронта приводит к добавлению ошибки на каждом шаге оптимизации и, следовательно, к существенному ухудшению эффективности.

Также существуют методы восстановления фазы на основе распределений интенсивности в ближней и дальней зоне. Впервые такой подход был предложен в работе [46]. Его суть состоит в том, что восстановление фазы осуществляется по двум измерениям интенсивности, в плоскости ближней зоны и дальней зоны, связь между которыми определяется преобразованием Фурье. Основным ограничением данного метода является, то, что в восстановленной фазе обычно присутствует неоднозначность. Решение проблемы с неоднозначностью было предложено в работе [47], где показано, что, используя второе изображение с дополнительной известной вариацией фазы относительно первого изображения, например, дефокусировкой, можно однозначно восстановить неизвестную фазу. Тем не менее, метод имеет проблемы со сходимостью, которые в некоторых случаях решаются введением начального приближения фазы.

В последнее время активно развиваются методы восстановления фазы на основе нейросетей. Такие подходы в адаптивной оптике существуют довольно давно, например в работе [48] при помощи нейросети было предложено определять изменения в длине пути и наклоны волнового фронта между элементами решетки телескопов, а в работе [49] нейронная сеть использовалась для расчета волнового фронта по сфокусированным и расфокусированным изображениям. С развитием нейронных сетей, было предложено множество новых подходов для восстановления волнового фронта на основе полносвязных [50, 51] и сверточных [52-55] нейронных сетей. При этом наибольшую точность в последнее время показывают именно сверточные нейросети по причине их лучшей способности работать с изображениями (матрицами). Преимуществом использования нейронных сетей является возможность достижения высокой точности восстановления волнового фронта за малое число итераций, вплоть до одной. Разработка методов восстановления искажений волнового фронта по

распределению флюенса пучка в разных плоскостях на основе нейросетей позволит повысить точность и скорость определения эталонного волнового фронта, в том числе и при наличии динамических aberrаций. Однако следует учитывать, что нейросетевые методы не обеспечивают абсолютной точности: результат предсказания всегда содержит остаточную ошибку, связанную с ограничениями обучающей выборки и архитектуры модели.

Калибровка АОС необходима для корректного учета внутренних aberrаций оптической системы и нахождения эталонного волнового фронта, относительно которого в дальнейшем вычисляются искажения и происходит расчёт управляющих сигналов на деформируемое зеркало. В мощных лазерных системах это критически важно для обеспечения максимальной пиковой интенсивности в фокусе, и позволяет исследовать возможности фокусировки сверхмощного излучения. Такие исследования являются неотъемлемой частью работы современных лазерных установок. Примером может служить работа [19], в которой команда Мичиганского университета впервые сообщает о достижении пиковой интенсивности порядка 10^{22} Вт/см² на лазере HERCULES в 2004 году. В работе использовался лазерный импульс мощностью 45 ТВт, который после ослабления фокусировался параболическим зеркалом $f/0.6$. В результате, после коррекции разностных искажений было достигнуто число Штреля 0.9, что по оценкам соответствовало интенсивности 10^{22} Вт/см². В работе использовалось одноступенчатая АОС с деформируемым зеркалом диаметром 7.62 см, имеющим 96 управляемых элементов. Высокое качество фокусировки было в первую очередь обусловлено хорошей стабильностью волнового фронта пучка от выстрела к выстрелу, а также большой плотностью управляемых элементов зеркала.

В последующие годы интенсивность аналогичного уровня была достигнута и на других установках, однако уже при большей мощности и апертуре пучка. В 2017 году с помощью лазера J-KAREN-P в KPSI (Япония) также был достигнут уровень оцениваемой пиковой интенсивности порядка 10^{22} Вт/см² [20]. Здесь лазерный луч мощностью 300 ТВт был сфокусирован до размера пятна 1.3 мкм с

помощью внеосевого параболического зеркала (ОАР) $f/1.3$, искажения волнового фронта были скорректированы при помощи деформируемого зеркала с 56 электродами в пучке диаметром 280 мм. Число Штреля при этом составило 0.46. На лазерной установке SULF в SIOM (Китай) была достигнута пиковая интенсивность $2 * 10^{22}$ Вт/см² [21]. Лазерный луч мощностью 5.4 ПВт фокусировался с помощью $f/2.5$ ОАР, а волновой фронт корректировался с помощью двухступенчатой АОС. Первое ДЗ располагалось перед последним телескопом после усилителей, имело апертуру 130 мм и 64 актюатора, второе ДЗ располагалось после компрессора и имело апертуру 300 мм и 77 актюаторов. В результате коррекции было получено фокальное пятно, которое содержало примерно 27.7 % энергии в области FWHM. На лазере CoReLS была достигнута фокусировка 0.4 по числу Штреля в 3 ПВт режиме работы лазера [22]. Для коррекции волнового фронта лазера использовались две ступени деформируемых зеркал с апертурами 100 мм и 300 мм и количеством актюаторов 48 и 127 соответственно. После ослабления лазерный луч был сфокусирован внеосевым параболическим зеркалом $f/1.6$. Без ослабления, соответствующая такой фокусировке пиковая интенсивность составила бы $5.5 * 10^{22}$ Вт/см². Впоследствии увеличив остроту фокусировки при помощи внеосевого параболического зеркала $f/1.1$ и улучшив фокусировку до числа Штреля порядка 0.6, удалось увеличить интенсивность до оценочных значений порядка 10^{23} Вт/см², что является рекордным значением на данный момент [23]. Также лазерная система HPLS исследовательской инфраструктуры ELI-NP, пиковая мощность которой оценивается в 10 ПВт, позволила после компрессора в канале диагностики наблюдать волновой фронт с остаточными искажениями с СКО порядка 74 нм, что по аналитическим оценкам соответствует числу Штреля 0.73 и пиковой интенсивности порядка $10^{22} - 10^{23}$ Вт/см² [56].

Достижение предельных значений пиковой интенсивности на лазерных системах сверхвысокой мощности сталкивается с рядом ограничений. К ним относятся лучевая стойкость дифракционных решеток компрессора, а также

ограничения на выходную мощность, определяемые параметрами лазерной установки. Одним из перспективных направлений повышения пиковой мощности, которое активно развивается в последнее время, является нелинейная посткомпрессия лазерных импульсов под названием TFC (Thin Film Compression) [57] или CafCA (Compression after Compressor Approach) [24, 58]. Метод призван увеличить мощность лазерных систем за счет дополнительного сжатия импульса после самовоздействия в нелинейной среде. В качестве нелинейной среды для сверхмощных лазерных импульсов, обычно используют тонкие пластины из стекла, плавленого кварца, полимеров или кристаллов.

В условиях использования метода посткомпрессии особый интерес представляют исследования фокусируемости лазерного пучка после нелинейного самовоздействия. Такие исследования были проведены в экспериментальных работах [59, 60], где было показано, что фокусируемость лазерных пучков после посткомпрессии ухудшалась, но не критически. Это, вероятно, было обусловлено малыми значениями В-интеграла и плоским распределением энергии в ближней зоне пучка. В работе [61] были проанализированы и исправлены искажения волнового фронта после посткомпрессии лазерного пучка, что позволило добиться увеличения интенсивности при фокусировке сжатого импульса в 1.5 раза. В работе [26] были предложены и численно исследованы подходы к коррекции волнового фронта и повышению пиковой интенсивности лазерного импульса после CafCA, некоторые из которых можно применить в эксперименте с использованием стандартных АОС.

Что касается лазерно-плазменного взаимодействия, то важной задачей для его изучения и оптимизации, является управление профилем пучка на мишени. Исследования, представленные в работах [31-33, 62, 63] показывают, что возможность управлять волновым фронтом пучка в области взаимодействия может позволить не только увеличивать эффективность взаимодействия, но и управлять параметрами вторичных источников. Помимо этого, специфические распределения интенсивности на мишени могут позволить исследовать различные физические процессы, например, использование пучка с большим аспектным соотношением

при фокусировке на мишени позволяет исследовать простирающейся в поперечном направлении поток горячей лазерной плазмы при расширении в вакуум перпендикулярно окружающему магнитному полю для имитации геометрии взаимодействия однородного аккреционного диска с магнитным полем звезды [12].

Метод накачка-зондирование, основанный на использовании части сверхмощного фемтосекундного лазерного импульса в качестве зондирующего импульса, является удобным инструментом для исследования лазерной плазмы. Однако длина импульсов большинства сверхмощных лазерных систем составляет порядка нескольких десятков фс, поэтому зондирование релятивистских объектов с помощью импульсов такой длительности приводит к эффекту размытия изображения из-за движения объекта. Эффект размытия можно уменьшить за счет сжатия пробного импульса, что является сложной технической задачей, по той причине, что помимо создания короткого импульса необходимо обеспечить оптическую синхронизацию между основным и зондирующим импульсами. Для этой задачи часто используют методы сокращения длительности лазерных импульсов на основе эффекта самомодуляции в нелинейных средах, таких как оптические волноводы, капилляры, ячейки или пластины [64].

Методы, использующие волноводы [65-67], требуют входного пучка, хорошо согласованного с модой волновода. Недостатком таких методов является ограничение мощности из-за малого размера моды, преимуществом — большая эффективная длина взаимодействия, обеспечивающая необходимый В-интеграл даже при небольшой интенсивности. Использование газонаполненных капилляров — полых волокон (HCF) [68], позволяет использовать пучки большей мощности. Также существуют методы, где пучок распространяется в ячейке, заполненной веществом [69, 70]. В ячейках нелинейность накапливается за много проходов, поэтому для фильтрации и компенсации расходимости пучка, в таких методах используются телескопы. Мощность излучения при использовании ячеек ограничивается ионизацией в фокусе линз телескопов, поэтому для увеличения мощности требуются более пологая фокусировка, и следовательно большие размеры ячеек. Также в качестве нелинейной среды можно использовать тонкий

твёрдый нелинейный элемент. Методы на основе тонких твёрдых нелинейных сред (TFC или CafCA) [24] в последнее время активно применяются на сверхмощных лазерных установках для сжатия мощных лазерных импульсов, но их также можно применять и для получения ультракоротких зондирующих импульсов.

Научная новизна работы

Разработан метод калибровки адаптивной оптической системы на основе совместного анализа фокального пятна и волнового фронта пучка, что позволяет повысить качество фокусировки за счет корректного учета динамических искажений волнового фронта в процессе калибровки.

Разработана архитектура сверточной нейронной сети для восстановления волнового фронта на основе распределения флюенса в двух плоскостях в окрестности фокуса. Такой подход обеспечивает прямое восстановление волнового фронта и представляет собой альтернативу традиционным итерационным алгоритмам, позволяя значительно сократить время калибровки адаптивной оптической системы и повысить её точность.

Впервые экспериментально реализована компенсация нелинейных фазовых искажений, возникающих при посткомпрессии сверхмощных лазерных импульсов при низкой частоте повторений и В-интеграле порядка 10.

Предложен и численно исследован подход к формированию ультракоротких зондирующих импульсов при помощи метода посткомпрессии. Показано, что наличие пред- и постимпульсов, возникающих при посткомпрессии не приводит к существенной потере информативности оптической диагностики релятивистских объектов.

Практическая значимость работы

Разработаны методы калибровки адаптивных оптических систем, позволяющие определять эталонный волновой фронт соответствующий безабберационной фокусировке, что необходимо для достижения максимальной

пиковой интенсивности в фокусе при коррекции волнового фронта мощных пучков.

Показано, что в сверхмощных лазерных системах с низкой частотой повторений, где различия между пучками в настроенном и разовом режимах больше, чем различия между пучками в разовом режиме, финальная коррекция волнового фронта должна производиться непосредственно в мощном пучке. Такой подход позволяет оптимизировать работу лазерной установки и повысить её эффективность.

Экспериментально продемонстрирована возможность коррекции нелинейных фазовых искажений по измерениям волнового фронта как в широком, так и в узком спектральном диапазоне. Полученные результаты подтверждают применимость метода посткомпрессии для повышения сфокусированной пиковой интенсивности сверхмощных лазерных пучков и возможность реализации тракта измерения волнового фронта без использования специализированной широкополосной оптики.

Разработаны методы прецизионного позиционирования, обеспечивающие субрелеевскую точность совмещения мишени с фокусом пучка по глубине фокусировки, что позволяет обеспечить на мишени максимальную пиковую интенсивность и повысить эффективность лазерно-плазменного взаимодействия.

Предложен подход к формированию ультракоротких зондирующих импульсов методом посткомпрессии, позволяющий кратно степени сжатия уменьшить эффект размытия движения при диагностике релятивистских объектов в лазерной плазме. Это существенно повышает пространственно-временное разрешение диагностики типа накачка-зондирование.

Методы исследования

В качестве основного инструмента исследований выступала адаптивная оптическая система производства АКА Optics [71]. АОС состояла из биморфного деформируемого зеркала, датчика волнового фронта гартмановского типа и системы управления. Деформируемое зеркало имело апертуру 240 мм, и состояло

из стеклянной подложки с отражающим покрытием, к которой были приклеены два пьезодиска. Первый пьезодиск позволял управлять общей кривизной зеркала, второй был сегментирован, и позволял управлять локальными деформациями поверхности. Всего зеркало имело 96 управляемых пьезоактюаторов. Датчик волнового фронта состоял из матрицы камеры и микролинзового растра. Камера имела КМОП матрицу 2048 x 2048 пикселей с размером пикселя 5.5 мкм. Микролинзовый растр имел фокусное расстояние 3.2 мм и период 136 мкм.

В численном моделировании создание волновых фронтов проводилось при помощи разложения Цернике [72, 73]. Связь между ближней и дальней зоной обеспечивалась при помощи преобразования Фурье.

Экспериментальные исследования проведены на лазерном комплексе PEARL [74, 75]. Лазерный комплекс PEARL представляет собой параметрическую лазерную систему с усилением чирпированных импульсов. В разовом режиме энергия на выходе компрессора может достигать более 20 Дж. Апертура пучка на выходе из компрессора составляет до 180 мм. Длительность составляет около 60 фс. Центральная длина волны - 910 нм.

Для восстановления волнового фронта пучка на основе распределений флюенса в фокусе и вне фокуса, использовались сверточные нейросети [76]. Для создания нейронной сети использовался язык python и библиотека TensorFlow [77]. TensorFlow – это открытая программная библиотека для машинного обучения, разработанная компанией Google для решения задач построения и тренировки нейронных сетей.

Распространение лазерных импульсов в среде с керровской нелинейностью моделировалось при помощи численного решения нелинейного уравнения Шредингера относительно огибающей напряженности электрического поля во втором приближении теории дисперсии [24]. Для численного решения уравнения использовался метод расщепления (Split-Step method). Этот метод разделяет уравнение на линейную и нелинейную части, которые решаются по отдельности на каждом шаге по пространственной координате. Линейная часть решается с

использованием быстрого преобразования Фурье, а нелинейная часть решается методом Predictor-Corrector.

Положения, выносимые на защиту

1. Совместный анализ фокального пятна и волнового фронта позволяет обеспечить безабберационную калибровку адаптивной оптической системы в условиях наличия динамических искажений.
2. Скорость и точность нахождения эталонного волнового фронта адаптивной оптической системы можно повысить, используя метод предсказания волнового фронта по двум распределениям флюенса в окрестности перетяжки на основе сверточной нейронной сети.
3. Поскольку различия между настроочным и разовым режимами работы параметрической лазерной системы PEARL превышают различия между пучками в разовом режиме, финальная коррекция волнового фронта должна выполняться непосредственно при работе в разовом режиме.
4. Использование адаптивной оптической системы после посткомпрессии мощных фемтосекундных импульсов позволяет увеличить сфокусированную пиковую интенсивность в 3.5 раза за счет компенсации нелинейных фазовых искажений.
5. Адаптивная оптическая система за счет коррекции искажений волнового фронта и возможности управления положением фокуса обеспечивает субрелеевскую точность совмещения острого края мишени с фокусом.
6. Использование метода посткомпрессии для сжатия фемтосекундных зондирующих импульсов позволяет уменьшить эффект размытия движения при детектировании релятивистских объектов кратно степени сжатия, а появляющиеся при этом пред- и постимпульсы не приводят к заметному снижению информативности диагностики.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректным применением математических методов и соответствием экспериментальных данных результатам численных расчетов. Физическая трактовка полученных результатов находится в согласии с общепризнанными представлениями.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях и научных школах:

- International Symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP-2021)
- Научная школа «Нелинейные волны», г. Нижний Новгород, 2020, 2022, 2024 гг.
- XXVI Нижегородская сессия молодых ученых, г. Нижний Новгород, 2021 г.
- International Conference Laser Optics (ICLO), г. Санкт Петербург, 2020, 2021, 2022, 2024 гг.
- XIV Всероссийская школа для студентов и молодых учёных по лазерной физике и лазерным технологиям, г. Саров, 2023 г.
- VIII International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight 2024), г. Москва, 2024 г.

Результаты работы также обсуждались на научных семинарах в Институте прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН. Представленные результаты были отмечены первой премией XXV конкурса работ молодых учёных ИПФ РАН в 2023 г.

Личный вклад автора

Все основные результаты диссертации получены при непосредственном участии диссертанта совместно с научным руководителем и соавторами. В каждый из полученных результатов автор внес определяющий вклад в подготовку и проведение эксперимента, обработку экспериментальных данных, анализ и

интерпретацию результатов. В задаче разработки подхода к восстановлению волнового фронта на основе сверточной нейросети автор внес определяющий вклад в концепцию, постановку задачи и численное моделирование. В исследовании по получению ультракоротких зондирующих импульсов автор также отвечал за ключевые этапы численного моделирования.

Публикации

Материалы диссертации были опубликованы в ведущих российских и зарубежных научных журналах: Optics Express, Journal of Instrumentation, Matter and radiation at extremes, Квантовая Электроника, а также в материалах конференций. Всего по теме исследования опубликовано 6 статей в рецензируемых научных журналах [A1 – A7].

A1. Котов А. В. и др. Адаптивная система коррекции оптических аберраций излучения мощных лазеров с динамическим определением эталонной формы волнового фронта //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 7. – С. 593-596.

A2. Котов А. В. и др. Восстановление волнового фронта лазерного пучка на основе анализа распределения интенсивности в фокусе и вне фокуса с использованием свёрточной нейронной сети // Известия вузов. Радиофизика. – 2024. – Т. 67. – №. 11-12. – С. 1013-1019.

A3. Соловьев А. А. и др. Адаптивная система коррекции волнового фронта лазерного комплекса PEARL //Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – №. 12. – С. 1115-1122.

A4. Soloviev A. et al. Improving focusability of post-compressed PW laser pulses using a deformable mirror //Optics Express. – 2022. – Т. 30. – №. 22. – С. 40584-40591.

A5. Kotov A. V. et al. Enhanced diagnostics of radiating relativistic singularities and BISER by nonlinear post-compression of optical probe pulse //Journal of Instrumentation. – 2022. – Т. 17. – №. 07. – С. P07035.

A6. Kumar D. et al. Alignment of solid targets under extreme tight focus conditions generated by an ellipsoidal plasma mirror //Matter and radiation at extremes. – 2019. – Т. 4. – №. 2.

А7. 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. 313-335.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 129 страниц, и включает 33 рисунка и 4 таблицы. Список литературы содержит 124 наименования.

Глава 1. Коррекция волнового фронта при помощи адаптивной оптической системы

1.1 Компенсация разностных искажений.

Достижение максимальной пиковой интенсивности на лазерных установках невозможно без качественной фокусировки излучения. Основными факторами, ограничивающими фокусировку, являются искажения волнового фронта. Они возникают из-за неидеальной формы поверхности оптических элементов, ошибок юстировки, воздействия на пучок турбулентных потоков воздуха, нелинейных, тепловых и механических эффектов.

Для управления волновым фронтом на лазерных системах используют адаптивные оптические системы. АОС состоят из зеркала с управляемой формой поверхности – деформируемого зеркала, датчика волнового фронта и системы управления.

Принципиальная схема работы АОС представлена на Рисунке 1.1. Излучение с искажениями волнового фронта отражается от деформируемого зеркала, после чего основная часть излучения фокусируется, а часть, проходя через полупрозрачное зеркало, направляется на измерение волнового фронта. На основании измерений ДВФ система управления формирует управляющие сигналы, передаваемые на ДЗ, которое изменяет свою форму, компенсируя измеренные искажения. Таким образом формируется система с обратной связью на основе датчика волнового фронта.

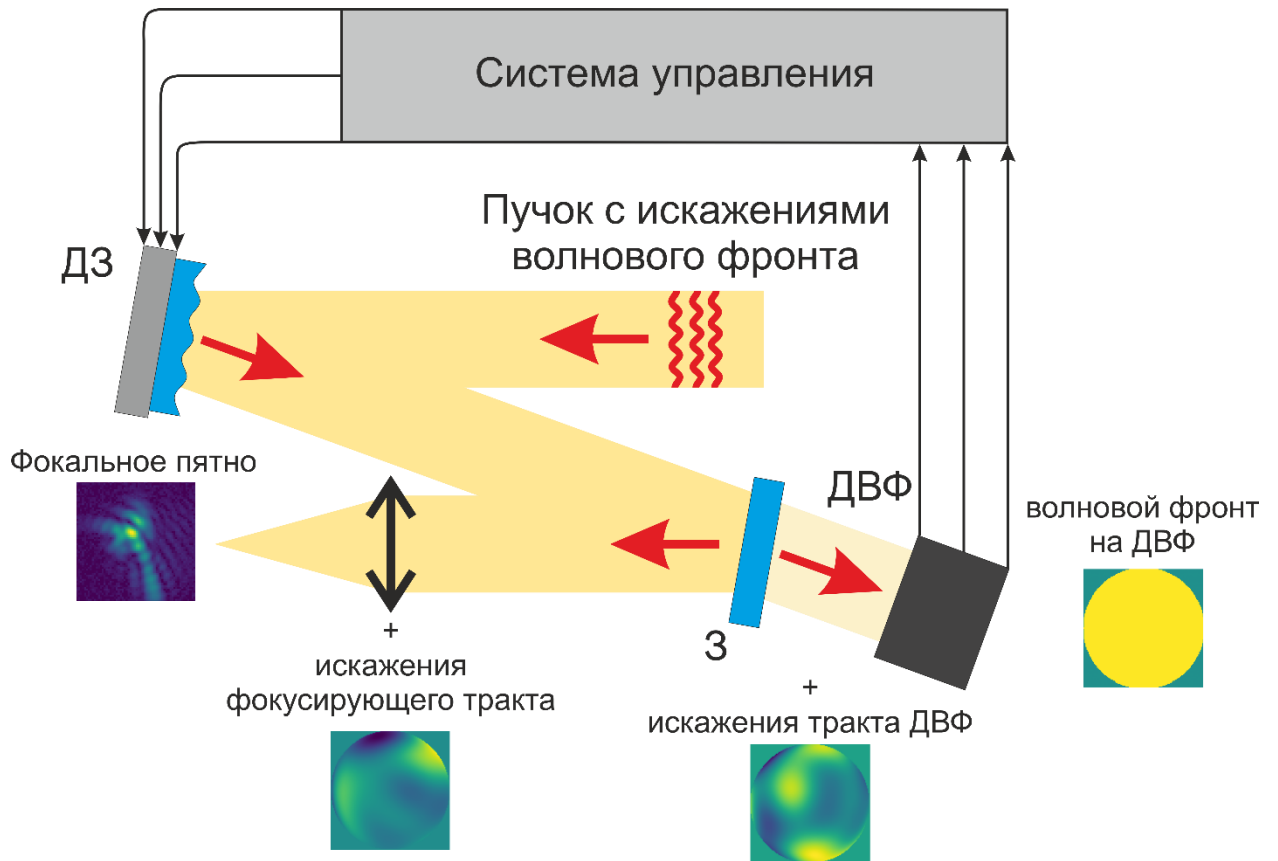


Рисунок 1.1. Принципиальная схема АОС с иллюстрацией возникновения разностных искажений. ДЗ – деформируемое зеркало, ДВФ – датчик волнового фронта, З – плоское полупрозрачное зеркало.

Для исследований, представленных в данной работе, использовалась АОС производства АКА Optics [71] в состав которой входили ДВФ гартмановского типа Рисунок 1.2 (а) и биморфное деформируемое зеркало Рисунок 1.2 (б).

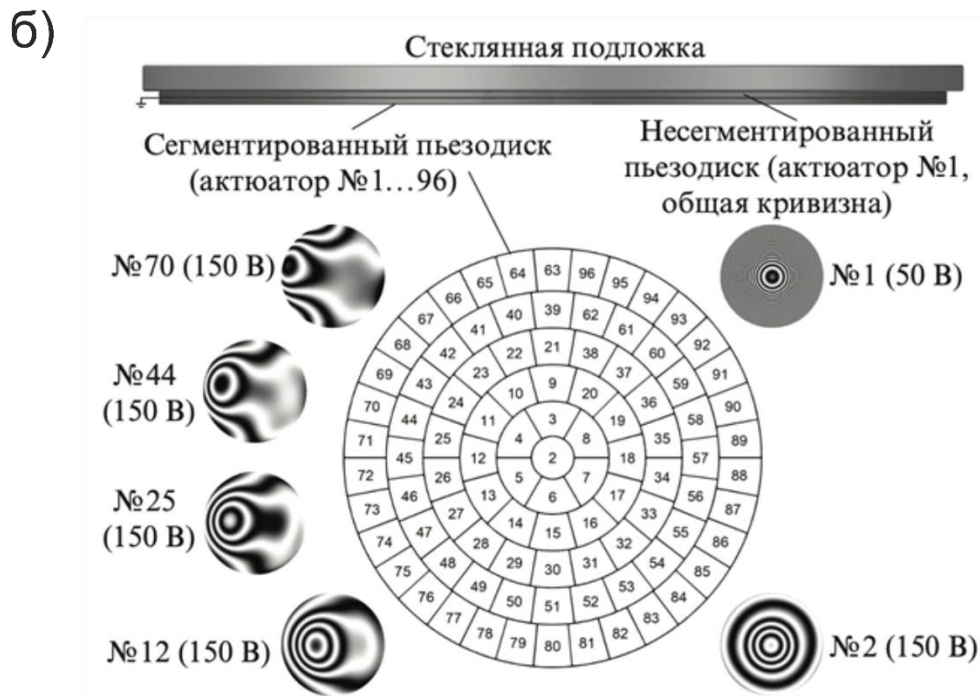
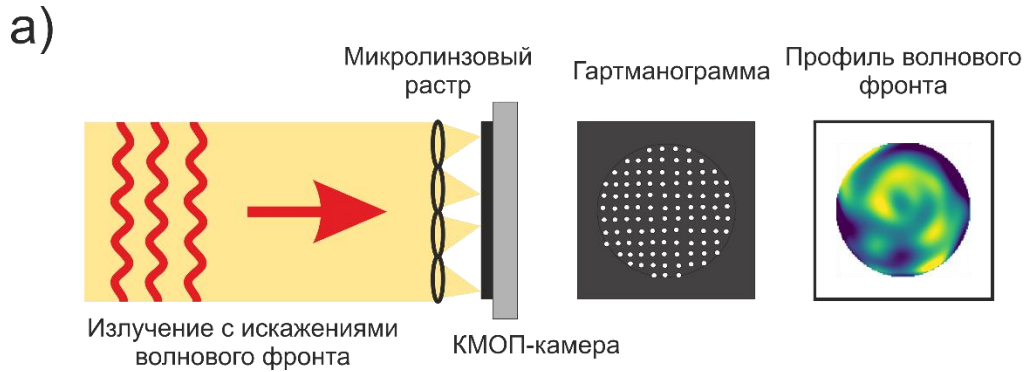


Рисунок 1.2. Принципиальная схема датчика волнового фронта гартмановского типа (а) и принципиальное устройство биморфного зеркала, схема электродов сегментированного пьезодиска и примеры функций отклика некоторых электродов (б).

Биморфное зеркало [78] состоит из полированной подложки толщиной порядка 7 мм с нанесенным на нее отражающим покрытием и двух пьезокерамических дисков с токопроводящими поверхностями (Рисунок 1.2 (б)). Все компоненты зеркала жестко склеены между собой. Работа деформируемого зеркала основана на использовании обратного пьезоэффекта: при подаче электрического напряжения на пьезодиски возникает продольное сжатие или

растяжение пьезокерамики, что в свою очередь приводит к деформации поверхности зеркала, и позволяет управлять его формой с высокой точностью.

Внутренний пьезодиск со сплошным электродом служит для формирования общей кривизны поверхности зеркала. На внешней поверхности второго пьезодиска выполнены электроды в виде гальванически развязанных сегментов, с помощью которых формируются локальные деформации поверхности зеркала [79]. В первом приближении отклик электродов можно считать линейным и независимым от формы зеркала, поэтому при подаче управляющих напряжений на группу электродов сегментированного пьезодиска, деформацию поверхности зеркала представляют в виде суперпозиции локальных деформаций. В работе использовалось 96-электродное биморфное зеркало диаметром 240 мм, рассчитанное для работы с пучком апертурой порядка 200 мм, с максимальной деформацией поверхности более 100 мкм соответствующей дефокусировке в диапазоне управляющих напряжений $-300...+600$ В. Отражающая поверхность зеркала покрыта многослойным диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения не менее 99.8% в спектральном диапазоне 910 ± 50 нм.

Датчик волнового фронта гартмановского типа [80] состоит из КМОП-камеры со встроенным в нее микролинзовым растром. Матрица камеры имеет апертуру порядка 1 см и размер пикселя 5.5 мкм, микролинзовый растр имеет фокусное расстояние 3.2 мм и период 136 мкм. Спектральный диапазон чувствительности матрицы 400 – 1100 нм. Используемый ДВФ имеет точность измерения среднеквадратического отклонения (СКО) искажений волнового фронта не хуже, чем $\lambda/40$. Для измерения искажений волнового фронта в пучках, апертура которых превышает размер линзового растра, применяют телескопическую систему, при этом для корректной работы АОС необходимо осуществить сопряжение в оптическом смысле плоскости ДЗ и микролинзового растра ДВФ.

Падающее на ДВФ излучение делится микролинзовым растром на субапертуры, и фокусируется в плоскости матрицы камеры образуя двумерную картину фокальных пятен, называемую гартманограммой (Рисунок 1.1 (а)). Смещение центроидов фокальных пятен относительно некоторого их положения,

называемого эталонным, позволяет восстановить локальные наклоны волнового фронта, и следовательно профиль волнового фронта. При этом восстановленный профиль волнового фронта по сути является разностью между волновым фронтом, который был взят в качестве эталонного, и наблюдаемым волновым фронтом. Эталонный волновой фронт находится в результате калибровки.

Стандартная процедура коррекции волнового фронта адаптивной оптической системой осуществляется методом фазового сопряжения [81, 82], и происходит следующим образом. Перед осуществлением коррекции измеряются функции отклика электродов деформируемого зеркала. Функции отклика представляют собой изменения волнового фронта вследствие подачи единичного воздействия на отдельные электроды деформируемого зеркала, примеры функций отклика для некоторых электродов приведены на Рисунок 1.2(б). Далее на основании измерений ДВФ рассчитывается необходимая для коррекции волнового фронта кривизна деформируемого зеркала, которая раскладывается по измеренным функциям отклика. Коэффициентами в разложении являются значения управляющих напряжений на электродах зеркала, которые далее подаются на ДЗ.

Из-за наличия небольших гистерезиса и нелинейности функций откликов зеркала, полная компенсация за один шаг затруднительна. Поэтому оптимальная коррекция достигается за несколько итераций. Также это способствует более точной коррекции и предотвращению перекомпенсации искажений. Адаптивная система способна совершать шаги коррекции с частотой, ограниченной скоростью захвата и обработки изображения с ДВФ, само же деформируемое зеркало способно изменять управляющие напряжения в полосе частот до 400 Гц. В результате фазового сопряжения формируется волновой фронт с ошибкой относительно эталонного профиля складывающейся из ошибки измерения волнового фронта ДВФ и ошибки вследствие неидеального разложения требуемой формы по функциям отклика ДЗ.

Профиль амплитуды и волнового фронта в ближней зоне пучка в простейшем случае можно связать с фокальным пятном при помощи преобразования Фурье. При этом очевидно, что максимальная пиковая интенсивность в фокальном пятне

будет наблюдаться в условиях плоского волнового фронта. Соответственно, если в качестве эталонного волнового фронта для ДВФ был взят плоский волновой фронт, то АОС сможет сформировать плоский волновой фронт в плоскости ДВФ с учетом погрешности измерения волнового фронта и формирования поверхности деформируемого зеркала. Однако наличие неодинаковых искажений волнового фронта в канале фокусировки и в канале измерения волнового фронта приводит к тому, что даже при идеально плоском волновом фронте на ДВФ, фокальное пятно будет отличаться от идеального (Рисунок 1.1). Искажения волнового фронта, возникающие между областью фокусировки и ДВФ принято называть разностными искажениями. В условиях наличия разностных искажений в системе необходимо провести калибровку АОС, то есть найти эталонный волновой фронт, соответствующий в предельном случае идеальной фокусировке. Такой волновой фронт по сути будет обратным к разностным искажениям. Ошибки в определении эталонной формы волнового фронта, очевидно, будут приводить к снижению качества фокусировки при коррекции.

В экспериментах, важной задачей которых является достижение максимальной пиковой интенсивности, наиболее простой и естественной оценкой эффективности компенсации aberrаций является число Штреля (S) - отношение измеренной на оси пучка плотности энергии в перетяжке к максимально возможной для данного распределения в ближней зоне в предположении идеально плоского волнового фронта и идеальной фокусирующей оптики. Таким образом отличие S от единицы показывает уменьшение пиковой плотности энергии в перетяжке из-за искажений волнового фронта.

Существующие стандартные методы калибровки адаптивных оптических систем носят итерационный характер и сводятся к оптимизации параметров фокального пятна в пространстве форм волновых фронтов. Данные методы реализуются через последовательный перебор напряжений на отдельных электродах или их комбинациях, что, по сути, представляет собой задачу поиска экстремума целевой функции. Типичным примером служит алгоритм «восхождения на холм по электродам» [36, 37], в котором пробное напряжение

подается на выбранный электрод или группу электродов деформируемого зеркала. Если это приводит к улучшению целевой функции (например, увеличению интенсивности фокального пятна), алгоритм продолжает корректировать напряжение в том же направлении до достижения локального экстремума. Процедура повторяется для следующих электродов до завершения цикла. Данный алгоритм прост в реализации и обладает рядом недостатков: хотя целевая функция имеет единственный глобальный максимум, соответствующий идеальной фокусировке, алгоритм часто останавливается в локальных экстремумах; результат калибровки существенно варьируется при изменении начальных условий; последовательный перебор электродов требует значительного времени, особенно для систем с большим количеством управляющих элементов.

Для преодоления этих ограничений разработаны более сложные алгоритмы. Например, генетические алгоритмы [37-39] используют популяционный подход и механизмы мутации, позволяя параллельно исследовать широкие области параметрического пространства. Это снижает риск застревания в локальных экстремумах и уменьшает зависимость от начальных условий. Стохастический параллельный градиентный спуск [40, 41] сочетает параллельное возмущение множества параметров с оценкой градиента целевой функции. Введение шума в процесс оптимизации помогает «выталкивать» алгоритм из локальных экстремумов. Алгоритм моделирования отжига [42, 43] имитирует термодинамический процесс охлаждения, алгоритм начинает с высокой «температуры» — параметра, определяющего вероятность принятия решений, и на начальных этапах система активно исследует широкие области параметрического пространства, по мере снижения «температуры» алгоритм переходит к тонкой настройке, фокусируясь на локальном поиске вблизи текущего решения. Данные методы имеют общие ограничения: они требуют значительных ресурсов для обработки данных в реальном времени, особенно в системах с большим числом управляющих каналов; эффективность методов зависит от тонкой настройки гиперпараметров (например, скорости охлаждения в отжиге или мутационной вероятности в генетических алгоритмах); нет гарантии достижения глобального

экстремума за конечное время, особенно при сильных искажениях; рост размерности задачи (увеличение числа электродов) приводит к экспоненциальному замедлению оптимизации. Таким образом, важной задачей является разработка алгоритмов, сочетающих высокую скорость сходимости, устойчивость к локальным экстремумам и низкую вычислительную нагрузку.

Для преодоления ограничений, присущих алгоритмам на основе оптимизации фокального пятна по отдельным электродам, был предложен модифицированный алгоритм восхождения на холм, основанный на модах Цернике [A1, 83]. Этот алгоритм в качестве регулируемых переменных для оптимизации использует комбинации напряжений на электродах, соответствующие модам Цернике [84], вместо отдельных напряжений на электродах, как в стандартных методах.

Впервые моды Цернике были использованы в методе фазового контраста для проверки круглых зеркал [72], и с тех пор получили широкое распространение. Распространенность мод Цернике обусловлена их уникальными математическими свойствами. Во-первых, они ортогональны по единичной окружности. Ортогональность делает коэффициенты разложения функции волнового фронта независимыми от количества членов. Это условие означает, что любое количество дополнительных членов может быть добавлено без влияния на уже вычисленные. Во-вторых, хотя также существуют и другие разложения, ортогональные на единичном круге, моды Цернике уникальны в том смысле, что они соответствуют естественным абберрациям, вызванным неидеальностью оптики и ошибками юстировки, таким как дефокус астигматизм, кома, сферическая абберрация и другими. В-третьих, использование нормализованного разложения Цернике для описания абберраций дает то преимущество, что коэффициент или значение каждой моды представляет собой среднеквадратичную ошибку волнового фронта, приписываемую данной моде. Коэффициенты большей величины указывают на больший вклад этой конкретной моды в общую среднеквадратическую ошибку волнового фронта системы и, следовательно, на большее негативное влияние на оптические характеристики системы.

Таким образом, с точки зрения оптимизации, разложение Цернике обладает следующими важными преимуществами. Возможность использовать ограниченное число членов в разложении позволяет значительно сократить число параметров оптимизации, а их ортогональность дает возможность оптимизировать их независимо друг от друга. Соответственно значительно уменьшается число локальных экстремумов, и оптимизация происходит в разы быстрее и эффективнее по сравнению со стандартными методами.

Следует также отметить, что моды Цернике не всегда являются лучшими полиномами для аппроксимации волнового фронта. В некоторых случаях они могут плохо описывать волновой фронт. Некоторые эффекты турбулентности воздуха и ошибки при производстве оптических элементов не могут быть хорошо представлены даже при большом расширении последовательности Цернике [85]. Также в любой системе с некруглыми пучками полиномы Цернике не будут ортогональными по всей площади пучка и, следовательно, не могут быть идеальной полиномиальной последовательностью.

1.2 Метод динамического определения эталонного волнового фронта.

По пути прохождения лазерного пучка в оптическом тракте помимо стационарных искажений пучок также приобретает динамические искажения волнового фронта. Динамическими искажениями волнового фронта называются непостоянные во времени искажения, появляющиеся, например, из-за воздействия на волновой фронт пучка потоков воздуха в открытых частях оптического тракта или тепловых эффектов в лазере. Наличие динамических искажений в системе сильно усложняет работу итерационных алгоритмов калибровки АОС. На каждой итерации к стационарным искажениям волнового фронта из-за наличия динамических искажений добавляется ошибка, что сильно ухудшает эффективность работы как стандартных алгоритмов, так и алгоритма восхождения на холм, основанного на модах Цернике.

Для преодоления ограничений, вызванных наличием динамических аберраций в системе, был предложен метод динамического определения эталонного волнового фронта [А1], основанный на обработке синхронно захваченных данных с ДВФ и фокальной камеры в условиях стабилизированного волнового фронта. Метод позволяет существенно поднять точность и уменьшить время оптимизации фокального пятна за счет сведения к минимуму влияния динамических искажений на волновой фронт.

Суть предложенного метода заключается в совместном использовании метода фазового сопряжения, способного поддерживать необходимую форму волнового фронта с ошибкой меньше, чем $\lambda/20$ и частотой более 20 Гц, и метода восхождения на холм, основанного на модах Цернике. Таким образом алгоритм фазового сопряжения позволяет стабилизировать волновой фронт в плоскости ДВФ, а дальнейшая оптимизация происходит методом восхождения на холм путем добавления к эталонной форме волнового фронта мод Цернике. При этом на каждом шаге оптимизации происходит совместный захват изображения с ДВФ и фокальной камеры, что позволяет определять ошибку формирования требуемого

волнового фронта, и тем самым выбирать для дальнейшего анализа те реализации, которые обеспечивают минимальное значение этой ошибки.

Предлагаемый метод был реализован в ходе модификации адаптивной системы коррекции волнового фронта на лазерном комплексе PEARL. Принципиальная оптическая схема для экспериментальной демонстрации эффективности метода приведена на Рисунке.1.3.

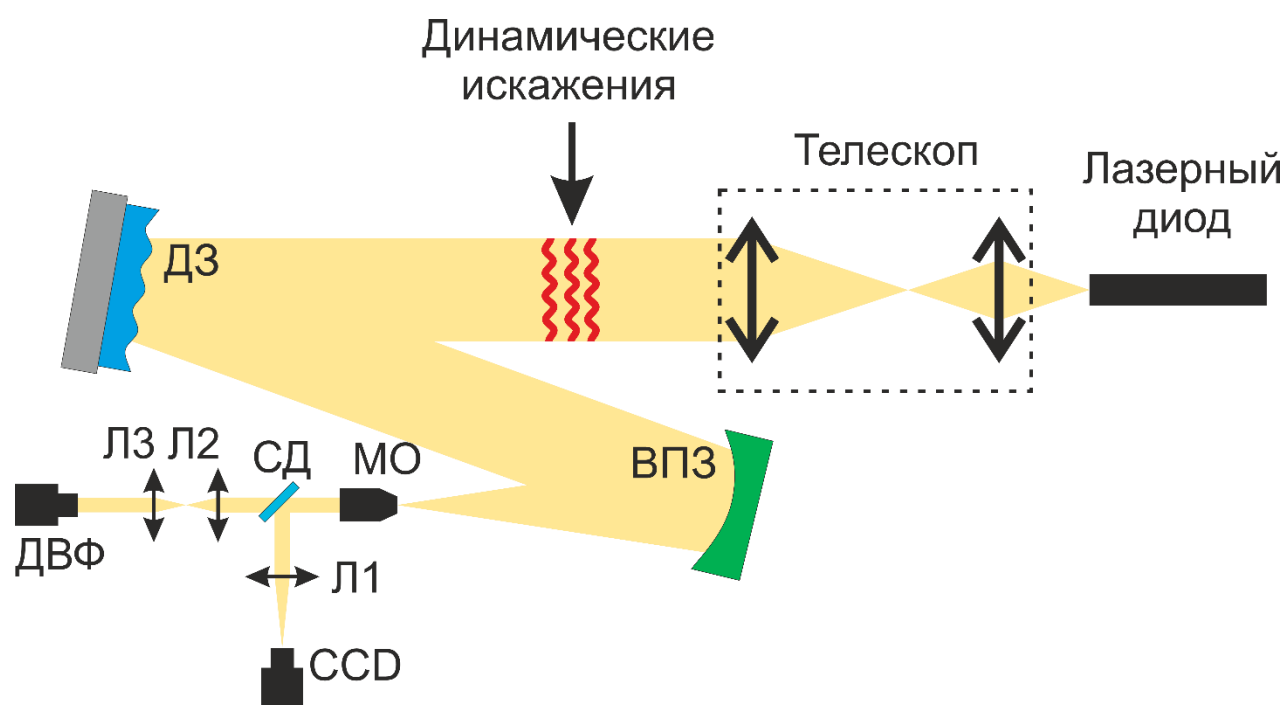


Рисунок 1.3. Принципиальная схема эксперимента. ДЗ - деформируемое зеркало; ВПЗ - внеосевое параболическое зеркало $f/2.5$; МО – микрообъективный; СД - светоделитель; Л1 – Л3 - линзы; CCD – фокальная CCD камера; ДВФ – датчик волнового фронта.

Лазерный пучок диаметром 180 мм создавался путем масштабирования излучения непрерывного лазерного диода (Thorlabs, LP915-SF40, $\lambda = 915$ нм) в расширяющем телескопе оптического тракта лазера PEARL. Для измерения и управления волновым фронтом использовалась АОС [71] (подробнее в Разделе 1.1). Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом $\sim f/2.5$. После фокусировки излучение перехватывалось и коллимировалось микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.65$, после чего, отразившись от

светоделителя, фокусировалось линзой Л1 с фокусным расстоянием 180 мм на матрицу фокальной камеры (CCD). Пройдя светоделитель часть пучка, пройдя масштабирующий телескоп из линз Л2-Л3, направлялась на ДВФ. При этом для корректной работы АОС обеспечивалось оптическое сопряжение плоскостей деформируемого зеркала и линзового раstra датчика волнового фронта.

Стоит отметить, что излучение лазерного диода вводилось в силовой оптический тракт перед последним каскадом параметрического усиления, а фокусировка осуществлялась в мишенной камере лазерно-плазменного комплекса PEARL с использованием крупноапертурных оптических элементов. Поэтому полученные результаты калибровки АОС могут быть использованы для коррекции волнового фронта фемтосекундных импульсов лазера PEARL при полной мощности.

В описываемой системе коррекции присутствовали динамические искажения волнового фронта излучения, возникающие из-за нестационарных потоков воздуха между источником и деформируемым зеркалом Рисунок 1.3. Существенные вариации амплитудного профиля излучения при этом отсутствовали. Амплитудой динамических aberrаций можно было управлять путем блокировки и создания воздушных потоков. Кроме того, воздушные потоки были полностью исключены в частях схемы, располагающихся после деформируемого зеркала.

В приближенных к идеальным условиях для круглого пространственно однородного лазерного пучка, размер которого согласован с активным размером зеркала, и при блокировке динамических aberrаций СКО искажений волнового фронта составляло около 20 нм, что для безошибочно определенной эталонной формы волнового фронта, согласно приближению Марешаля, соответствовало бы числу Штреля $S > 0.98$ [86].

Для нахождения эталонного волнового фронта в эксперименте использовались три метода:

метод 1 – алгоритм восхождения на холм по электродам зеркала [37].

метод 2 – алгоритм восхождения на холм по линейным комбинациям электродов, соответствующим модам Цернике [83].

метод 3 – предложенный нами метод динамического переопределения эталонной формы волнового фронта [А1].

Важно отметить, что предложенный метод также основан на алгоритме восхождения на холм, но, в отличие от методов 1 и 2, в которых фокальное пятно оптимизируется путем перебора управляющих напряжений на электродах деформируемого зеркала, в методе 3 осуществляется иной подход. В нем оптимизация осуществляется через перебор форм волнового фронта, соответствующих модам Цернике, путем модификации эталонного волнового фронта. Также в методах 1 и 2 показания с ДВФ не используются, в то время как для реализации метода 3 необходима техническая возможность одновременного захвата изображения с фокальной камеры и ДВФ.

Основным недостатком методов 1 и 2 является допущение, что напряжения на электродах однозначным образом связаны с формой волнового фронта. Однако при динамических абберрациях это не так. Динамические абберрации складываются с вариациями формы зеркала и смазывают эффект от изменения напряжений на электродах. Точность определения эталонного фронта при этом снижается. В методе 3, напротив, вариации волнового фронта за счет активной работы алгоритма фазового сопряжения создаются на основе измерений ДВФ, в результате чего динамические абберрации никак не влияют на точность метода. Отметим, что эти выводы справедливы только в случае отсутствия динамической составляющей в разностных абберрациях, информация о которых никак не может быть зарегистрирована ДВФ.

Экспериментальные результаты коррекции для разных методов нахождения эталонного волнового фронта приведены в Таблице 1.1. Величина σ представляла собой среднеквадратичное отклонение искажений измеренного волнового фронта относительно эталонного при активной фазовой коррекции. Она характеризовала пространственные искажения волнового фронта за время экспозиции одного кадра (1 мс), и отражала суммарный вклад как статических, так и динамических компонентов за время экспозиции. Параметр σ_d описывал уровень динамических искажений волнового фронта. Для его оценки производилась серия из 60

измерений волнового фронта с частотой 1 Гц и экспозицией 1 мс. Далее вычислялась средняя форма искажений волнового фронта по всей серии. Далее из каждого волнового фронта вычиталось это среднее значение, а затем для каждого получившегося волнового фронта определялось СКО. После этого рассчитывалось среднеквадратичное отклонение от уже вычисленных СКО, которое и обозначалось за σ_d . Таким образом, σ характеризовало качество коррекции искажений, а σ_d — степень временной нестабильности волнового фронта, обусловленной динамикой системы. В методах 2 и 3 оптимизация проводилась по первым одиннадцати модам Цернике. Начальное значение числа Штреля было порядка 0.1.

Таблица 1.1 Значения S и σ , определенные разными методами для разной величины динамических искажений волнового фронта (σ_d).

	$\sigma_d = 30$ 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

На основании результатов, приведенных в Таблице 1.1, можно сделать следующие выводы. Точность нахождения эталонного волнового фронта методом 1 существенно хуже, чем методами 2 и 3. В методе 1 оптимизация происходит по 96 электродам зеркала, напряжения на которых могут меняться в пределах от -300 до 600 В с шагом 1 В. Помимо этого, функции отклика линейно зависимы, следовательно в задаче существует большое количество локальных экстремумов. При оптимизации методом 1 на каждом шаге изменяется напряжение на одном из

электродов зеркала, при этом к изменению волнового фронта из-за искривления поверхности зеркала добавляется ошибка, вызванная динамической абберрацией. Добавление такой ошибки на каждом шаге оптимизации сильно смазывает эффект изменения напряжения что негативно сказывается на процессе оптимизации. Так при $\sigma_d = 15$ нм методом 1 удалось увеличить число Штреля лишь до 0.3, а при $\sigma_d=30$ нм число Штреля не поднималось выше 0.2.

В методе 2 оптимизация происходила по линейным комбинациям электродов, соответствующим модам Цернике, при этом для оптимизации были выбраны 11 мод Цернике. В результате удалось достичь величины S значительно выше, чем методом 1. Так, при $\sigma_d = 15$ нм S было увеличено до 0.7, а при $\sigma_d = 30$ нм – до 0.55. При этом процесс оптимизации проходил намного быстрее и эффективнее по сравнению с методом 1, что связано с меньшим количеством параметров, а также с возможностью их независимой оптимизации.

Метод 3 показал наилучший результат – как при $\sigma_d = 15$ нм, так и при $\sigma_d = 30$ нм удалось увеличить S до 0.86. Такая эффективность метода 3 достигается за счет стабилизации волнового фронта в плоскости ДВФ, и соответственно минимизации влияния динамических абберраций на процесс оптимизации. Это проявляется в одинаковом результате при работе при разной величине динамических абберраций в отличие от методов 1 и 2. Также использование ДВФ позволяет учитывать неточности формирования поверхности зеркала вследствие гистерезиса и нелинейности отклика электродов зеркала, что также вносит ошибку при оптимизации методами 1 и 2.

Сравнение времени работы методов 1-3 затруднено, поскольку каждый из них имеет разную чувствительность к условиям работы. Согласно экспериментальным наблюдениям, метод 1 демонстрирует высокую чувствительность к начальным условиям и динамическим искажениям. Его время работы обычно превышает 60 минут. Метод 2 менее чувствителен к условиям и требует порядка 20 минут. Предложенный метод 3 обеспечивает время работы около 10 минут.

Характерные картины дальней зоны для эталонных профилей волнового фронта, определенных разными методами, приведены на Рисунке 1.4. Итоговая коррекция во всех случаях выполнялась на основе найденного эталонного волнового фронта при помощи алгоритма фазового сопряжения.

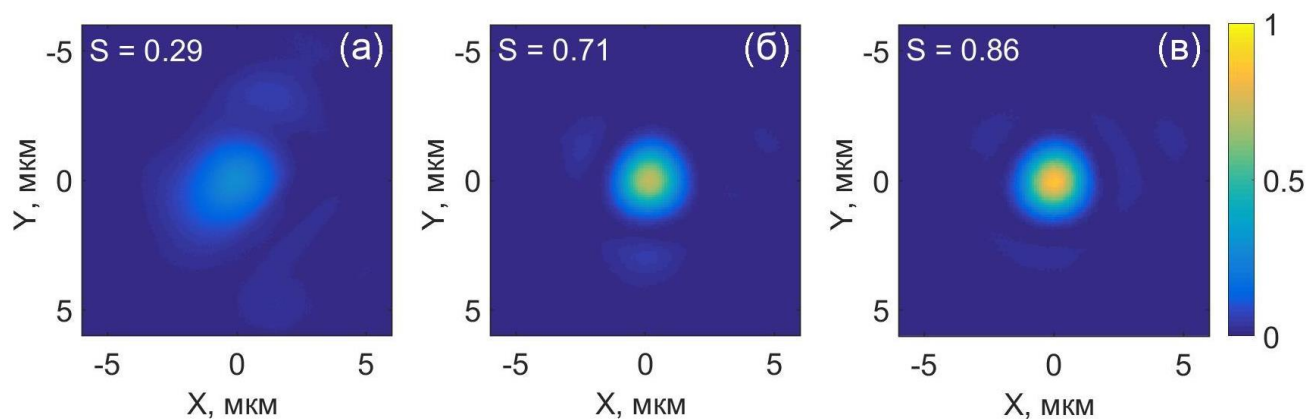


Рисунок 1.4. Распределение плотности потока энергии в дальней зоне и значения S при фазовом сопряжении на основе эталонного волнового фронта, определенного (а) - методом (1), (б) - методом (2) и (в) - методом (3).

В результате был предложен метод динамического определения эталонного волнового фронта. Метод основан на обработке синхронно захваченных данных с ДВФ и фокальной камеры в условиях стабилизированного волнового фронта, и позволяет корректно интерпретировать динамические aberrации и учитывать ограничения деформируемого зеркала, связанные с гистерезисом и нелинейностью электродов. В сравнении с методами 1 и 2 предложенный метод более точен, а оптимизация требует меньшего числа итераций в присутствии динамических aberrаций.

1.3 Определение волнового фронта по двум распределениям флюенса в окрестности перетяжки на основе сверточной нейронной сети.

В последние годы активно развиваются методы коррекции волнового фронта на основе нейронных сетей [87]. Их суть состоит в восстановлении волнового фронта по картине распределения интенсивности в фокальной плоскости. В отличие от дорогих с точки зрения времени работы и количества итераций стандартных подходов, нейросетевые методы способны предсказать необходимый для коррекции волновой фронт за малое число шагов, вплоть до одного. Поэтому данные методы являются перспективным в задачах коррекции искажений волнового фронта, в том числе способными решить проблему разностных и динамических аберраций и облегчить калибровку адаптивной оптической системы.

Идея предсказания волнового фронта на основе распределения флюенса в двух плоскостях пучка была предложена в работе [46]. Как правило, данными плоскостями являются плоскость изображения и плоскость фокуса, а связь между этими двумя плоскостями определяется преобразованием Фурье. Основным ограничением данного метода является, то, что в восстановленной фазе обычно присутствует неоднозначность, то есть решение не является уникальным, что также вызывает частые проблемы со сходимостью. Решение проблемы с неоднозначностью было предложено в работе [47], где показано, что, используя второе изображение с дополнительной известной вариацией фазы относительно первого изображения, например, дефокусировкой, можно однозначно оценить неизвестную фазу.

Впервые нейронную сеть было предложено использовать в работе [48] для определения изменения в длине пути и наклонов волнового фронта между элементами решетки из нескольких телескопов. В работе [49] нейронная сеть использовалась для расчета ошибок волнового фронта по сфокусированным и расфокусированным изображениям фокального пятна. В последнее время, с развитием нейронных сетей и компьютерной техники, было предложено множество новых методов восстановления волнового фронта на основе

полносвязных [50, 51] и сверточных нейронных сетей (CNN) [52-55]. Наибольшую точность показали сверточные нейросети, архитектуры которых в основном ограничиваются наиболее популярными в традиционной для CNN области обработки изображений. В исследованиях использовали такие архитектуры, как De-VGG [53] Inception v3 [88], ResNet [89], EfficintNet [90] и другие. Если говорить о входных и выходных данных нейросети, то выходными данными обычно являются либо волновой фронт, либо коэффициенты разложения Цернике. Входными же данными могут служить от одного до нескольких распределений флюенса пучка в разных плоскостях [53], набор признаков, извлеченных из фокального пятна [50], или фокальное пятно после наложения в ближней зоне определенной фазовой маски [91].

Использование для восстановления волнового фронта только одного распределения флюенса в фокусе или вне фокуса приводит к неопределенности, которая заключается в существовании множества форм волновых фронтов, приводящих к такому распределению. Существует несколько подходов, позволяющих устранить эту неоднозначность. Среди данных подходов можно выделить метод на основе четырехквadrантной дискретной фазовой модуляции [91] и метод фазового разнесения [47, 49, 92]. В данном исследовании [A2] для восстановления волнового фронта нейросетью мы выбрали метод фазового разнесения, как наиболее простой и удобный в реализации. Введение фазового разнесения обеспечивает уникальность решения [93, 47], при этом его легко реализовать на практике либо путем введения дефокусировки на деформируемом зеркале, либо путем смещения самого детектора (Рисунок 1.7).

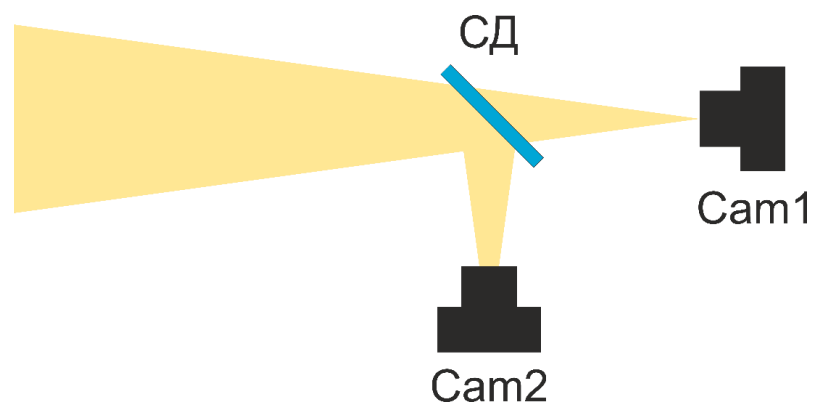


Рисунок 1.7. Схема метода фазового разнесения. Cam1 – камера, измеряющая распределение флюенса в фокусе, Cam2 – камера, измеряющая распределение флюенса в окрестности фокуса, СД – светоделиватель.

Первым этапом исследований были выбор типа данных для обучения модели и их генерация. В качестве входных данных были выбраны распределения флюенса в фокусе и в окрестности фокуса, а в качестве выходных данных – форма волнового фронта. Данные для обучения нейронной сети были сгенерированы численно. Генерация данных происходила следующим образом. Изначально задавалось распределение энергии в ближней зоне, оно представляло из себя круглую апертуру с единичной амплитудой. Далее генерировались амплитуды мод Цернике, после чего искажения волнового фронта задавалась как суперпозиция мод с соответствующими амплитудами.

Поскольку работа в первую очередь связана с измерением и коррекцией разностных искажений, мы создаем волновые фронты таким образом, чтобы отразить типичные ошибки высококачественных оптических поверхностей и юстировки [94, 95]. Чтобы удовлетворить данному требованию, по аналогии с работой [55], амплитуды мод в разложении Цернике задавались случайным числом из равномерного распределения от -1 до 1, после чего нормировались на соответствующий радиальный порядок для получения необходимого распределения, после все амплитуды одинаково масштабировались для получения требуемого СКО искажений волнового фронта. Пример генерации амплитуд мод Цернике приведен на Рисунке 1.5.

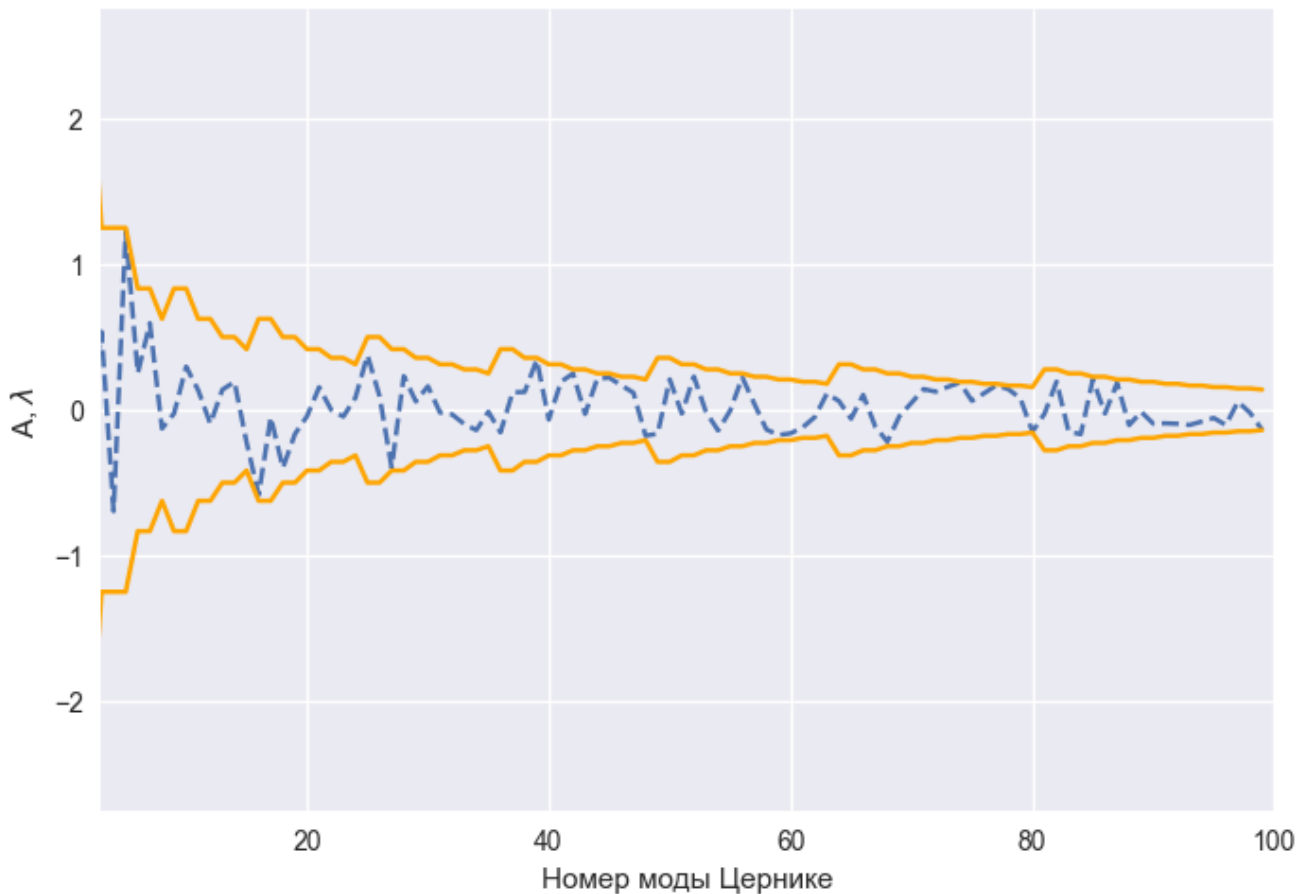


Рисунок 1.5. Пример генерации амплитуд мод Цернике. Синим пунктиром показаны сгенерированные амплитуды, оранжевой линией обозначены границы генерации.

Так как на реальных данных абсолютно точное определение центра искаженного фокального пятна невозможно, для улучшения работы нейросети на реальных данных, амплитуды наклонов волнового фронта выбирались в соответствии с численной оценкой ошибки определения центра масс аберрированного фокального пятна, их амплитуда варьировалась от 0 до 1λ , что соответствует смещению центра фокального пятна относительно центра кадра на $2 * \lambda * F/D$, где F — фокусное расстояние, D — диаметр пучка.

В работе рассматривались два случая ограничения пространственной частоты: 25 (малые частоты) и 100 (большие частоты) членов в разложении Цернике, при трех распределениях СКО искажений волнового фронта: от 0 до 1λ (большие искажения), до 0.6λ (средние искажения) и до 0.25λ (малые

искажения). Всего было рассмотрено шесть случаев, распределение СКО по выборке для которых приведено на Рисунке 1.6. Наиболее реалистичным с точки зрения типичных экспериментальных условий является случай с 25 модами Цернике и СКО волнового фронта в пределах $0.05\text{--}0.4\lambda$.

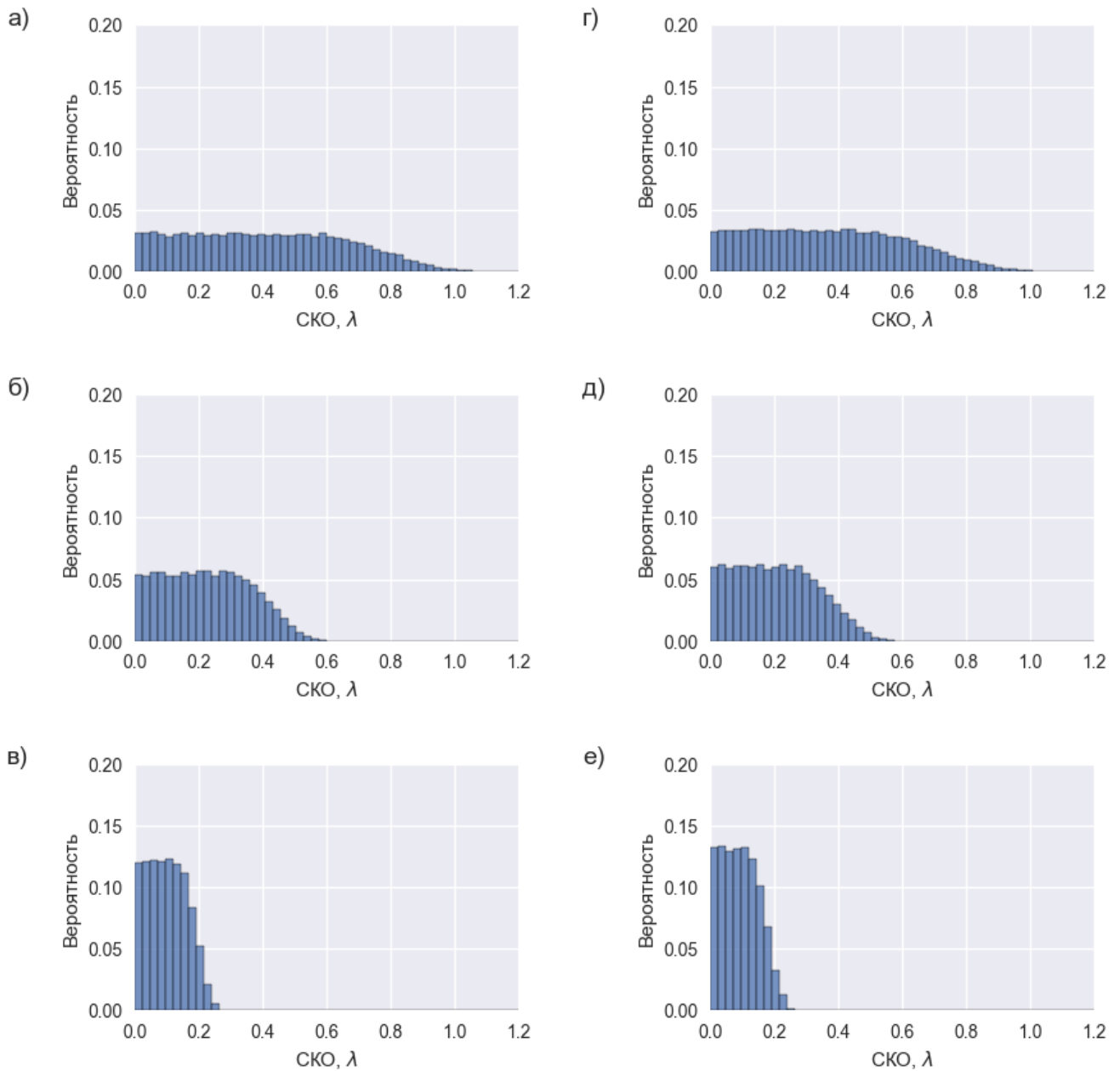


Рисунок 1.6. Гистограммы плотности вероятности для наборов данных: (а, б, в) малые частоты – 25 мод Цернике, (г, д, е) большие частоты – 100 мод Цернике, (а, г) большие искажения, (б, д) средние искажения, (в, е) малые искажения.

Следующим шагом была генерация распределений флюенса в фокусе и в окрестности фокуса. Для их моделирования использовалось преобразование

Фурье, связывающее распределение энергии в ближней зоне и волновой фронт с распределением в фокусе. В случае распределения в окрестности фокуса к волновому фронту добавлялась поверхность соответствующая дефокусировке в разложении Цернике с амплитудой -0.5λ , что обеспечивает достаточное фазовое разнесение, для однозначного восстановления волнового фронта.

После генерации, изображения в фокусе и в окрестности фокуса обрезались до размера $128 \times 128 \text{ pix}^2$. При этом размер пикселя был равен $d_{\text{pix}} = 0.25 \lambda * F/D$, соответственно размер всего изображения составлял $32\lambda F/D \times 32\lambda F/D$. Такого размера кадра достаточно, чтобы для исследуемых СКО искажений волнового фронта зафиксировать большую часть пучка [55]. Размер изображения волнового фронта также составлял $128 \times 128 \text{ pix}^2$. Характерный вид распределений в фокусе и вне фокуса, а также соответствующих им волновых фронтов для разной величины СКО искажений волнового фронта представлен на Рисунке 1.8.

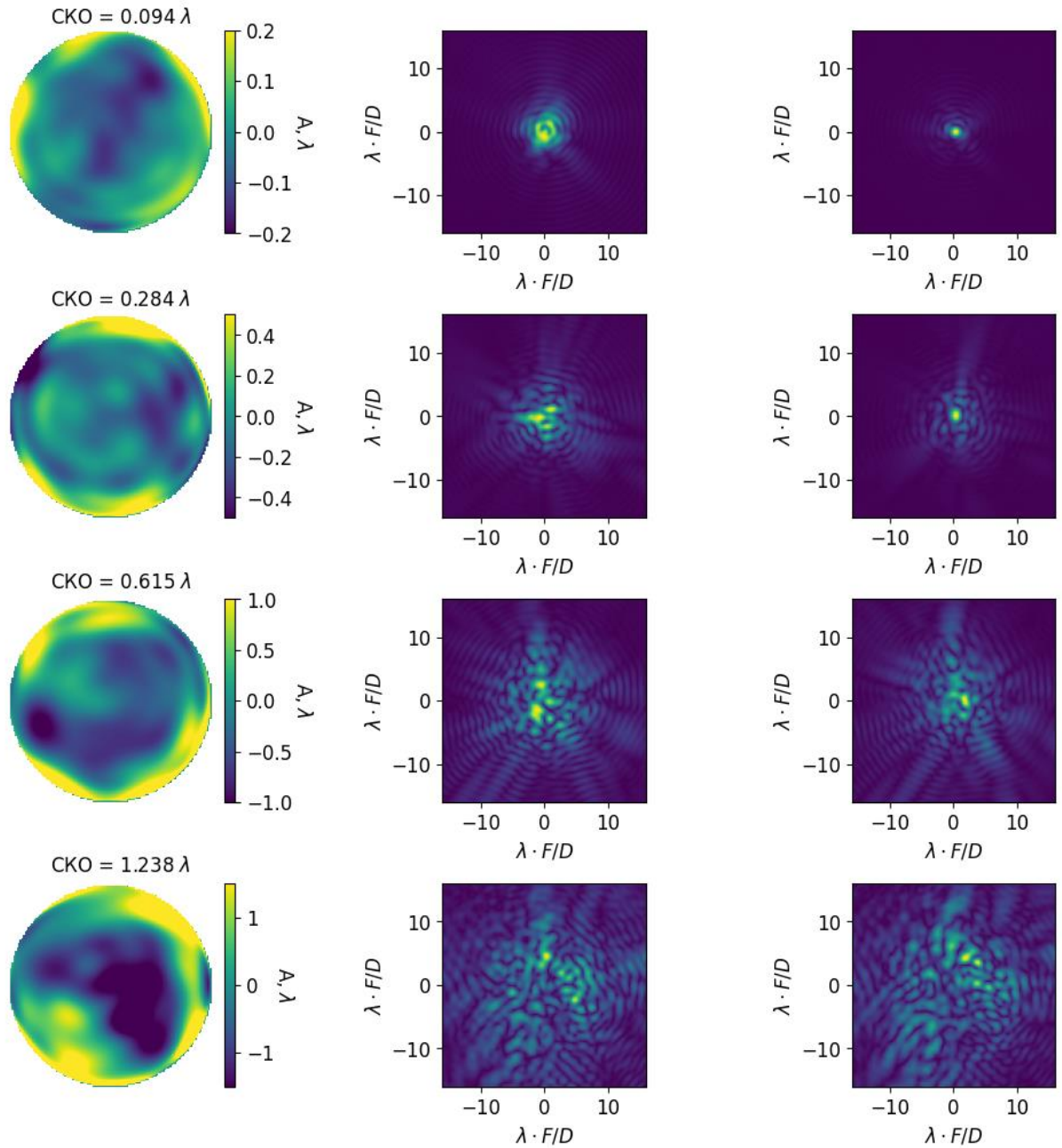


Рисунок 1.8. Примеры форм волновых фронтов и соответствующих им распределений в фокусе и в окрестности фокуса для разной величины СКО искажений волнового фронта. Левый столбец – форма волнового фронта пучка, средний столбец – изображение в окрестности фокуса, правый столбец – изображение в фокусе.

Следующим этапом работы было создание и обучение нейросети. Для нейросети была создана оригинальная архитектура типа энкодер-декодер (Рисунок 1.9) при помощи открытой программной библиотеки для машинного обучения

TensorFlow [77]. Энкодер состоял из четырех блоков. Каждый блок содержал вначале два последовательных сверточных слоя, после которых располагался слой уменьшения поперечного размера данных MaxPooling. С каждым последующим блоком количество фильтров в слоях свертки удваивалось при уменьшении поперечного размера данных. Декодер был устроен симметричным образом и также состоял из 4 блоков. Аналогично, в каждом блоке использовалось два последовательных сверточных слоя и слой повышения размера UpSampling, количество фильтров в слоях свертки от блока к блоку уменьшалось вдвое.

Сверточные слои имели размер ядра 3 на 3 и функцию активации ReLu. Используемые слои MaxPooling и UpSampling соответственно понижали и повышали размерность карт признаков, и имели размер ядра 2 на 2. Выходной сверточный слой имел линейную функцию активации и ядро 1 на 1. В качестве оптимизатора модели был выбран Adam с начальной скоростью обучения 10^{-4} . Наборы данных для каждого сценария состояли из 102400 примеров для обучения и 10240 примеров для валидации. Обучение проходило на протяжении 100 эпох, с размером пакета (batch size) равным 32. Также при переходе от эпохи к эпохе происходило перемешивание набора данных для исключения влияния их порядка на процесс обучения. В качестве функции потерь использовалась функция mae (mean absolute error).

В начале обучения веса сети были инициализированы случайным образом. Далее входные данные пропускались через слои сети в прямом направлении. После прямого распространения вычислялась ошибка (mae) между полученными выходными данными (предсказанные искажения волнового фронта), и истинными выходными данными (искажения волнового фронта, соответствующие входным данным). После этого градиенты потерь распространялись обратно через сеть с помощью алгоритма обратного распространения ошибки. Это позволяло вычислить градиенты по отношению к весам сети и обновить их с использованием метода оптимизации Adam. После каждой эпохи обучения модель оценивалась на валидационном наборе данных для мониторинга ее производительности и предотвращения переобучения.



Рисунок 1.9. Схема нейронной сети. В качестве входных данных нейросеть принимает двухканальное изображение с распределением энергии в фокусе и в окрестности фокуса, а в качестве выходных данных выдает искажения волнового фронта.

В результате на 6 разных наборах данных, соответствующих разной пространственной частоте и величине искажений (Рисунок 1.6) было обучено 6 нейронных сетей с одинаковой архитектурой (Рисунок 1.9). Для проведения исследования эффективности работы обученных моделей в различных условиях, были сгенерированы два набора тестовых данных с количеством мод в разложении Цернике 25 и 100, распределение СКО искажений волнового фронта при этом было шире, чем в обучающих наборах, и располагалось в диапазоне от 0 до 2λ .

В качестве функции для оценки работы нейросети, была выбрана функция «эффективности», определяемая как $1 - \frac{СКО_{рез}}{СКО_0}$, где $СКО_{рез} = СКО(ВФ_0 - ВФ_{пред})$ – СКО разности искажений начального волнового фронта и предсказанного волнового фронта, $ВФ_0$ и $ВФ_{пред}$ – искажения истинного и предсказанного волновых фронтов соответственно. Если смотреть на данные величины со стороны системы коррекции волнового фронта, то $СКО_{рез}$ показывает СКО ошибки при коррекции волнового фронта на основе предсказания нейронной сети, а функция эффективности соответствует тому, какая часть искажений была при этом скорректирована. Эффективность равная 1 означает идеальное предсказание

искажений волнового фронта, а равная нулю означает, что уменьшения СКО искажений волнового фронта при коррекции на основе предсказаний нейросети не происходит.

На Рисунке 1.10 изображены зависимости эффективности работы нейросети, обученной на разных наборах данных от величины начальных искажений волнового фронта. В описании панелей указано то, сколько мод Цернике было использовано при генерации данных при тестировании и обучении моделей.

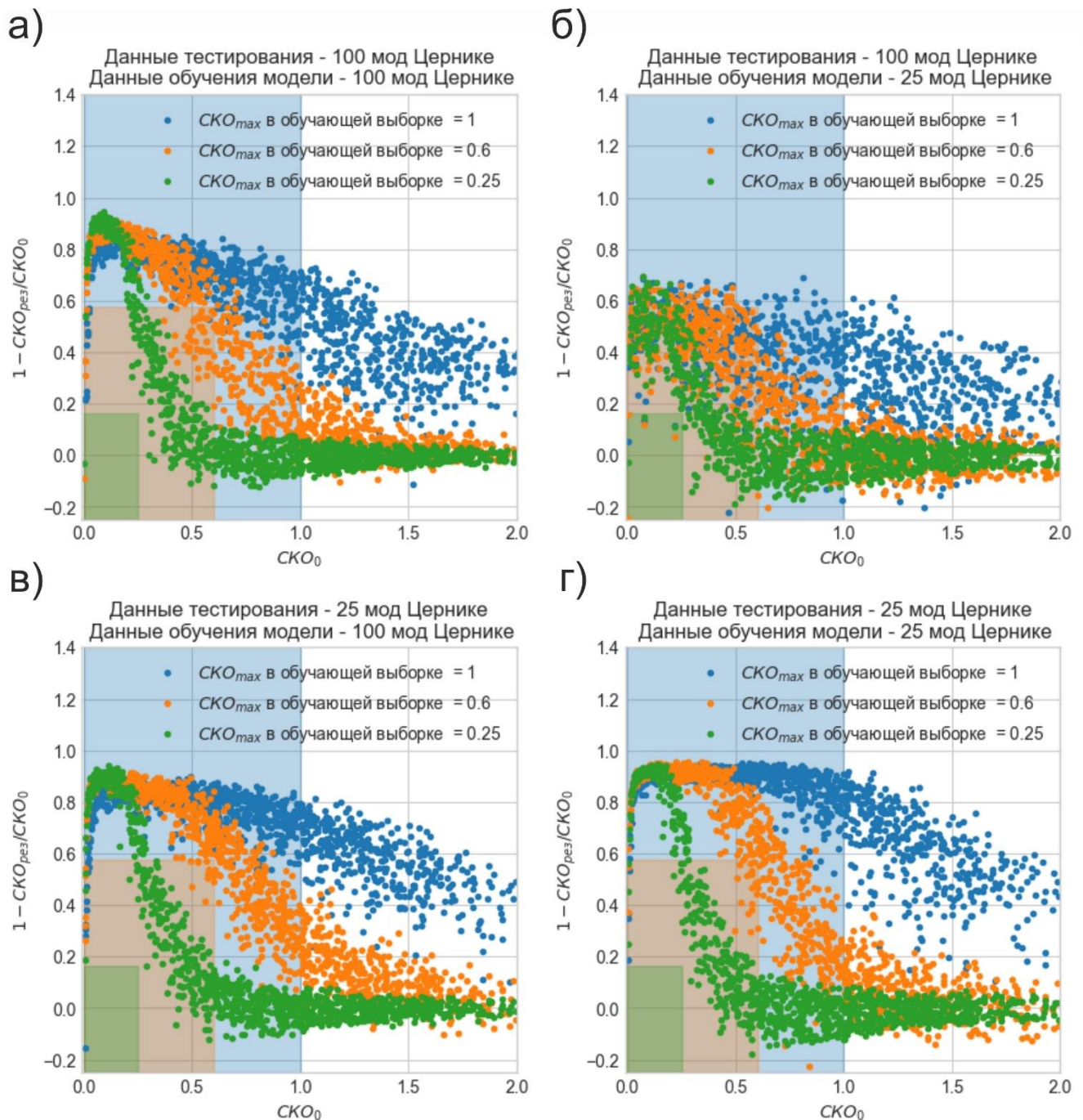


Рисунок 1.10. Зависимость эффективности работы обученных моделей от СКО искажений волнового фронта для разных величин пространственной частоты искажений волнового фронта в обучающих и проверочных данных. Синим цветом обозначены точки для моделей, которые обучались на больших искажениях; оранжевым цветом обозначены точки для моделей, которые обучались на средних искажениях; зеленым цветом обозначены точки для моделей, которые обучались на средних искажениях. Пределы СКО искажений волнового фронта в обучающих выборках обозначены соответствующим цветом на графиках.

Анализ полученных зависимостей (Рисунок 1.10) показывает, что:

1) Обученные модели демонстрируют положительную эффективность на значительно более широком диапазоне значений СКО искажений волнового фронта, чем тот, на котором производилось обучение. В отдельных областях эффективность превышает 0.9, что соответствует снижению СКО искажений волнового фронта более чем на 90% при использовании для коррекции предсказаний нейросети.

2) Эффективность работы модели возрастает при совпадении распределений тестовых и обучающих данных. Так, сеть, обученная на 100 модах, может успешно работать с данными, содержащими 25 мод, но при этом уступает в точности модели, специально обученной на 25 модах. Однако обратная ситуация - работа модели, обученной на 25 модах, с данными, содержащими 100 мод, приводит к значительному снижению эффективности.

3) Модели, обученные и тестируемые на 25 модах, достигают стабильно высокой эффективности. В то же время модели, обученные на 100 модах, демонстрируют разную максимальную эффективность, которая снижается с увеличением ширины обучающей выборки. Это свидетельствует о том, что предложенная архитектура лучше справляется с задачами, содержащими меньшее количество параметров (меньшее число мод) при сохранении объёма обучающих данных.

4) Все модели теряют точность при работе с данными, где СКО искажений волнового фронта меньше 0.05. Причём чем шире был диапазон обучающих данных, тем сильнее проявляется этот эффект. Это обусловлено наличием шума в выходных данных нейросетей, который мешает точному восстановлению искажений малой амплитуды. Данное ограничение можно устранить, обучая отдельную модель на искажениях с малым СКО искажений волнового фронта.

5) Нейросетевые модели способны корректировать искажения даже за пределами обучающего диапазона, что указывает на их потенциальную адаптивность в реальных условиях. Однако степень этой гибкости зависит от характеристик обучающей выборки.

6) Увеличение количества мод (параметров) в обучении делает задачу предсказания более сложной, но не всегда приводит к улучшению точности. Напротив, чрезмерное усложнение модели может снижать её способность к обобщению, особенно если обучающая выборка становится слишком разнородной.

Результаты анализа показывают, что разработанные модели демонстрируют высокую эффективность при коррекции искажений волнового фронта, особенно в диапазоне, близком к обучающим данным. Однако их точность снижается в области малых искажений и при значительном изменении входных данных. Соответственно выбор обучающей выборки наиболее близкой к ожидаемой, а также возможное дообучение моделей могут существенно повысить их точность и универсальность.

Если рассматривать подход к определению искажений волнового фронта на основе нейросети как итерационный алгоритм калибровки АОС, то интерес представляет то, за какое число шагов данный алгоритм способен скорректировать волновой фронт и что при этом представляет остаточная ошибка. Для демонстрации такого подхода в численном эксперименте была выбрана нейронная сеть, обученная на искажениях с СКО искажений волнового фронта до 0.6λ и 100 полиномах Цернике. Результаты итерационной коррекции для разной величины начальных искажений волнового фронта приведены на Рисунке 1.11.

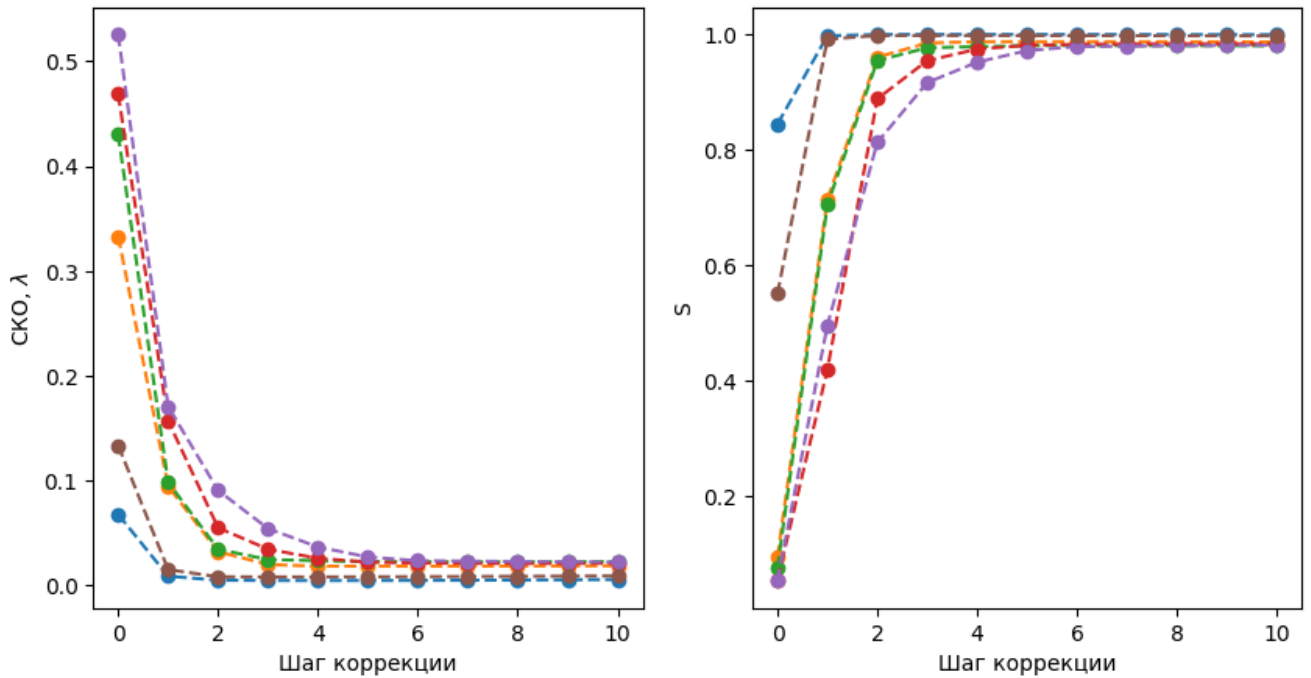


Рисунок 1.11. Численные результаты итерационной коррекции методом на основе нейросети.

Из рисунка 1.11 видно, что коррекция до значений S выше 0.95 возможна за небольшое количество итераций, число которых зависит от параметров начальных искажений волнового фронта. Что касается остаточной ошибки, то для большинства случаев она представляет собой волновой фронт, модули амплитуд мод Цернике для которого распределены подобно тому, как показано на Рисунке 1.12. Также результаты итерационной коррекции показывают небольшие различия в остаточной ошибке, что связано с плохой работой обученной модели при малых искажениях.

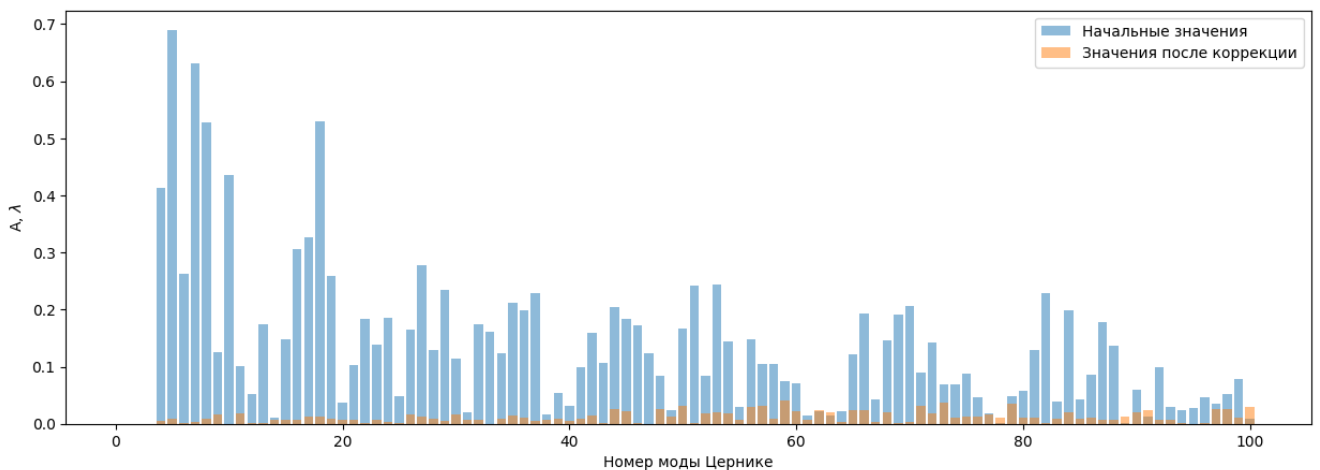


Рисунок 1.12. Распределение модуля амплитуд мод Цернике для начальных и для конечных искажений. СКО начальных искажений волнового фронта 0.55λ , СКО искажений волнового фронта после коррекции 0.05λ .

Для дальнейших исследований была выбрана нейросеть, обученная на наборе данных с СКО искажений волнового фронта до 0.6λ и количеством мод при генерации равным 100. Это связано с тем, что в экспериментальных условиях СКО искажений волнового фронта разностных искажений, коррекция которых представляет основной интерес, редко превышает 0.6λ , а максимальное число мод по оценкам больше 25.

Эксперимент проводился на лазерной установке PEARL. Схема эксперимента изображена на Рисунке 1.13. Излучение лазерного диода масштабировалось при помощи телескопической системы до апертуры 20 см, после чего отражалось от деформируемого зеркала (ДЗ) и фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом (ВПЗ) $f/4$. После фокусировки излучение перехватывалось микроскопическим объективом (МО), и после масштабировалось до апертуры порядка 1 см при помощи линз (Л1-Л2). После этого пучок делился на светоделителе (СД1). Прошедшая светоделитель часть пучка попадала на ДВФ, а отраженная от светоделителя часть пучка фокусировалась линзой (Л). Фокусируемое линзой (Л) излучение делилось светоделителем (СД2), таким образом обеспечивая возможность измерения излучения в фокусе камерой CCD1 и в окрестности фокуса камерой CCD2.

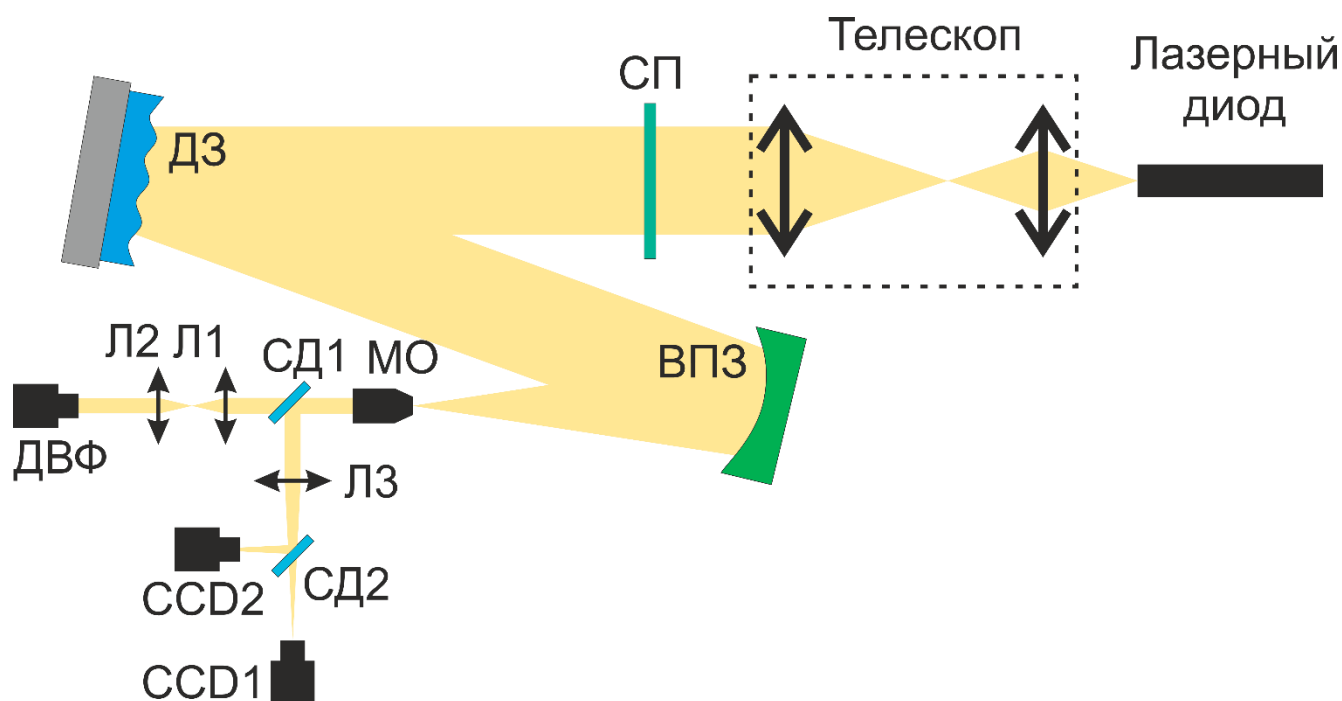


Рисунок 1.13. Схема эксперимента. СП – стеклянная пластина, вносящая искажения в волновой фронт; ДЗ – деформируемое зеркало; ВПЗ – внеосевое параболическое зеркало $f/4$; МО – микроскопический объектив; СД1-СД2 – светоделители; Л1-Л3 – линзы; ДВФ – датчик волнового фронта; CCD1-CCD2 – CCD камеры.

На первом этапе эксперимента была получена калибровка ДВФ, соответствующая числу Штреля порядка 0.85. Далее в пучок была внесена стеклянная пластина (СП), вносящая искажения в волновой фронт. Смещение пучка и изменение распределения энергии в ближней зоне, из-за внесения пластины были незначительными. Далее при помощи CCD1 и CCD2 были измерены распределения флюенса в фокусе и в окрестности фокуса (Рисунок 1.14 (а,в)), а при помощи ДВФ измерены искажения волнового фронта пучка относительно эталонного волнового фронта (Рисунок 1.14 (д)). Далее экспериментально полученные распределения были обработаны и приведены в соответствие с обучающими данными, после чего были переданы на вход нейросети. Результатом работы нейросети стали искажения волнового фронта (Рисунок 1.14 (е)), на основе которых были рассчитаны распределения флюенса в фокусе и в окрестности фокуса (Рисунок 1.14 (б,г)).

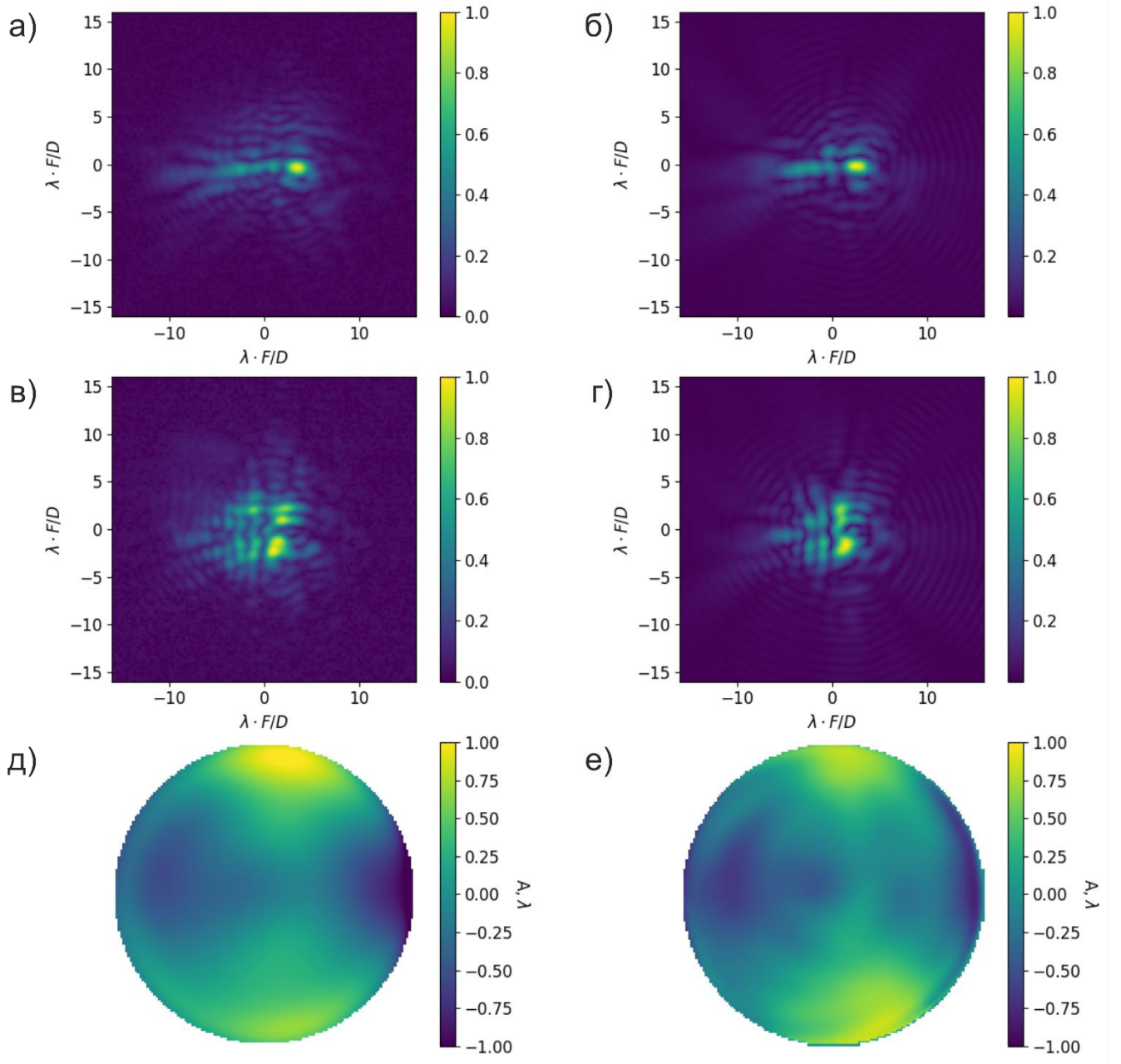


Рисунок 1.14. Сравнение экспериментальных (а, в, д) и восстановленных при помощи нейросети (б, г, д) данных. На вход нейросети были переданы изображения распределений флюенса в фокусе (а) и в окрестности фокуса (в). Нейросеть восстанавливала искажения волнового фронта (е), на основе которых были рассчитаны распределения флюенса в фокусе (б) и в окрестности фокуса (г). Волновой фронт измеряемый ДВФ показан на панели (д).

Из Рисунка 1.14 можно видеть, что экспериментальные и восстановленные на основе работы нейросети распределения флюенса в фокусе и в окрестности фокуса топологически похожи. СКО искажений волнового фронта, измеренных

ДВФ, составило 0.4λ (Рисунок 1.14 (д)), СКО разности искажений волнового фронта измеренных ДВФ и предсказанных нейросетью составило 0.14λ . Таким образом эффективность работы модели составила 0.65, то есть СКО искажений волнового фронта в результате коррекции уменьшилось бы на 65%. Полученные результаты несколько хуже значений, полученных в численном эксперименте (Рисунок 1.10).

Стоит отметить, что работа с реальными данными подразумевает наличие факторов, влияющих на эффективность работы модели, таких как отношение сигнал/шум, ошибка разнесения, ошибки при обработке и масштабировании изображений, наличие искажений между точками измерения в фокусе, вне фокуса и ДВФ. При корректном учете данных факторов в эксперименте или при обучении модели, существует возможность повысить эффективность работы нейросети на реальных данных.

В результате была предложена модель сверточной нейросети типа энкодер-декодер для восстановления волнового фронта по распределению флюенса в фокусе и в окрестности фокуса. В численном эксперименте метод показал эффективность вплоть до 0.9 и положительную эффективность в пределах СКО искажений волнового фронта, значительно превышающих обучающую выборку. Также численное исследование показало, что при итерационной коррекции при помощи разработанной модели, достижение числа Штреля порядка 0.95 происходит менее, чем за 5 итераций. Экспериментальная проверка метода показала хорошее соответствие реальных и восстановленных распределений флюенса в фокусе и в окрестности фокуса, и эффективность порядка 0.65.

Стоит отметить, что при работе с реальными данными точность восстановления волнового фронта может снижаться под воздействием ряда факторов. Среди них — ошибка фазового разнесения, отношение сигнал/шум, погрешности масштабирования изображений, а также разностные аберрации между каналами измерений. Корректный учёт этих факторов как на этапе сбора экспериментальных данных, так и при обучении модели, позволит повысить точность работы метода калибровки АОС на основе нейросети.

1.4 Выводы к Главе 1

Глава 1 настоящей работы посвящена исследованию методов калибровки АОС в условиях наличия динамических и разностных искажений волнового фронта. В главе рассмотрены причины возникновения разностных и динамических искажений, их влияние на работу АОС, а также предложены метод динамического переопределения эталонного волнового фронта и модель нейросети для восстановления волнового фронта на основе распределений флюенса в фокусе и в окрестности фокуса.

Для преодоления недостатков, присущих методам безсенсорной адаптивной оптики при калибровке АОС в условиях наличия динамических искажений волнового фронта, был предложен метод динамического определения эталонного волнового фронта. Метод основан на анализе синхронно полученных данных о ближней и дальней зонах излучения, в условиях стабилизации волнового фронта методом фазового сопряжения. Метод позволяет корректно интерпретировать динамические аберрации и учитывать ограничения деформируемого зеркала, связанные с гистерезисом и нелинейностью отклика электродов.

Эффективность работы предложенного метода была проверена экспериментально, в сравнении с методами калибровки: (1) на основе алгоритма восхождения на холм по электродам зеркала и (2) на основе алгоритма восхождения на холм по линейным комбинациям электродов, соответствующим модам Цернике.

В результате по сравнению с методами калибровки (1) и (2), предложенный метод более точен и требует меньшего числа итераций в присутствии динамических аберраций, вызванных воздушными потоками. Благодаря использованию предложенного метода, показана возможность калибровки АОС до значений числа Штреля порядка 0.86 в условиях наличия динамических искажений разной величины.

В разделе 1.3 была предложена архитектура сверточной нейронной сети, которая по распределению флюенса в сфокусированном и дефокусированном

пучках способна восстанавливать искажения волнового фронта. В качестве модели была выбрана архитектура нейросети типа энкодер-декодер с использованием слоев свертки, активно используемых в области обработки изображений. В численных исследованиях модель показала максимальную эффективность более 0.9 и положительную эффективность в широких пределах СКО искажений волнового фронта. Показано, что использование обученной модели для итерационной коррекции в численном эксперименте позволяет достичь числа Штреля порядка 0.95 за небольшое число итераций. Проверка работы предложенной модели на реальных данных показала хорошее соответствие реальных и восстановленных распределений в фокусе и в окрестности фокуса, и эффективность порядка 0.65 при СКО искажений волнового фронта 0.4 λ .

Предложенную модель также можно применять и совместно с другими методами калибровки. В этом случае коррекцию на основе ее работы можно использовать как первый шаг перед применением стандартных методов калибровки или алгоритма Герхберта-Сакстона. Нейросеть поможет сместить начальную точку в область с меньшим СКО волнового фронта, где эффективность работы данных методов значительно выше, что также позволит сократить время калибровки и повысить ее точность.

Глава 2. Исправление волнового фронта единичных сверхмощных лазерных импульсов.

2.1 Фокусировка сверхмощного лазерного импульса в линейном режиме.

В настоящее время по всему миру эксплуатируется ряд петаваттных лазеров [58], и они стали важными исследовательскими инструментами для изучения взаимодействия сверхмощного излучения и вещества. В этом отношении наиболее важным параметром является пиковая интенсивность лазерного излучения, которая определяет режим лазерно-плазменного взаимодействия. Достижение максимальной пиковой интенсивности возможно только в случае идеальной коррекции как пространственной, так и спектральной фазы лазерного импульса.

Исследование возможности контроля пространственной фазы сверхмощного лазерного пучка интересно не только с точки зрения достижения наилучшей фокусировки, но и с точки зрения возможности применения технологий, в которых присутствуют нелинейные эффекты, возникающие, например, при генерации второй гармоники [96], или нелинейной посткомпрессии CafCA [24]. Эффективная коррекция волнового фронта и фокусировка в таких нелинейных режимах возможна только в случае исправления волнового фронта исходного мощного лазерного импульса.

В данном разделе представлены результаты коррекции волнового фронта сверхмощных лазерных пучков при помощи адаптивной оптической системы на лазерной установке PEARL [74, 75]. Лазерный комплекс PEARL может работать в трех основных режимах: (i) разовом, (ii) частотном и (iii) «квазинепрерывном». В разовом режиме работы энергия лазерного импульса может достигать 20 Дж, длительность импульса составляет порядка 60 фс, центральная длина волны 910 нм, а частота повторения импульсов 1 раз в 20 минут. Данный режим является основным при работе с лазером, в нем достигается максимальная энергия в лазерном импульсе, поэтому именно в разовом режиме необходимо добиться наилучшей фокусировки. Однако, из-за низкой частоты повторения, коррекция

волнового фронта по данному режиму становится трудоемкой и дорогостоящей, к тому же наличие динамических искажений волнового фронта сильно осложняет работу адаптивной оптической системы в разовом режиме.

Наиболее близким к разовому является частотный режим работы лазера. В частотном и разовом режимах профили волнового фронта должны быть близки, поскольку пучок проходит идентичный путь, а вся разница заключается в том, что в частотном режиме работы конечный параметрический усилитель не накачивается. Длительность импульса в частотном режиме работы также составляет 60 фс, центральная длина волны 910 нм, однако из-за отсутствия усиления в последнем параметрическом усилителе энергия в импульсе составляет порядка 10 мДж, а частота повторения увеличивается до 1 Гц. Недостатком как разового, так и частотного режима работы является нестабильность энергии в импульсе и неоднородность пространственного распределения в ближней зоне, вызванные наличием джиттера при усилении в лазерной системе.

В квазинепрерывном режиме работы излучение задающего генератора проходит весь оптический тракт без усиления, что позволяет обеспечить максимально возможную апертуру, ограниченную только геометрическими размерами элементов оптического тракта, и самый однородный поперечный профиль среди всех представленных режимов. Параметры квазинерывного режима определяются задающим генератором. Центральная длина волны 910 нм, энергия в импульсе 500 пДж, длительность 50 фс, а частота повторения 70 МГц.

Для исследования особенностей коррекции волнового фронта сверхмощного лазерного пучка был проведен эксперимент на лазерной установке PEARL. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на Рисунке 2.1. После компрессора пучок апертурой 18 см направлялся в вакуумную камеру, в которой он отражался от деформируемого зеркала и ослабляющих клиновых стеклянных пластин ОП1 и ОП2 без напыления. Ослабление на паре пластин составляло порядка 600 раз по интенсивности. Далее пучок отражался от сферического фокусирующего зеркала СЗ с фокусным расстоянием $F = 5000$ мм. Излучение падало на сферическое зеркало под углом 4.5 градуса, что вносило

дополнительный астигматизм с амплитудой порядка 5 мкм. Использование зеркальной фокусирующей системы обусловлено необходимостью исключить хроматические aberrации при фокусировке. Излучение выводилось из вакуумного объема через стеклянное окно, и дополнительно ослабляясь на пластине ОП3 и светоделителе СД. В-интеграл в проходных элементах схемы на максимальной мощности был меньше 0.1, что позволило исключить из рассмотрения нелинейные эффекты.

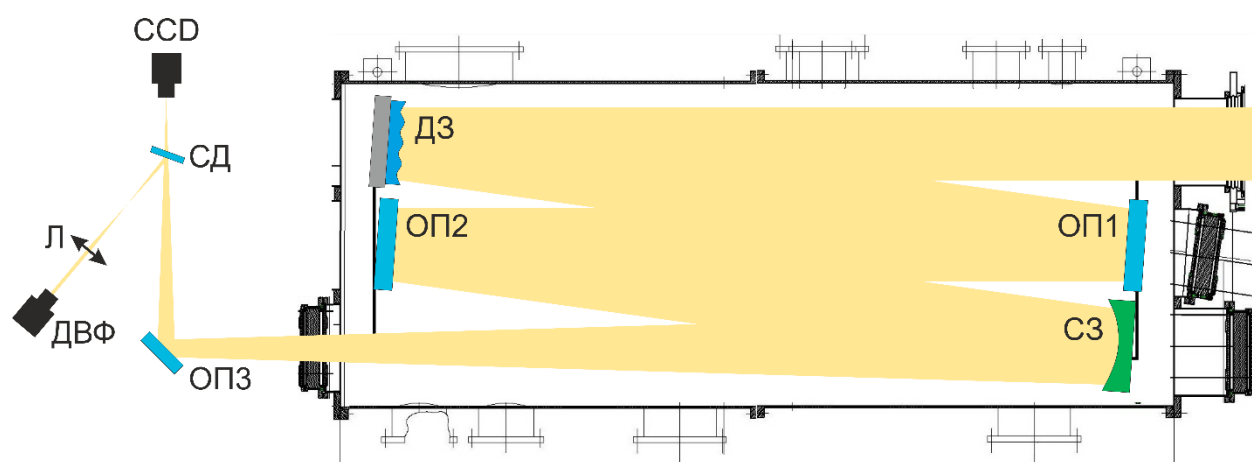


Рисунок 2.1. Принципиальная схема эксперимента: ОП1-ОП3 - стеклянные пластины без напыления с матированной задней поверхностью; ДЗ - деформируемое зеркало; СЗ - сферическое зеркало; СД - светоделитель; ДВФ - датчик волнового фронта; Л – линза, CCD - фокальная камера.

Прошедшая через светоделитель часть пучка фокусировалась на матрице цифровой камеры CCD. Отраженная от светоделителя часть пучка попадала на ДВФ, на котором монтировалась ахроматическая линза Л, образующая со сферическим зеркалом телескоп, переносящий изображение деформируемого зеркала на матрицу микролинз ДВФ с уменьшением в 20 раз. Для переключения между режимами работы лазера и оптимизации динамического диапазона перед камерами располагались безабберационные нейтральные ослабляющие фильтры.

Стоит отметить, что без использования АОС и при фокусировке внеосевым параболическим зеркалом в квазинепрерывном режиме была получена фокусировка с числом Штреля порядка 0.5, а в разовом режиме порядка 0.3 [8]. При

этом абберрации волнового фронта низших порядков, такие как “дефокус” и “астигматизм”, были скомпенсированы за счет подстройки положения и ориентации оптических элементов, в частности, фокусирующей системы. Однако такой подход к компенсации абберраций сильно ограничивает возможности при проведении экспериментов так как требует определенной ориентации элементов фокусирующей системы.

Использование АОС позволило улучшить фокусировку, и получить число Штреля порядка 0.72 для квазинепрерывного режима (Рисунок 2.2), соответствующий данной фокусировке волновой фронта на ДВФ был принят за эталонный. На момент проведения эксперимента еще не был разработан метод динамического определения эталонного волнового фронта, описанный в Главе 1, однако калибровка выполнялась вручную, используя логику последовательной оптимизации отдельных мод Цернике, что стало первым шагом в создании метода динамической калибровки. Стоит отметить, что в различных режимах работы лазерной системы качество фокусировки может отличаться, что объясняется различиями в распределении энергии в ближней зоне излучения и в присутствием остаточных абберраций, характерных для того или иного режимов, включая хроматические.

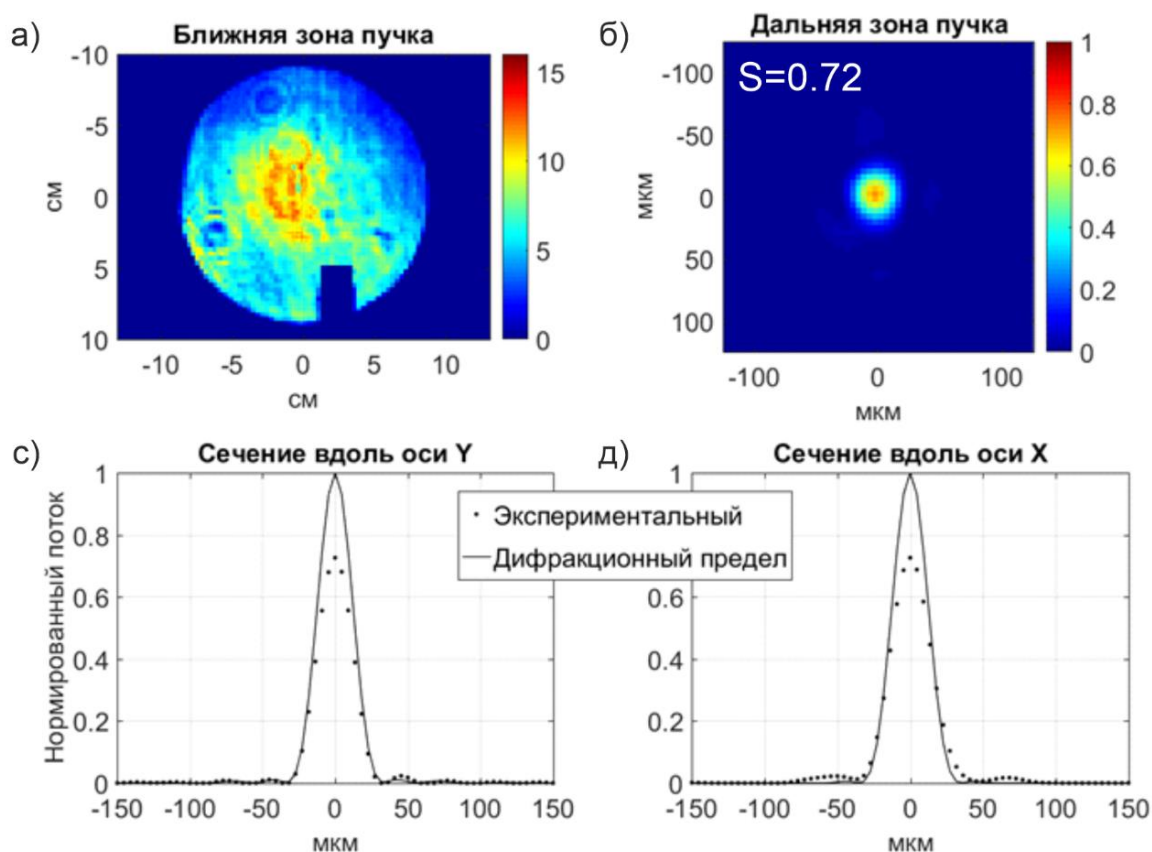


Рисунок 2.2. Нормированные распределения плотности потока энергии в ближней (а) и дальней (б) зоне пучка в квазинепрерывном режиме, вертикальное (в) и горизонтальное (д) сечения распределения в дальней зоне. Число Штреля (S) для данного измерения составляет 0.72.

Было исследовано два подхода к коррекции волнового фронта сверхмощных лазерных пучков: коррекция по частотному режиму и коррекция непосредственно по разовому режиму. Преимуществом коррекции по частотному режиму является большая частота повторения, а недостатком тот факт, что при коррекции не учитываются фазовые и амплитудные различия между пучками в частотном и разовом режимах. На первый взгляд, эти различия не так велики, поскольку в обоих случаях пучок проходит идентичный путь. Однако из-за неоднородности пространственного распределения в ближней зоне в частотном режиме, измерения ДВФ в точках с малой амплитудой, например, по периметру пучка, могут отсутствовать или быть неточными. Это может сильно влиять на эффективность

коррекции в разовом режиме в зависимости от доли энергии, содержащейся в таких областях.

Первым этапом исследования стала коррекция волнового фронта по частотному режиму. Коррекция проводилась между разовыми выстрелами, отстоящими друг от друга на 20 минут. В ходе разовых выстрелов коррекция не применялось, а напряжения на управляющих электродах ДЗ оставались неизменными. На Рисунке 2.3 представлены значения Числа Штреля (S) и СКО искажений волнового фронта (σ) для частотного и разового режимов. Стоит отметить, что для каждой реализации число Штреля вычислялось с учетом амплитудного распределения в ближней зоне. Точки для частотного режима получены усреднением по 60 реализациям за 1-2 минуты перед разовыми выстрелами. На рисунке виден достаточно большой разброс чисел Штреля как между частотным и разовым режимами, так и между соседними точками разового режима. Это связано с плохой коррекцией в тех областях пучка, где находились слабо засвеченные точки, что приводило к уменьшению числа Штреля в разовом режиме. Максимальное число Штреля в разовом режиме составило порядка 0.6, а среднее - меньше 0.45. При этом в частотном режиме максимальное значение составило порядка 0.72, а среднее – порядка 0.55

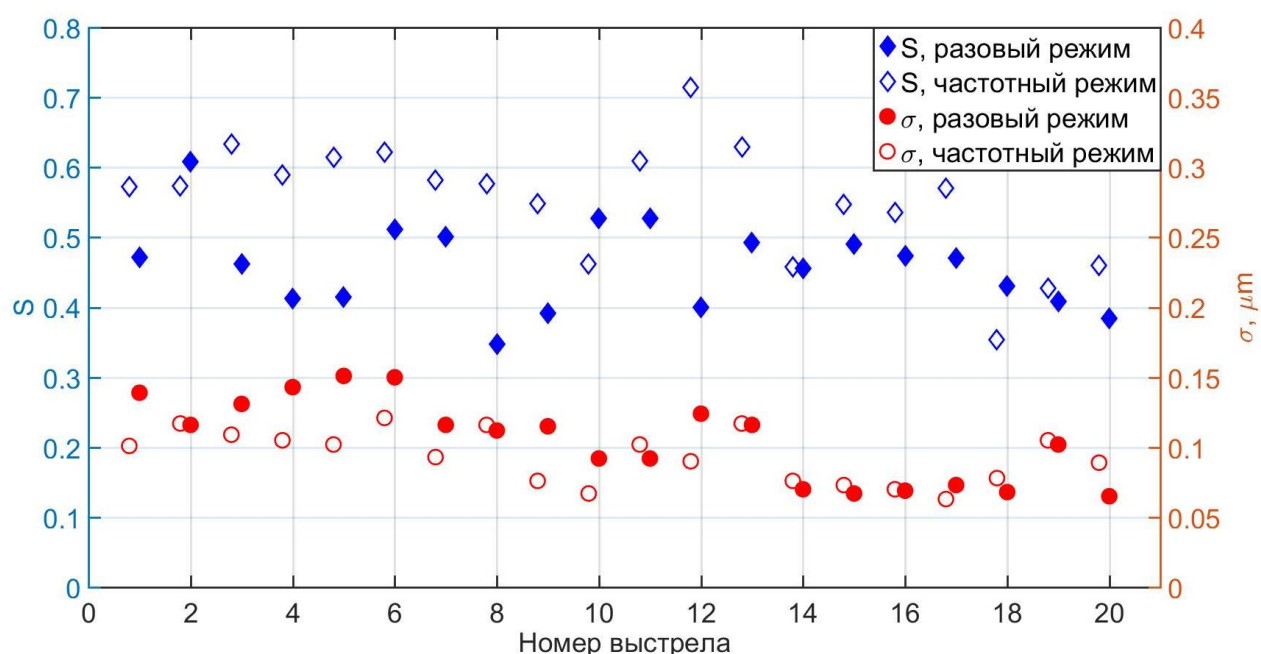


Рисунок 2.3. Экспериментальная зависимость σ (кружки) и числа Штреля (ромбы) в разовом и частотном режимах при коррекции по частотному режиму.

На Рисунке 2.4 представлены аналогичные данные для следующего этапа, в котором коррекция осуществлялась в разовом режиме, при этом проводились измерения в частотном режиме для сравнения результатов со случаем коррекции по частотному режиму. Для коррекции волнового фронта выбирались наиболее удачные выстрелы, заполнение ближней зоны и спектр в которых были наиболее близкими к ожидаемому. Шаги коррекции отмечены на графике вертикальными линиями. Точки для разовых выстрелов, по которым проводилась коррекция, располагаются слева от линий. Первая точка в серии соответствует начальной коррекции по квазинепрерывному режиму. Из Рисунка 2.4. видно, что хоть не каждый шаг коррекции приводил к улучшению числа Штреля, однако наблюдалось постепенное его увеличение. Наибольший вклад внес первый шаг коррекции, увеличивший S с 0.27 до 0.55, то есть более чем в 2 раза, следующие три шага привели к улучшению S с 0.55 до 0.66. СКО искажений волнового фронта (σ) в процессе коррекции снизилось с 0.22 мкм до ~ 0.04 мкм. Максимальное число Штреля составило 0.66, распределение в ближней и дальней зонах для данного выстрела приведены на Рисунке 2.5.

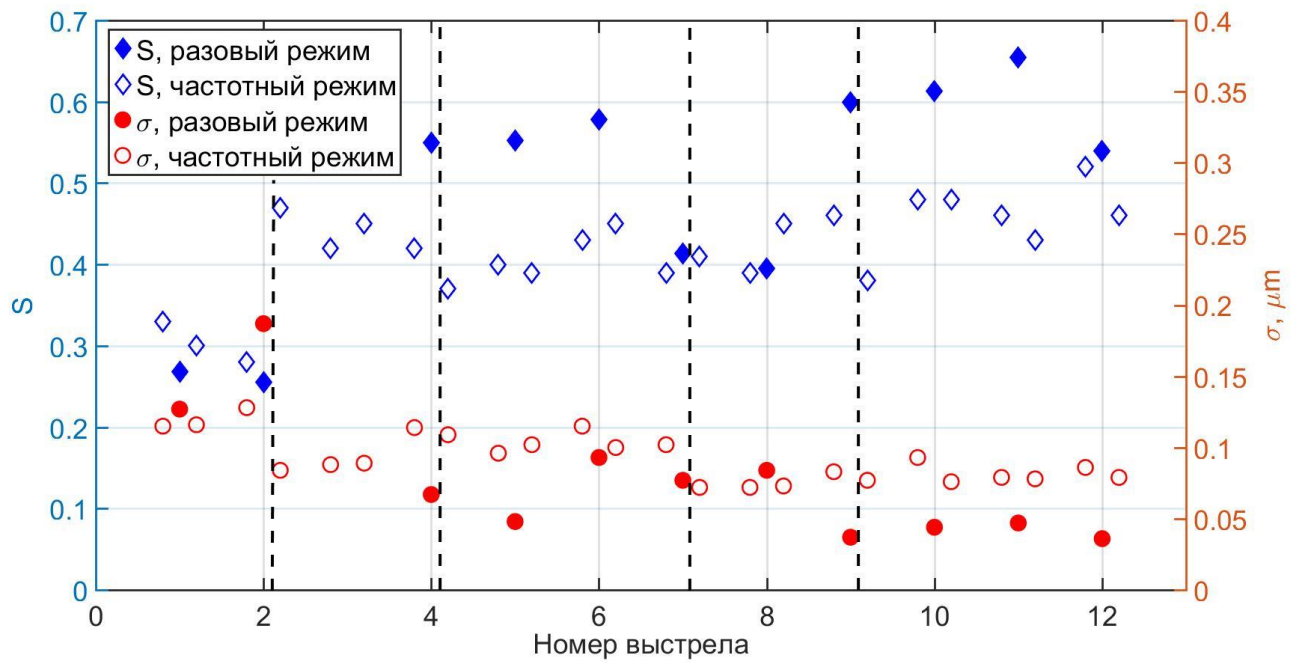


Рисунок 2.4. Экспериментальная зависимость числа Штреля S и σ в разовом и в частотном режимах, при коррекции в разовом режиме. Вертикальными линиями отмечены выстрелы, на основании измерения волнового фронта которых происходила коррекция.

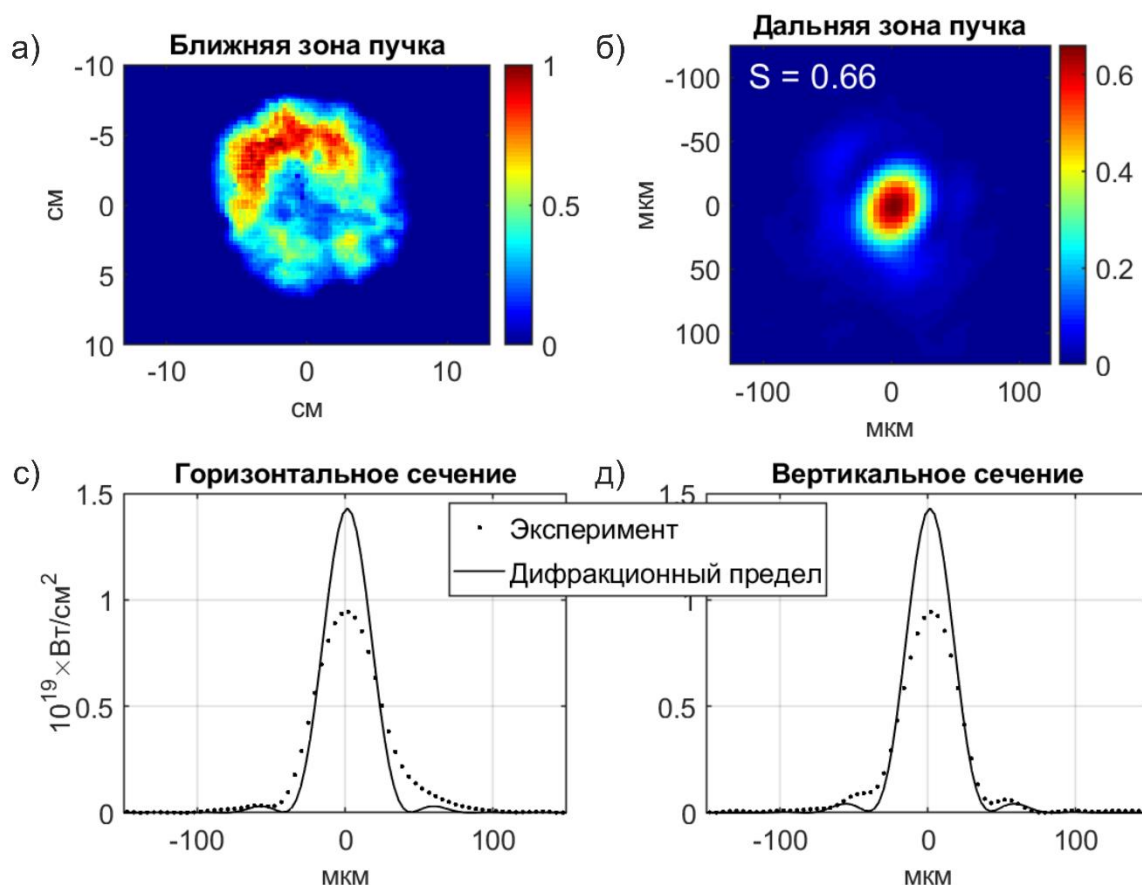


Рисунок 2.5. Распределения плотности потока энергии в ближней (а) и дальней (б) зоне пучка в квазинепрерывном режиме, вертикальное (в) и горизонтальное (д) сечения распределения в дальней зоне для энергии 7 Дж в 60 фс. Число Штреля S для данного измерения составляет 0.66.

Таким образом, на основании результатов коррекции по частотному (Рисунок 2.3) и разовому режиму (Рисунок 2.4), наилучшая фокусировка всегда соответствует режиму, по которому проводилась коррекция. Показано, что изменения в волновом фронте, накопленные за время между разовыми выстрелами, влияют на качество работы адаптивной оптики меньше, чем различия между пучками в частотном и разовом режиме. Использование адаптивной системы коррекции волнового фронта позволило на лазерном комплексе PEARL увеличить число Штреля с 0.3 до 0.66, то есть более чем в два раза увеличить возможную интенсивность в фокусе.

2.2 Фокусировка сверхмощного лазерного импульса после самовоздействия.

В настоящее время, максимальная пиковая интенсивность на лазерных системах сверхвысокой мощности ограничена предельными значениями размера и лучевой стойкости дифракционных решеток компрессора и ограничениями на выходную мощность, определяемую параметрами лазерной установки. Возможны несколько вариантов дальнейшего увеличения пиковой мощности лазеров. Например, повышение энергии за счет увеличения апертуры лазерного пучка при использовании составных решеток в компрессоре, плоскости которых должны быть совмещены с субволновой точностью [97], или за счет создания нескольких мощных лазерных пучков, которые должны быть идеально совмещены и сфазированы при фокусировке. Альтернативный путь повышения пиковой мощности основан на увеличении мощности вследствие дополнительной компрессии лазерного импульса в среде с кубической нелинейностью, под названием TFC (Thin Film Compression) [98] или CafCA (Compression After Compressor Approach) [24, 58], который активно развивается в последнее время.

Метод посткомпрессии основан на уширении спектра лазерного импульса при самомодуляции в среде с кубической нелинейностью и последующим временным сжатием импульса с помощью чирпирующих зеркал. Для мощных ПВТ лазерных импульсов, как правило, используют тонкие, толщиной порядка нескольких миллиметров, прозрачные диэлектрические пластины из стекла, плавленого кварца, полимеров или кристаллов. Метод посткомпрессии уже позволил сократить длительность лазерного импульса на установке PEARL в 6 раз, тем самым повысив его мощность до 1.5 ПВт [25].

Существенным преимуществом посткомпрессии является простота реализации метода. Его использование требует добавления в схему всего пары элементов – нелинейной пластины и чирпирующих зеркал. Достоинством данного метода также является отсутствие значительных потерь энергии импульса, которые сводятся к потерям на отражение от оптических поверхностей. Таким образом, энергия лазера после посткомпрессии практически неотличима от энергии перед

нелинейным элементом, что позволяет увеличивать мощность лазерных импульсов практически кратно сокращению длительности.

В настоящее время активно проводятся исследования посткомпрессии лазерных импульсов и их фокусируемости. Так в работе [59] продемонстрировано сжатие и фокусируемость мощных лазерных импульсов после фазовой самомодуляции в тонких пленках. Лазерные импульсы с энергией 296 мДж были сжаты с 55 фс до 31 фс. Сжатый импульс фокусировался внеосевым параболическим зеркалом $f/20$. Обнаружено, что фокусируемость мощных лазерных пучков с плоским распределением интенсивности в ближней зоне, после спектрального уширения в тонких пленках в хорошей степени сохраняется, демонстрируя лишь незначительное уменьшение энергии, содержащейся в центральной части фокального пятна, что представляет собой уменьшение пикового флюенса на 12 %. В работе [99] также основным предметом исследований было сжатие лазерных импульсов, а диагностика фокального пятна при В-интеграле порядка 1.8 показала, что фокальное пятно ухудшается, но не критически, и пригодно для проведения экспериментов. В работе [61] были проанализированы и исправлены искажения волнового фронта, после посткомпрессии лазерного импульса мощностью 100 ТВт, что позволило добиться увеличения интенсивности при фокусировке сжатого импульса. В результате посткомпрессии длительность лазерного импульса была уменьшена с 24 до 11 фс. Сначала были скорректированы начальные аберрации лазерного пучка, а после с помощью ДВФ были измерены искажения волнового фронта после посткомпрессии. Измеренные искажения повторяли профиль интенсивности лазерного пучка в ближней зоне, что говорило о нелинейном характере их возникновения. Далее при помощи компенсации аберраций волнового фронта, число Штреля для сжатого лазерного пучка было улучшено с 0.37 до 0.52, а пиковая интенсивность импульса была увеличена в 1.5 раза, в то время как ее увеличение без коррекции волнового фронта составило всего 1.1.

Таким образом, хоть метод посткомпрессии и позволяет сжимать лазерные импульсы в несколько раз, однако из-за возникающих при этом искажений

волнового фронта качество фокусировки лазерных пучков может сильно ухудшаться, что в итоге приводит к незначительному приросту или даже уменьшению пиковой интенсивности. Для большинства практических приложений все же наиболее важным является не увеличение мощности, а выигрыш в пиковой интенсивности сфокусированного излучения. Поэтому возможность фокусировки лазерного пучка после нелинейной посткомпрессии требует более детального изучения.

Так как уширение спектра импульса происходит в результате фазовой самомодуляции в среде с керровской нелинейностью, показатель преломления которой пропорционален интенсивности, импульс приобретает специфические нелинейные фазовые искажения (НФИ), приводящие к пространственным неоднородностям формы спектральной фазы и спектра из-за пространственной неоднородности интенсивности проходящего нелинейный элемент лазерного импульса. Очевидно, что в этом случае необходимы специфические методы коррекции волнового фронта, а измерение фокального пятна стандартными средствами, в частности CCD камерой, не позволяют сделать однозначный вывод о пиковой интенсивности, так как распределение потока энергии, измеренное камерой в фокальной плоскости, нетривиальным образом связано с интенсивностью.

Число Штреля (S) представляет собой отношение измеренного значения пикового флюенса в фокусе к его теоретическому пределу с учетом пространственного распределения энергии в ближней зоне. Величину S можно получить из экспериментального распределения флюенса пучка в дальней зоне, измеренного камерой с экспозицией, значительно превышающей длительность импульса. Определенное таким образом S не чувствительно к пространственно однородной спектральной фазе импульса, и одинаково для растянутых и спектрально ограниченных лазерных импульсов. Что касается НФИ, то их можно интерпретировать как быстрое изменение волнового фронта во времени. Следовательно идеальная коррекция НФИ предполагает исправление волнового фронта во все моменты времени, однако традиционные АОС неспособны изменять

форму ДЗ на фемтосекундном масштабе времени, и уменьшение S по сравнению со случаем отсутствия НФИ неизбежно для любой возможной стационарной формы поверхности ДЗ.

В то же время в работе [26] было показано, что достижения максимальной пиковой интенсивности после посткомпрессии при помощи стандартных АОС на основе деформируемых зеркал возможно. Существует такая форма поверхности ДЗ, которая соответствует коррекции фазовых искажений в момент прихода максимальной мощности. Фазовые искажения в другие моменты времени при этом не корректируются, что приводит к уменьшению S . В условиях наличия НФИ имеет смысл ввести определение отношения пиковых интенсивностей в абберрационном и безабберрационном случаях по аналогии с числом Штреля, и обозначить его как S_i . Разница между S_i и S проявляется только для импульсов с НФИ, волновые фронты которых в разные моменты времени имеют разную форму. Кроме того, значение S_i нельзя измерить напрямую в отличие от S , но его можно оценить на основе численного моделирования самомодуляции [26].

Особый интерес также представляет измерение волнового фронта лазерного пучка с НФИ при помощи ДВФ гартмановского типа. При использовании такого датчика стандартная процедура восстановления формы волнового фронта основана на измерении положения центроидов фокальных пятен в субапертурах линзового раstra [100]. Из-за НФИ положения пятен для разных длин волн или разных моментов времени смещаются относительно друг друга. Регистрация гартманограммы в ДВФ происходит обычной матрицей, которую очевидно, нельзя использовать для измерений с фемтосекундным временным разрешением, в результате чего ДВФ регистрируется интегрированный по времени сигнал, соответствующий определенной «эффективной» форме волнового фронта.

В общем случае, коррекция по измерениям «эффективного» волнового фронта не соответствует ни максимальному S , ни S_i . Однако численное моделирование [26] показало, что удовлетворительные результаты оптимизации фокального пятна все же могут быть достигнуты, когда обратная связь в АОС

реализуется через эффективную форму волнового фронта. Помимо этого, коррекция волнового фронта может осуществляться посредством измерений в узком спектральном диапазоне, близком к центральной длине волны лазера. Существует также и третий подход, основанный на численном расчете необходимой для коррекции формы волнового фронта на основе измеренных параметров импульса и нелинейной среды. Хотя в данном подходе и производится моделирование самовоздействия при известных параметрах лазерного импульса, однако в реальных условиях распределение энергии в ближней зоне, энергия, спектр и спектральная фаза импульса нестабильны, вследствие чего расчет оптимальной для коррекции формы волнового фронта сильно затруднен. К тому же для наиболее точного моделирования самовоздействия, спектр и спектральную фазу необходимо знать во всех точках апертуры лазерного пучка.

Для экспериментального исследования были выбраны два подхода к коррекции НФИ: (i) коррекция через эффективную форму при проведении измерений в полном спектре и (ii) коррекция на основе измерений в узкой полосе около центральной длины волны. Эксперименты проводились на лазерной установке PEARL [74, 75]. Схема эксперимента представлена на Рисунке 2.6.

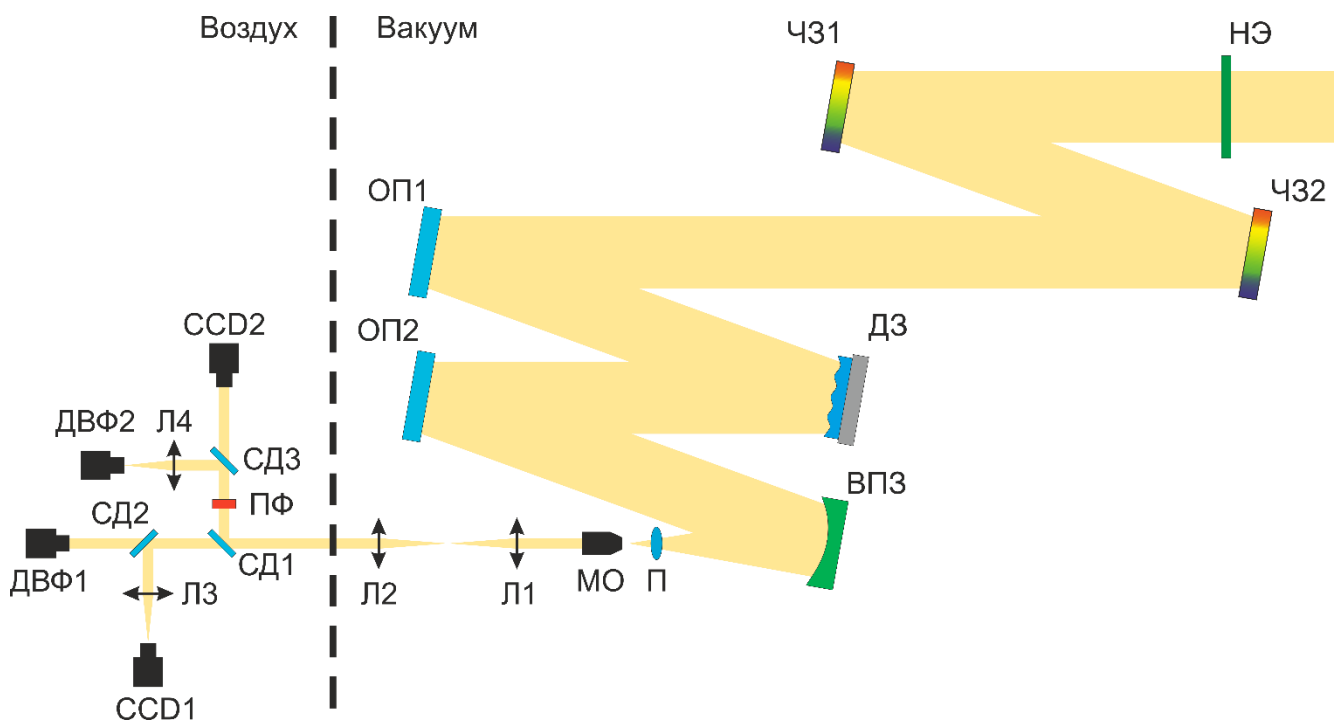


Рисунок 2.6. Схема эксперимента. НЭ - нелинейный элемент, ЧЗ1-ЧЗ2 - чирпированные зеркала, ОП1-ОП2 - ослабляющие клиновые пластины без покрытия, ДМ - деформируемое зеркало, ВПЗ - внеосевое параболическое зеркало, П - перископ, МО – микроскопический объектив, Л1-Л4 - ахроматические линзы, ПФ - полосовой фильтр 910 ± 5 нм, ДВФ1-ДВФ2 - датчики волнового фронта, CCD1-CCD2 – фокальные камеры.

Линейно поляризованный в плоскости рисунка лазерный импульс с центральной длиной волны 910 нм, длительностью около 60 фс, с энергией до 15 Дж в круглой апертуре диаметром около 16 см, после прохождения оптического компрессора, направлялся на нелинейный кристалл KDP (НЭ) толщиной 4 мм. В НЭ спектр импульса уширялся в несколько раз за счет фазовой самомодуляции. Затем импульс был сжат до 10 фс с помощью чирпированных зеркал ЧЗ1 и ЧЗ2 (описание эксперимента по компрессии импульса подробно изложено в работе [101]).

После посткомпрессии лазерный импульс направлялся на стеклянный клин без покрытия ОП1, деформируемое зеркало ДЗ, еще один клин без покрытия ОП2 и внеосевое параболическое зеркало $\sim f/2.5$ ($F = 42$ см, внеосевое расстояние - 175 мм). Сходящийся пучок после ВПЗ дважды отражался от непокрытых клиньев, образующих вертикальный (не в плоскости снимка) перископ П, после чего фокусировался в пятно диаметром около 5 мкм.

Изображение фокальной плоскости передавалось с 20-кратным увеличением на ПЗС-камеры CCD1 и CCD2 при помощи микроскопического объектива МО (20x Edmund Optics M Plan Apo Long Work Distance Infinity Corrected), телескопа из линз Л1 и Л2 и фокусирующих линз Л3 и Л4. В схеме было организовано два канала, для измерения в полном спектре и для измерения в узкой полосе около центральной длины волны. В каждом из каналов измерялось фокальное пятно (CCD1 – CCD2) и искажения волнового фронта (ДВФ1 – ДВФ2). Для разделения излучения между и внутри каналов использовались широкополосные пластинчатые светоделители из плавленого кварца СД1 - СД3 (Thorlabs UV 50:50, 700 – 1100 нм). Плоскости

микролинзовых растров ДВФ1 и ДВФ2 были сопряжены в оптическом смысле с плоскостью ДЗ. Также на основе показаний ДВФ1 и ДВФ2 измерялся не только волновой фронт в области ДЗ, но и пространственное распределение энергии в пучке.

Для создания канала измерения в узкой полосе около центральной длины волны перед ДВФ2 и CCD2 был установлен полосовой фильтр ПФ 910 ± 5 нм. С помощью такой схемы можно было одновременно проводить измерения как в полном спектре с использованием ДВФ1 и CCD1, так и в узком спектральном диапазоне с использованием ДВФ2 и CCD2.

Стоит отметить, что апертура излучения в плоскости линзы микроскопического объектива составляла всего несколько мм, поэтому ослабление было выбрано таким образом, чтобы В-интеграл в диагностическом канале был значительно меньше единицы. Клинья ОП1, ОП2 и перископ П ослабили импульс примерно в 10^5 раз. Дополнительное ослабление, необходимое для предотвращения повреждения CCD-матриц, обеспечивалось за счет нейтральных оптических фильтров, размещенных между Л2 и камерами в частях схемы, где лазерный луч был коллимирован.

При работе с НФИ необходимо поддерживать одинаковый профиль пространственного распределения интенсивности в ближней зоне пучка. Поэтому в экспериментах для измерения волнового фронта использовались только выстрелы, близкие по параметрам. Все представленные в разделе значения получены в аналогичных условиях, то есть при энергии в импульсе порядка 10 Дж и длительности на выходе из компрессора порядка 60 фс.

Прежде всего, была протестирована работоспособность АОС без нелинейного сжатия импульсов. Для этого кристалл KDP был удален из пучка. При помощи алгоритма динамического переопределения эталонного волнового фронта [А1] была получена калибровка АОС, соответствующая числу Штреля порядка 0.85. Результаты коррекции в разовом режиме без посткомпрессии представлены на

Рисунке 2.7 (а). В соответствии с результатами Раздела 2.1 коррекция осуществлялась непосредственно по разовым выстрелам.

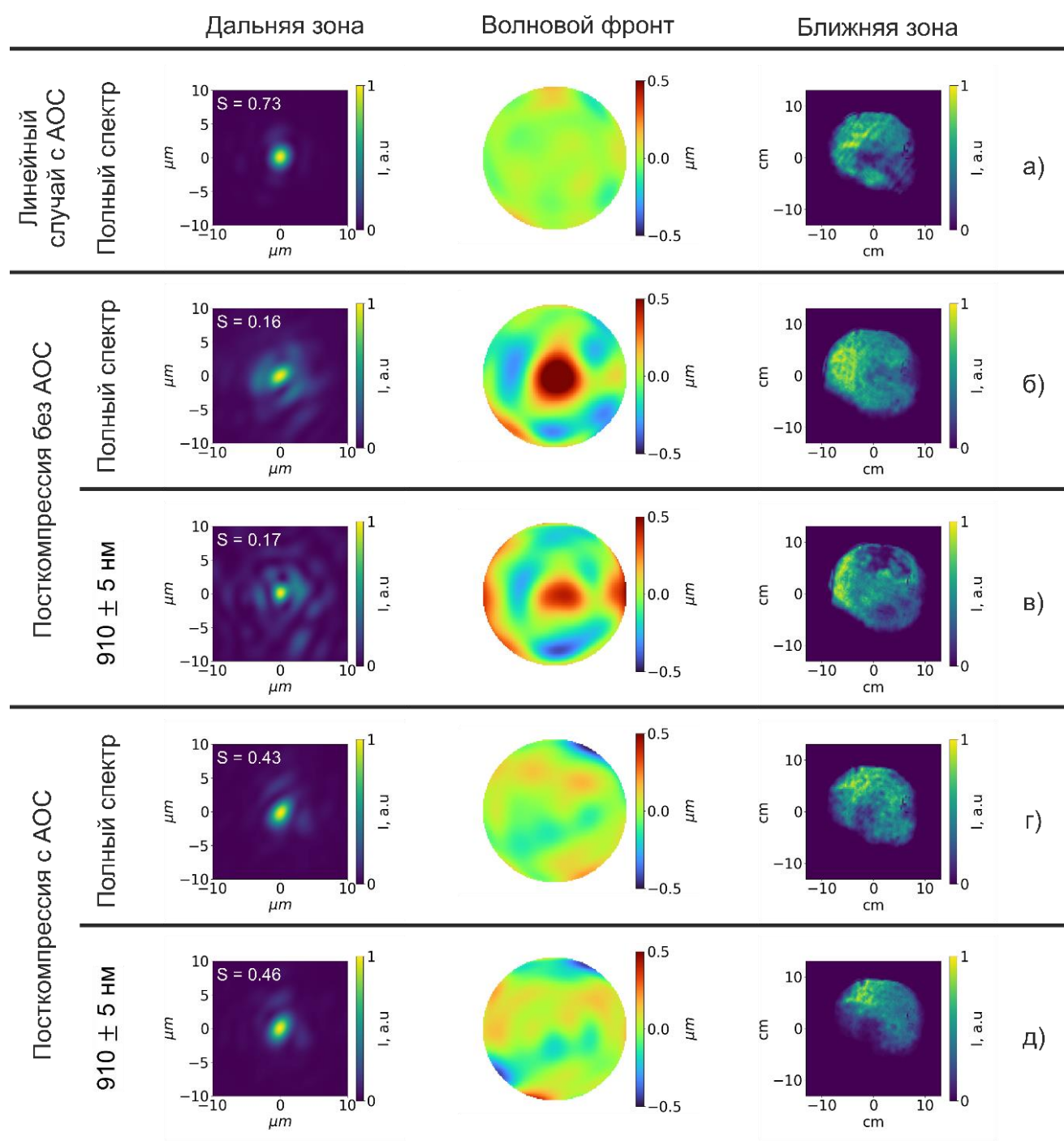


Рисунок 2.7. Изображения дальней зоны (первый столбец), искажений волнового фронта (средний столбец) и ближней зоны (правый столбец) пучка в разных случаях: (а) без посткомпрессии после коррекции линейной части искажений волнового фронта, (б, в, г, д) с посткомпрессией; (б,в) – с коррекцией только

линейной части искажений волнового фронта, (г,д) – коррекция на основе измерений эффективного волнового фронта; (б,г) во всем спектре, (в,д) в узкой спектральной полосе 910 ± 5 нм. Значения S и СКО составляли: а) $S=0.73$, СКО = 60 нм; б) $S = 0.16$, СКО = 214 нм; в) $S = 0.17$, СКО = 175 нм; г) $S = 0.43$, СКО = 91 нм; д) $S = 0.46$, СКО = 108 нм.

В результате коррекции по разовым выстрелам без НЭ число Штреля составило $S=0.73$, что больше значения, полученного ранее (раздел 2.1) [А3] вследствие лучшей калибровки АОС. Стоит отметить, что достижение такого уровня фокусировки сверхмощного лазерного пучка само по себе имеет большое практическое значение, и превосходит качество фокусировки многих лазерных установок подобной мощности, частота работы которых и стабильность намного выше.

Далее в пучок был помещен НЭ, в результате чего фокусировка излучения сильно ухудшилась Рисунок 2.7 (б,в). При этом сам НЭ не вносил заметных искажений в волновой фронт пучка при малой мощности. Вследствие появления НФИ число Штреля упало до 0.16 и 0.17, а СКО выросло до 214 нм и 175 нм в каналах измерения в полном спектре и узкой полосе около центральной длины волны соответственно. ДЗ было предварительно сформировано для коррекции первоначальных aberrаций оптического тракта (Рисунок 2.7 (а)), поэтому этот случай можно рассматривать как компенсацию только постоянной линейной части aberrаций.

Следующим шагом мы включили специальный алгоритм управления ДЗ, позволяющий корректировать волновой фронт только по отдельным выстрелам, параметры которых считаются оптимальными. После коррекции волнового фронта, число Штреля выросло до значений 0.43 и 0.46, при СКО волнового фронта 91 нм и 108 нм для каналов измерения в полном и узком спектральных диапазонах соответственно (Рисунок 2.7 (г, д)).

Результаты, показанные на Рисунке 2.7 (г, д) были получены с использованием первого подхода — коррекции на основе измерения

«эффективной» формы волнового фронта. Различия в качестве фокусировки при использовании второго подхода - узкополосного волнового фронта (Рисунок 2.7 (д)) – были бы незначительными и привели бы к близким значениям числа Штреля. На это указывает хорошая схожесть волновых фронтов, измеренных в каналах до (Рисунок 2.7 (б, в)) и после (Рисунок 2.7 (г, д)) коррекции.

Таким образом, мы экспериментально подтвердили, что оба подхода демонстрируют схожие результаты. Преимущество второго подхода (на основе узкополосного фильтра) состоит в том, что в ДВФ нет необходимости учитывать спектральную чувствительность ПЗС-сенсора и использовать широкополосные зеркала в диагностической линии. А недостатком является то, что узкополосный фильтр существенно ослабляет сигнал, и при большом общем затухании в линии усложняет калибровку АОС.

Также сложность при использовании второго подхода возникает в случае неоднородности в пространственном распределении интенсивности в ближней зоне пучка. При самовоздействии, в определенных условиях, энергия из центральной части спектра лазерного импульса может перераспределяться в боковые части. Таким образом, из-за неоднородности в пространственном распределении интенсивности пучка такое перераспределение может осуществляться для одних частей, и не осуществляться для других. При измерении в полном спектре энергия в каждой субапертуре ДВФ остается примерно такой же, как и до самовоздействия. Однако при измерении в узкой полосе около центральной длины волны из-за данного эффекта может наблюдаться значительный перепад в уровне сигнала, регистрируемого матрицей ДВФ. Это может привести к тому, что в некоторых субапертурах будет избыточный уровень сигнала, а в некоторых – недостаточный, что в свою очередь приводит к ошибкам при измерении волнового фронта. Данный эффект хорошо заметен на ближней зоне Рисунок 2.7 (б, в).

Стоит отметить, что пространственные фазовые искажения в нашем эксперименте были чрезвычайно сильными: В-интеграл был сильно неоднороден поперек пучка из-за неоднородности пучка в ближней зоне, а его расчетное

максимальное значение достигало 10. Тем не менее была продемонстрирована хорошая компенсация нелинейных искажений: S увеличилось с 0.16 до 0.43.

Как было показано в [26], достичь $S=1$ с АОС на основе ДЗ после посткомпрессии невозможно даже теоретически, так как волновой фронт динамически меняется в течение импульса. То есть даже ДЗ идеальной формы может скорректировать волновой фронт только для определенного временного среза импульса, в то время как число Штреля $S=1$ требует корректировки волнового фронта во все моменты времени вдоль импульса. В тоже время достижение $S_i = 1$ при помощи классических АОС возможно, однако его можно рассчитать лишь косвенно на основе результатов численного моделирования, используя измерения S , волновой фронт пучка, параметры лазерного импульса и коррекции.

Соответственно следующим шагом было выполнено численное моделирование фокусировки лазерного импульса после посткомпрессии, параметры которого соответствовали случаю Рисунок 2.8 (г, д). Для корректного сравнения эффективности фокусировки в случаях с посткомпрессией и без нее в численном моделировании учитывались измеренные в эксперименте остаточное искажение волнового фронта (Рисунок 2.7 (а)) и распределение энергии в ближней зоне (Рисунок 2.7 (г)). Результаты моделирования сведены в Таблицу 2.2. По результатам моделирования максимальное расчетное значение числа Штреля с учетом остаточных искажений волнового фронта составило $S = 0.52$ при $S_i = 0.62$. Полученное в эксперименте значение $S = 0.43$, что всего на 16% ниже полученного в моделировании значения. Используя ту же пропорцию, можно оценить S_i в эксперименте как 0.52, что на 16% ниже теоретического значения $S_i = 0.62$.

Таблица 2.2. Сравнение экспериментальных результатов коррекции НФИ с теоретическими значениями

	Линейный случай эксперимент	Посткомпрессия эксперимент		Посткомпрессия теория	
	С АОС	Без АОС	С АОС	Без АОС	С АОС

S	0.73	0.16	0.43	0.14	0.52
СКО	46 нм	204 нм	91 нм	244 нм	78 нм
S_i	0.73	-	-	0.15	0.62

Таким образом, после посткомпрессии форма волнового фронта динамически меняется во времени вдоль импульса, и ее измерение с временным разрешением в настоящее время экспериментально невозможно. Однако в ходе исследований были экспериментально подтверждены сделанные в работе [26] выводы, что в качестве обратной связи для адаптивной оптической системы на основе деформируемого зеркала может использоваться либо полученная датчиком волнового фронта Шака-Гартмана для всего спектра импульса «эффективная» форма волнового фронта, либо форма волнового фронта, измеренная таким же датчиком в сочетании с узкополосным фильтром около центральной длины волны лазера.

Для круглого пучка с плоским профилем распределения энергии в ближней зоне можно написать следующую формулу, при помощи которой далее оценивались пиковые интенсивности лазерного импульса при фокусировке:

$$I \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] = \frac{\pi}{4} \left(\frac{F}{D} * \lambda [\text{мкм}] \right)^{-2} P [\text{ПВт}] * S_i * 10^{23} \quad (2.1)$$

Используя оценки при помощи формулы 2.1 можно проследить увеличение пиковой интенсивности на лазерной установке PEARL за счет использования АОС и метода посткомпрессии. Результаты показаны в таблице 2.3. Для расчета интенсивности энергия была взята за 10 Дж, а фокусировка $f/2.5$, что в некоторых случаях не соответствует реальным данным, однако такое представление наиболее наглядно демонстрирует изменение интенсивности на каждые 10 Дж энергии лазерного импульса при фокусировке $f/2.5$.

Таблица 2.3 Результаты использования АОС на лазерном комплексе PEARL

Описание	Параметры импульса	f/#	S_i	I, Вт/см ²
Начальное значение без АОС	10 Дж 60 фс	f/2.5	0.3	$7.6 * 10^{20}$
Коррекция по разовому режиму			0.66	$1.7 * 10^{21}$
Коррекция по разовому режиму с лучшей калибровкой [А3]			0.73	$1.9 * 10^{21}$
Коррекция только линейной части искажений при CafCA	10 Дж 10 фс		0.15	$1.5 * 10^{21}$
Коррекция НФИ на основе эффективной формы волнового фронта при CafCA	$\frac{P}{P_0} \approx 4$		0.52	$5.2 * 10^{21}$

Без использования АОС фокусировка соответствовала $S = 0.3$, и пиковая интенсивность согласно Таблице 2.3 составила бы $7.6 * 10^{20}$ Вт/см². Калибровка с $S=0.72$ и коррекция по разовым выстрелам [А3] позволила достичь числа Штреля 0.66 и соответствующей интенсивности $1.7 * 10^{21}$ Вт/см². После улучшения калибровки АОС до S порядка 0.85 при помощи метода динамического переопределения эталонной формы волнового фронта [А1], удалось достигнуть фокусировки сверхмощного лазерного пучка с $S = 0.73$ и интенсивности $1.9 * 10^{21}$ Вт/см².

Укорочение импульса методом посткомпрессии позволило сократить длительность импульса до 10 фс, однако из-за неоднородного распределения интенсивности в ближней зоне, прирост мощности $\frac{P}{P_0}$ должен быть меньше 6. Согласно [26], где проводились расчеты для характерного распределения в ближней зоне на лазерной установке PEARL, увеличение мощности за счет компрессии составляет порядка 4.

Фокусировка при исправлении только линейной части искажений соответствовала $S_i \sim 0.15$ и $I = 1.5 * 10^{21}$ Вт/см², что по сравнению со случаем без посткомпрессии дает сокращение интенсивности в 1.3 раза. Использование АОС

для исправления НФИ позволило увеличить S_i в 3.5 раза - до 0.52. Пиковая интенсивность при этом поднялась до $5.2 * 10^{21}$ Вт/см².

Таким образом пиковая интенсивность лазерного комплекса PEARL была увеличена практически в 7 раз за счет применения разработанных методов калибровки АОС и подходов к коррекции искажений волнового фронта сверхмощных лазерных пучков.

2.3 Выводы к Главе 2

Глава 2 данной работы посвящена исследованию возможности контроля пространственной фазы сверхмощного лазерного пучка как в случае наличия линейных искажений волнового фронта, так и в случае наличия нелинейных искажений, возникающих при фазовой самомодуляции импульса.

Первым этапом работы было исследование возможности коррекции искажений волнового фронта в пучке посредством настроечного излучения. Частота работы лазерной системы на полной мощности составляет 1 выстрел в 20 минут, и между выстрелами в оптическом тракте могут возникать искажения волнового фронта, приводящие к ухудшению фокусировки. Использование настроечного излучения позволило бы осуществлять исправление волнового фронта непосредственно перед приходом сверхмощного лазерного импульса, тем самым поддерживая необходимый уровень фокусировки.

В работе было выполнено сравнение двух подходов к коррекции волнового фронта сверхмощного пучка: предварительной коррекция по частотному режиму и коррекция непосредственно в разовом режиме [А3]. При коррекции по частотному режиму экспериментально был показан достаточно большой разброс числа Штреля между пучками в разовом и частотном режимах, а также значительное отклонение между точками в разовом режиме. Такой эффект обусловлен различиями в пространственном распределении энергии и профиле волнового фронта между режимами.

Коррекция по разовому режиму продемонстрировала более стабильные результаты и лучшую фокусировку сверхмощных пучков, максимальное число Штреля достигло 0.66. При этом анализ значений числа Штреля и СКО искажений волнового фронта показал, что между режимами существуют отличия, и наилучшая фокусировка наблюдается в том режиме, по которому проводилась коррекция. Таким образом, было показано, что на лазерной установке PEARL различия между пучками в настроечном и разовом режимах больше, чем различия

между пучками в разовом режиме, и финальная коррекция волнового фронта должна производиться непосредственно в разовом режиме.

На втором этапе было проведено исследование фокусировки сверхмощного фемтосекундного лазерного излучения после посткомпрессии [А4]. Хотя использование метода CafCA и позволяет увеличить пиковую мощность импульса, в результате фазовой самомодуляции возникают нелинейные фазовые искажения, вызванные неоднородностями в пространственном распределении интенсивности пучка. НФИ в свою очередь приводят к ухудшению фокусировки. В данной работе было рассмотрено два подхода к коррекции НФИ, предложенных в [26]. Первый подход основан на использовании при коррекции эффективной формы волнового фронта, измеренной в полном спектре, а второй – на основе измерений в узкой спектральной полосе около центральной длины волны.

Изначально, при отсутствии нелинейного элемента, сверхмощный лазерный импульс был сфокусирован до числа Штреля 0.73. Коррекция при этом осуществлялась непосредственно по разовому режиму, а эталонный волновой фронт соответствовал числу Штреля 0.86 и был найден при помощи метода динамического переопределения эталонного волнового фронта. Далее в пучок был помещен НЭ, и вследствие появления НФИ число Штреля упало до 0.16. После нескольких шагов коррекции на основе эффективной формы волнового фронта S увеличилось до 0.43. При этом форма волнового фронта в каналах с измерениями в полном спектре и в узком спектре были схожи, что говорит о возможной коррекции как на основе эффективной формы волнового фронта, так и на основе волнового фронта, измеренного в узкой спектральной полосе. Численные оценки, учитывающее не только параметры лазерного излучения и нелинейного элемента, но и ошибку коррекции волнового фронта позволили оценить S_i как 0.52. Таким образом использование АОС после посткомпрессии сверхмощных фемтосекундных импульсов позволило увеличить сфокусированную пиковую интенсивность в 3.5 раза за счет компенсации нелинейных фазовых искажений.

Глава 3. Развитие экспериментальных методов настройки и диагностики лазерно-плазменного взаимодействия.

3.1 Применение адаптивной оптической системы при позиционировании мишеней.

Пиковая интенсивность лазерного излучения на мишени является одним из ключевых параметров, определяющих динамику лазерно-плазменного взаимодействия. При интенсивностях выше 10^{18} Вт/см² возникают релятивистские эффекты, которые открывают уникальные возможности для исследований в области физики экстремальных состояний вещества и разработки новых технологий, таких как компактные источники вторичного излучения и ускорители частиц. Достижение высоких интенсивностей осуществляется не только за счет увеличения энергии импульса и сокращения его длительности, но и посредством более плотной фокусировки лазерного пучка. Однако более плотная фокусировка требует повышенной точности позиционирования мишени, поскольку размер фокального пятна и релеевская длина уменьшаются.

Обеспечение того, чтобы мишени не выходили из фокальной плоскости при их смещении или замене, представляет собой сложную техническую задачу. Для каждого отдельного эксперимента методы позиционирования мишеней могут отличаться. Это зависит от типа, формы, размеров и материала мишени, от особенностей схемы эксперимента и множества других факторов. Методы позиционирования мишеней включают, например, теневую съемку, ретрофокусировку, прямое наблюдение задней стороны мишени [27-29]. Так оптически гладкие мишени могут быть настроены с помощью зеркально отраженного луча. Этот метод снижает точность для оптически шероховатых мишеней, поскольку слабый рассеянный свет от шероховатой мишени усложняет позиционирование. Тонкие мишени можно позиционировать путем оптического сопряжения поверхности мишени с матрицей камеры в том же канале диагностики,

в котором осуществляется диагностика фокального пятна. Однако отсутствие достаточно четких элементов на поверхности мишени, таких как царапины, или ровного края не позволяет использовать этот метод.

Методы прямого наблюдения за поверхностью мишени наиболее выгодны в случае одиночных мишеней или при работе с низкочастотными лазерными системами, которые обычно производят несколько выстрелов на полной мощности в час. Другим классом методов для контроля положения мишени является регистрация продуктов лазерно-плазменного взаимодействия, где методы диагностики охватывают генерацию частиц, ИК, видимый, экстремальный ультрафиолетовый и рентгеновский диапазоны спектра. Вторичные источники при этом наблюдаются как с передней, так и с задней стороны мишени [30]. Однако такие методы подходят только для лазерных установок с хорошей стабильностью параметров излучения и высокой частотой повторения импульсов.

Задача высокоточного совмещения мишени с фокальным пятном в условиях острой фокусировки рассматривалась в работе [А6], где была реализована методика юстировки твёрдых мишеней в фокусе эллипсоидального плазменного зеркала. Для настройки мишени применялись два оптических метода позиционирования: ретро-визуализация и настройка по тени пучка, перекрытого острым краем мишени. Для перемещения мишени использовались высокоточные пикомоторы с минимальным шагом менее 30 нм. В работе [А6] показано, что при использовании тонких мишеней, толщина которых сравнима с длиной Рэлея, эффективность метода настройки по острому краю мишени оказалась сопоставима с точностью, достигаемой методом ретро-визуализации, что подтверждает применимость обоих подходов для задач юстировки в условиях плотной фокусировки.

В данном разделе предлагаются техники совмещения фокального пятна и мишеней при помощи АОС: позиционирование мишени в подсветке дефокусированного лазерного пучка и наведение фокуса на мишень по перекрытию острым краем мишени части пучка в окрестности перетяжки. Предложенные техники наведения и настройки основаны на способности ДЗ

управлять сходимостью лазерного пучка путем внесения в волновой фронт пучка соответствующей фазовой добавки и могут быть реализованы в эксперименте при помощи канала диагностики фокального пятна и ближней зоны пучка.

Принципиальная экспериментальная схема с каналом диагностики пучка приведена на Рисунке 3.1. Настраиваемый лазерный пучок пройдя деформируемое (ДЗ) и плоское (ПЗ) зеркала фокусируется внеосевым параболическим зеркалом (ВПЗ). После точки фокусировки пучок коллимируется линзой Л1, проходит светоделитель (СД) и фокусируется линзой Л2 на CCD1, где осуществляется диагностика пятна фокусировки. Отраженная от светоделителя часть пучка направляется на CCD2, где происходит регистрация ближней зоны пучка.

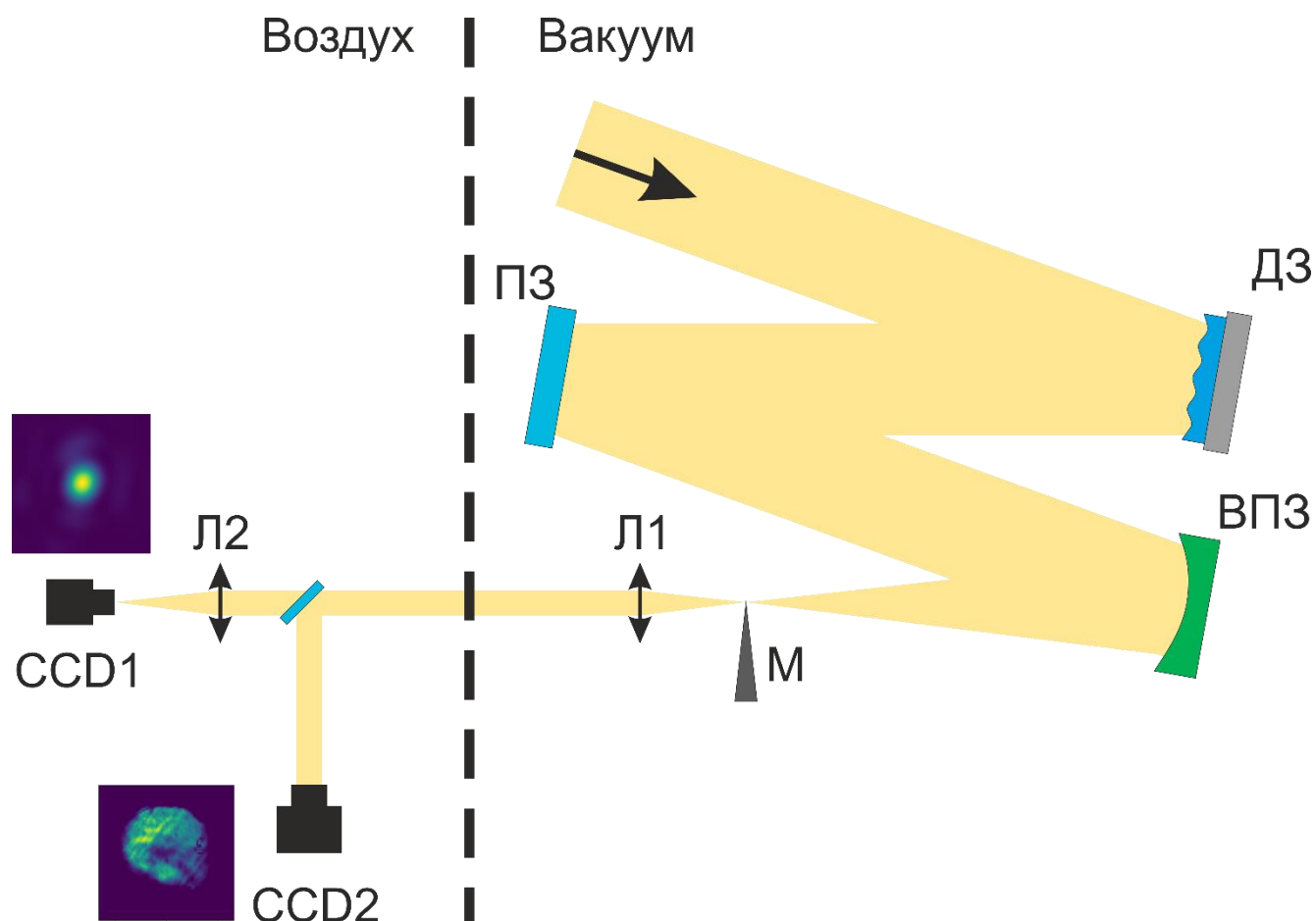


Рисунок 3.1. Принципиальная схема эксперимента с каналом диагностики лазерного пучка. ДЗ – деформируемое зеркало; ПЗ – плоское зеркало; ВПЗ –

внеосевое параболическое зеркало; М- мишень; Л1-Л2 – линзы; CCD1 – фокальная камера; CCD2 – камера ближней зоны.

Когда лазерный импульс с высокой пиковой интенсивностью взаимодействует с твердотельной мишенью, материал мишени разрушается, что приводит к образованию характерного отверстия для тонких мишеней из фольги или «кратера» для толстых мишеней. Поэтому после каждого выстрела необходимо смещать и юстировать мишень. Для настройки положения мишени в плоскости фокуса предлагается техника юстировки в подсветке дефокусированного пучка. Подход основан на способности АОС управлять кривизной волнового фронта в широких пределах. Связь величины дефокусировки со смещением положения фокуса можно записать как $PV \approx \frac{\Delta z}{8} * \left(\frac{D}{F}\right)^2$, где PV – амплитуда дефокусировки, Δz – смещение точки фокуса, D – апертура пучка, F – фокусное расстояние. Максимальное PV для рассматриваемого в работе деформируемого зеркала составляет порядка 100 мкм. Для фокусирующей системы f/2.5 и PV = 1 мкм, $\Delta z \approx 50$ мкм, а при PV = 100 мкм, $\Delta z > 5$ мм. При смещении точки фокуса на 5 мм, апертура пучка в начальной точке фокуса составит $\Delta z * \frac{D}{F} \approx 2$ мм при дифракционном размере фокального пятна $2.44 \frac{\lambda F}{D} \approx 5.5$ мкм. Таким образом при помощи АОС в плоскости целевой точки фокусировки можно создавать подсветку мишени сильно дефокусированным пучком.

Так как в канале диагностики фокального пятна осуществляется перенос изображения из точки фокуса на матрицу камеры (CCD1 на Рисунке 3.1), это также позволяет наблюдать тень от мишени и осуществлять диагностику ее положения в плоскости фокуса. Помимо этого, при использовании тонких мишеней данный метод позволяет настраивать положение мишени вдоль направления фокусировки, например, по четкости переноса ее кромки. Точность такого метода ограничена разрешением системы переноса изображения и характеристиками мишени. Пример позиционирования мишеней в подсветке дефокусированного лазерного излучения показан на Рисунке 3.2. Изначально лазерный пучок сфокусирован, далее в

волновой фронт пучка при помощи ДЗ добавляется дефокусировка, и поврежденная мишень подсвечивается дефокусированным пучком. После этого можно контролируемо смещать мишень в рабочее положение, и снова фокусировать лазерный пучок. Данный метод активно применяется при проведении экспериментов [A7] на лазерной установке PEARL. При помощи данного метода настраивались прозрачные пластиковые мишени в экспериментах по лабораторной астрофизике, матричные мишени из фольги в экспериментах по ускорению протонов, пористые мишени, а также газовые сопла.

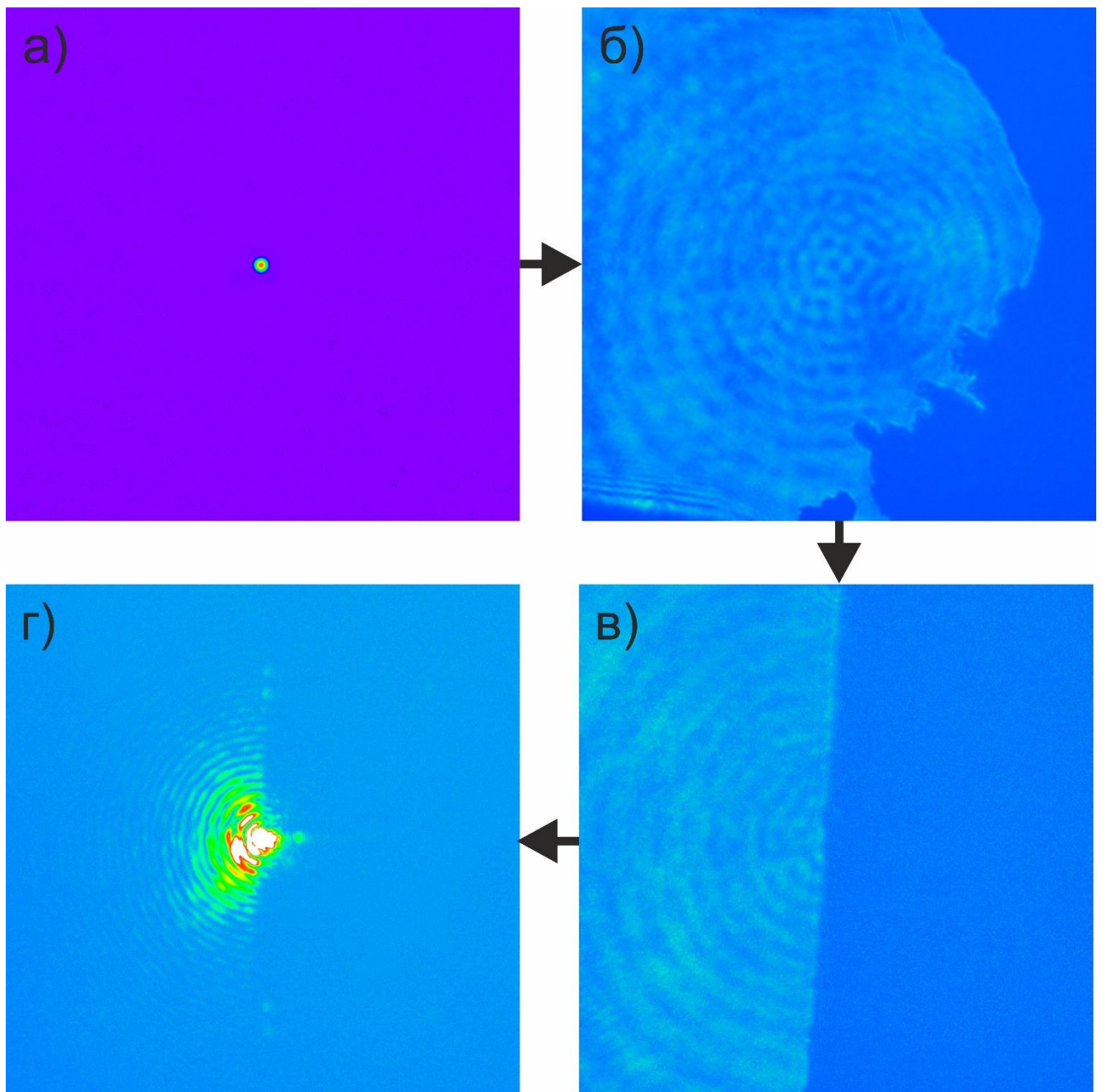


Рисунок 3.2. Экспериментальные изображения процесса позиционирования мишени в подсветке дефокусированного лазерного пучка. Изначально лазерный пучок сфокусирован (а), после добавления дефокусировки мишень подсвечивается дефокусированным пучком (б), после этого мишень смещается в рабочее положение (в), и лазерный пучок снова фокусируется (г).

В некоторых экспериментальных условиях мишень может иметь фиксированное положение в пространстве, или ограниченные возможности перемещения. Это может быть связано, например, со сложной диагностикой лазерно-плазменного взаимодействия, которая нацелена на определенную точку в пространстве, или особенностями конструкции мишени и схемы эксперимента. Обычно совмещение фокуса лазерного пучка и мишени происходит на этапе юстировки схемы, однако при проведении эксперимента пучок может смещаться относительно целевой точки фокусировки. Например, при создании вакуума могут возникать дополнительные смещения элементов схемы оптического тракта, вызванные появлением деформаций вакуумных камер и вакуумного тракта. В этом случае возникает необходимость настройки положения фокуса на мишени. Без использования адаптивной оптики эта задача может быть достаточно трудоемкой ввиду необходимости смещения и поворотов крупноапертурной оптики при настройке. Это достаточно трудоемкий процесс, во-первых, из-за размеров и массы зеркал и их оправ, а во-вторых, из-за необходимости в подстройке углов отражения для минимизации аберраций.

Избежать данных сложностей при настройке можно используя АОС. При этом управление положением фокального пятна в плоскости фокуса может осуществляться при помощи подстройки угла отражения от фокусирующего зеркала, а коррекция возникающих аберраций и подстройка положения фокуса по глубине - при помощи АОС. Основанные на оптической диагностике методы наведения фокуса на мишени могут отличаться в зависимости от материала и формы мишени, особенностей ее крепления и схемы эксперимента. Одним из наиболее часто используемых в экспериментах является метод, основанный на перекрытии

части пучка в окрестности перетяжки острым краем мишени [А6, А7, 8, 102]. Примером мишеней, для которых используется данный метод наведения служат тонкие твердотельные мишени, например, фольга. Схема метода представлена на Рисунке 3.3.

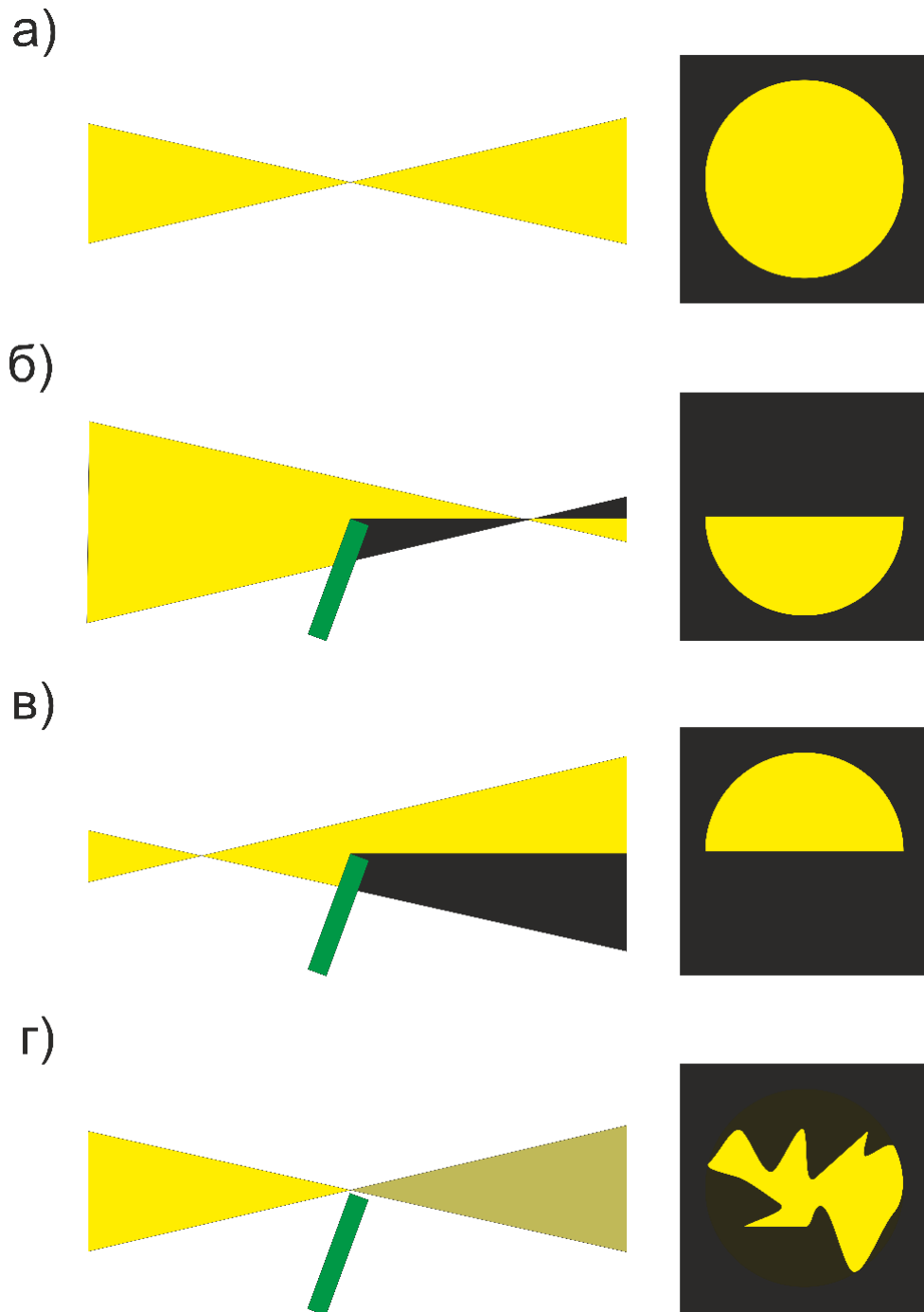


Рисунок 3.3. Схема метода наведения по перекрытию острым краем мишени части пучка в окрестности перетяжки. (а) прохождение излучения без мишени; (б) и (в) прохождение излучения в случае смещения фокуса относительно мишени; (г)

прохождение излучения в случае нахождения фокуса на остром крае мишени. Справа схематично изображены ближние зоны пучка в канале диагностики после фокусировки.

Суть метода наведения по перекрытию фокального пятна острым краем мишени заключается в разном влиянии перекрытия части пучка в фокусе и вне фокуса на ближнюю зону. В зависимости от того с одной или с другой стороны от фокуса располагается мишень, она будет перекрывать разные части пучка, что хорошо заметно в ближней зоне (Рисунок 3.3 (б,в)). В фокусе же мишень будет блокировать часть компонент пространственного спектра пучка, в результате чего затемнение будет происходить не на одной из частей пучка, а по всей его апертуре (Рисунок 3.3 (г)). Данный метод позволяет настраивать положение фокуса относительно края мишени, используя при этом камеру диагностики ближней зоны (CCD2 на Рисунке 3.1), и может быть реализован как за счет смещения мишени относительно фокуса при помощи транслятора, так и при помощи смещения места фокусировки относительно мишени при помощи АОС.

На Рисунке 3.4 показана экспериментальная демонстрации влияния перекрытия пучка в окрестности фокуса на ближнюю зону при разных значениях дефокусировки, вносимой АОС. Схема эксперимента соответствует Рисунку 3.2. Фокусировка пучка с $D = 10$ см осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с $F = 42$ см, число Штреля составляло порядка 0.85.

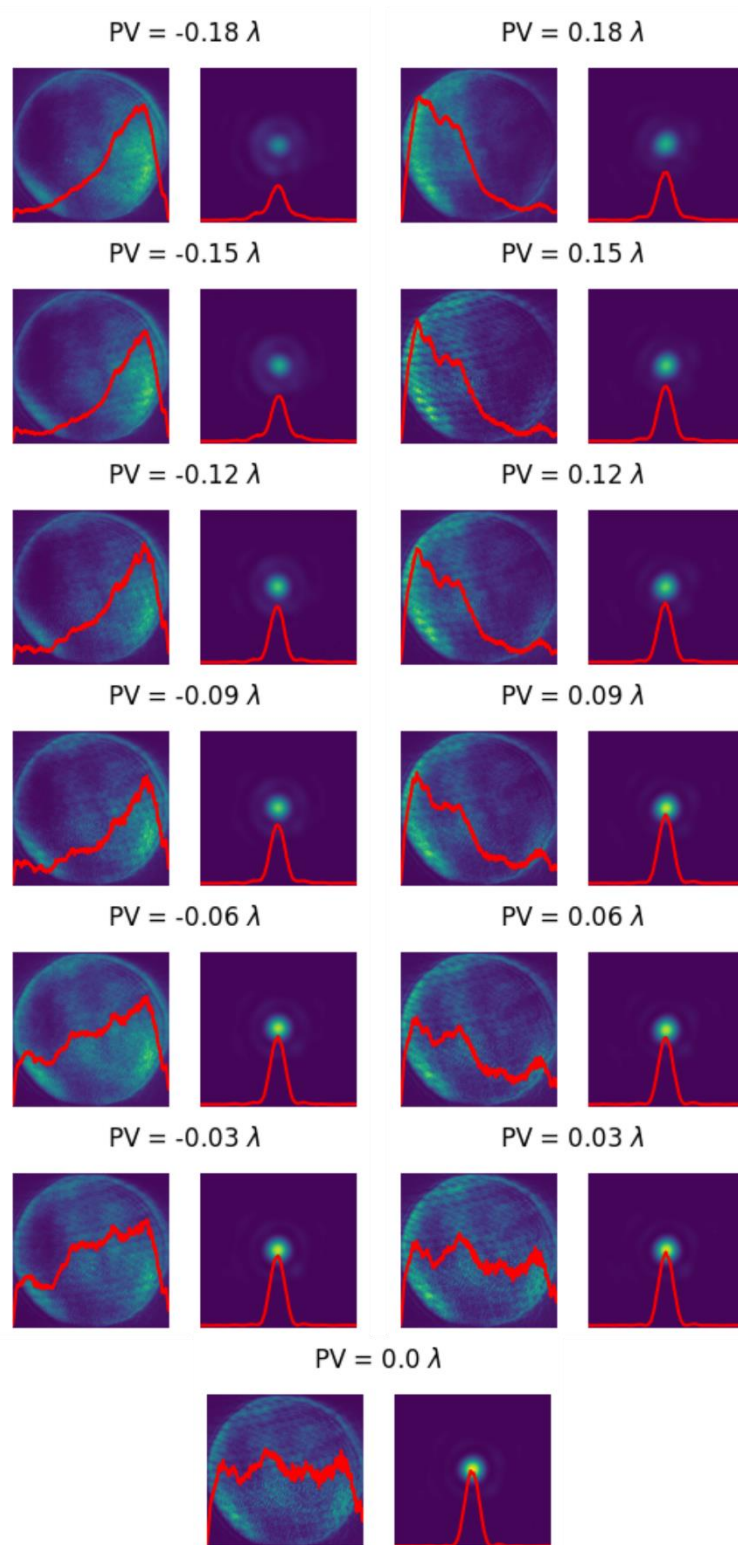


Рисунок 3.4. Результаты эксперимента по демонстрации влияния на ближнюю зону перекрытия острым краем мишени части пучка в окрестности фокуса при разных значениях амплитуды дефокусировки. На рисунках приведены изображения деформированной из-за перекрытия ближней зоны пучка и пучка в окрестности

фокуса в условиях без перекрытия для оценки наблюдаемой на мишени интенсивности. Красной линией на изображениях ближней зоны показан интегральный профиль пучка, а на изображениях пучка в окрестностях фокуса – горизонтальное сечение. Интенсивности на изображениях пучков в области фокуса нормирована на максимум для пучка при $PV = 0$.

В ходе эксперимента при помощи ДЗ в пучок контролируемо вносилась дефокусировка с шагом 0.03λ . В результате двух отдельных серий были измерены ближняя зона пучка при перекрытии части пучка острым краем мишени и фокальное пятно (Рисунок 3.4) для полностью открытого пучка. Результаты эксперимента показали, что наведение фокального пятна на мишень может осуществляться с точностью лучше, чем 0.03λ для амплитуды дефокусировки, что соответствует смещению $\Delta z \approx 3,8 \lambda$ и в несколько раз меньше релеевской длины. Уменьшение пиковой интенсивности для случаев $PV = \pm 0.03 \lambda$ по сравнению с $PV = 0 \lambda$ составляет около 3%.

Особенностью данного метода является то, что его точность определяется точностью управления дефокусировкой, остаточными aberrациями в пучке, и зависит не от остроты фокусировки, а от ее отношения к радиусу закругления кромки мишени. При этом остаточные искажения в пучке приводят к перераспределению энергии в фокальном пятне, и соответственно оказывают сложное влияние на эффект от перекрытия его части, снижая тем самым не только пиковую интенсивность, но и точность наведения.

Таким образом точный контроль волнового фронта позволяет не только обеспечить качественную фокусировку пучка, но и контроль положения мишени и достижение на ее поверхности максимальной пиковой интенсивности, что критически важно при проведении многих экспериментов. Рассмотренные методы позиционирования мишени и совмещения ее с фокусом пучка активно используются на лазерном комплексе PEARL для настройки тонких мишеней [8, А6, А7]. Они позволяют эффективно решать задачи прецизионного наведения даже в условиях сложных экспериментальных схем, где мишень имеет фиксированное

положение или ограниченные возможности перемещения. В таких случаях использование АОС значительно упрощает процесс настройки положения фокуса, минимизируя необходимость использования более сложных методов позиционирования и механического перемещения крупноапертурной оптики.

3.2 Управление профилем излучения в области взаимодействия.

Важной задачей с точки зрения изучения и оптимизации процессов лазерно-плазменного взаимодействия является управление формой фокального пятна. Часто распределение интенсивности на мишени должно быть отличным от дифракционного. Это может быть обусловлено разными факторами, например, необходимостью создания протяженной однородной плазмы для изучения взаимодействия такой структуры с магнитным полем [12], для получения большей длины взаимодействия [62, 63], или для создания распределения из двух пятен [102]. Работы в области моделирования взаимодействия лазерного излучения с плазмой показывают, что на процесс взаимодействия влияет не только тип и геометрия мишени, или профиль ее плотности в момент прихода лазерного импульса, но и распределение фазы и амплитуды поля в лазерном пучке. Асимметрия пучка или мишени может плохо влиять на процесс взаимодействия, приводя к возникновению неустойчивостей и ухудшая параметры генерации частиц или вторичного излучения. Однако посредством контролируемого введения в пучок искажений волнового фронта можно осуществлять и оптимизацию процесса взаимодействия, тем самым увеличивая стабильность генерации и обеспечивая лучшие параметры вторичных источников, а так как взаимодействие лазерного излучения с плазмой сильно нелинейно, оптимальные конфигурации фазы пучка могут сильно разниться в зависимости от параметров взаимодействия [31-33].

Распределение интенсивности в фокальной плоскости связано с распределением амплитуды и фазы пучка в ближней зоне, соответственно управление распределением интенсивности в фокусе может осуществляться путем изменения распределения энергии в ближней зоне, посредством управления волновым фронтом пучка, а также при помощи их совместного изменения. Управление амплитудным распределением зачастую связано с потерями энергии пучка, и добавлением в схему эксперимента дополнительных элементов, таких как амплитудные маски. Управление же фазовым профилем пучка возможно при

помощи деформируемых зеркал в составе адаптивных оптических систем, которые являются штатным оборудованием на мощных лазерных установках.

Примером исследования, где формирование требуемой формы фокального пятна осуществлялось при помощи управления распределением энергии в ближней зоне пучка является работа [12]. В данной работе проводились лабораторные эксперименты на лазерной установке PEARL, целью которых было изучение простирающегося в поперечном направлении потока горячей лазерной плазмы, расширяющийся в вакуум перпендикулярно окружающему магнитному полю для имитации геометрии взаимодействия однородного аккреционного диска с магнитным полем звезды. Плазменный поток создавался лазерным пучком, линейный размер которого вдоль координаты «у» превышал размер по координате «х» в 10 раз. Для создания такого распределения на мишени, на пути сходящегося лазерного пучка размещалась маска в виде прямоугольной диафрагмы, что обеспечивало квазипрямоугольное пятно на поверхности мишени (Рисунок 3.5). Данный метод фокусировки излучения для получения фокального пятна с большим аспектным соотношением имеет существенный недостаток – регулирование аспектного соотношения возможно только при помощи изменения щели маски, на которой теряется значительная часть энергии лазерного импульса.

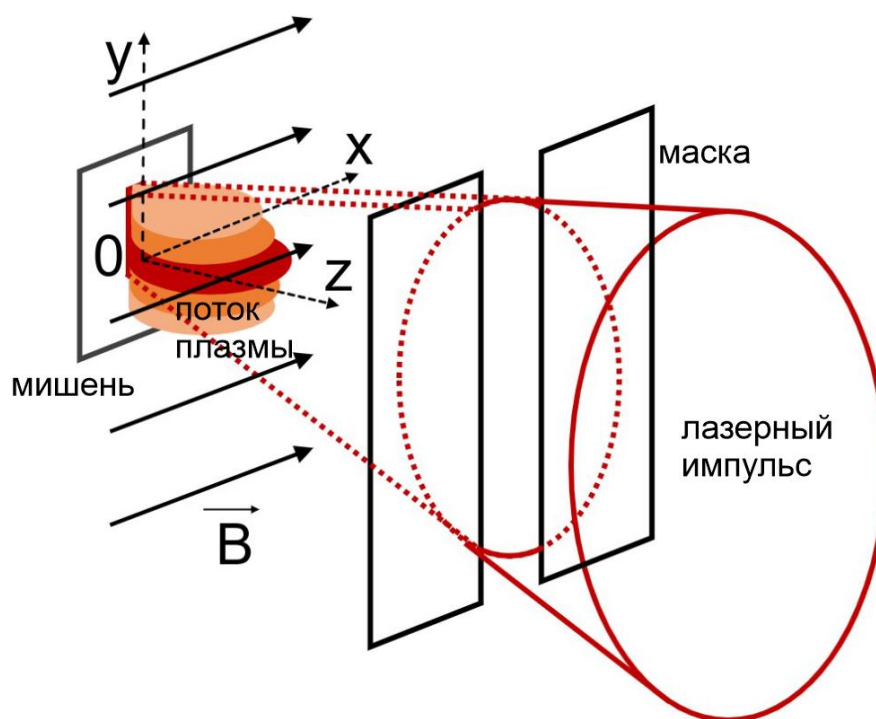


Рисунок 3.5. Схематическое изображение эксперимента по моделированию аккреционного диска. Лазерный луч прямоугольной формы фокусируется на поверхности мишени. Рисунок взят из работы [12].

АОС позволяет реализовать такую фокусировку без потерь энергии и с возможностью быстро переключаться между различными размерами полоски, ее ориентацией в плоскости мишени, а также круглым фокусным пятном или иной его формой. Данный метод был использован при проведении эксперимента по исследованию разлета плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом, в магнитном поле, результаты которого находятся на стадии обработки. При помощи АОС создавались фокальные пятна с разным аспектным соотношением, вдоль двух направлений плоскости мишени – поперек и вдоль магнитного поля, что позволяло формировать однородную протяженную плазму. На Рисунке 3.6 приведены теневые фотографии плазмы в разных плоскостях при фокусировке лазерного пучка в виде полоски.

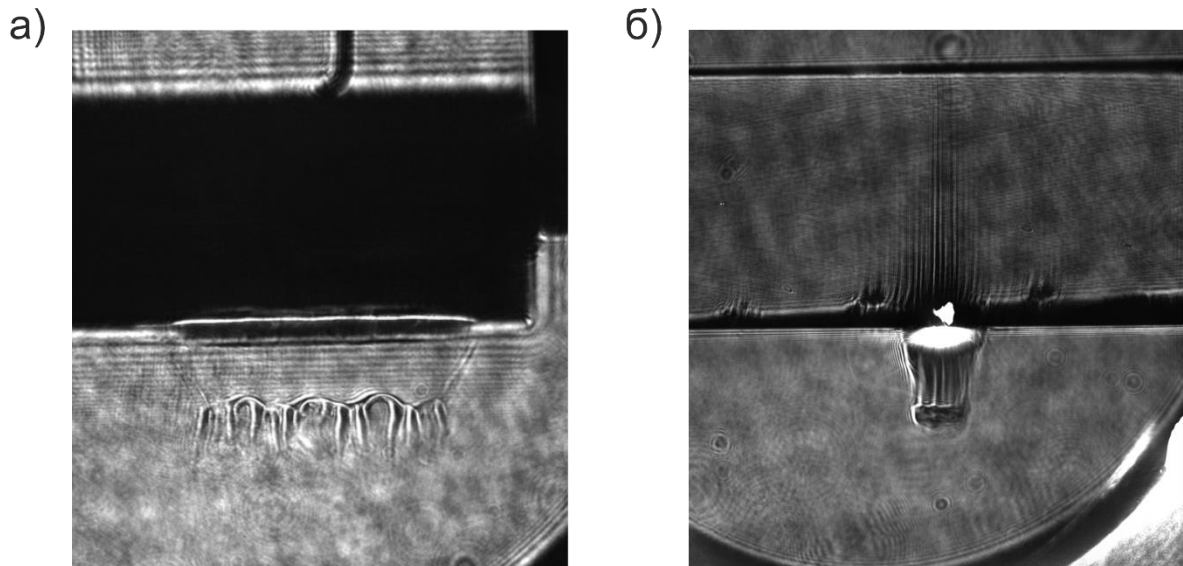


Рисунок 3.6. Теневые фотографии лазерной плазмы при фокусировке лазерного пучка в виде полоски. Вид вдоль мишени (а) и поперек мишени (б).

Фокусировка в полоску может осуществляться при помощи введения фазовой добавки, представляющей цилиндрическую линзу. Используемая в экспериментах АОС позволяет управлять добавкой к волновому фронту путем ее введения через моды Цернике. Волновой фронт, соответствующий цилиндрической линзе в полярных координатах, можно записать как $R^2 * \cos^2(\phi)$. Астигматизм в полярных координатах представляется как $R^2 * (2 * \cos^2(\phi) - 1)$, а дефокусировка как $2R^2 - 1$. Из выражений для астигматизма и дефокусировки видно, что, подбирая их амплитуды, можно задавать необходимый цилиндрический волновой фронт. Таким образом в эксперименте полоска формировалась при помощи добавления в волновой фронт пучка поправки, представляющей из себя комбинацию астигматизма и дефокусировки. Численно рассчитанное изображение фокального пятна в виде полоски с соотношением 1:10 и вид волнового фронта, необходимый для ее формирования, приведены на Рисунке 3.7. Стоит отметить, что качество полоски также зависит от искажений волнового фронта пучка, которые могут приводить к ее существенному искажению. Поэтому коррекция искажений волнового фронта, как и при фокусировке в круглое пятно является важным шагом перед формированием необходимого распределения.

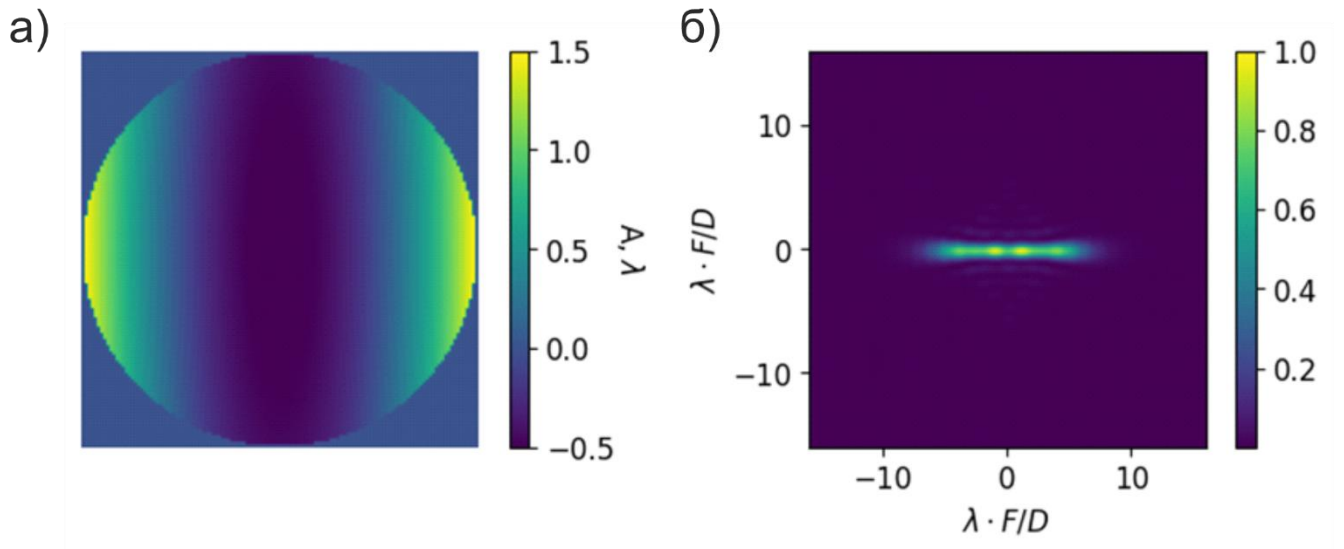


Рисунок 3.7. Численно рассчитанные изображения волнового фронта (а) и распределения в дальней зоне в виде полосы с соотношением 1:10 (б).

Таким образом, использование АОС позволяет проводить исследования лазерной плазмы, параметры которой могут варьироваться при помощи изменения формы фокального пятна. При этом управление распределением интенсивности на мишени при помощи АОС не требует изменений в схеме для изменения формы фокального пятна, что позволяет осуществлять перестройку между различными вариациями фокусировки за короткое время и без потерь энергии. Также теоретические и практические работы показывают, что возможность вносить контролируемые искажения в волновой фронт пучка может позволить управлять параметрами лазерно-плазменного источника. Стоит отметить, что создание требуемого фазового профиля адаптивной оптической системой ограничено возможностями деформируемого зеркала. При формировании профиля поверхности на деформируемом зеркале происходит разложение этого профиля по функциям отклика зеркала. Соответственно возможность формирования поверхности ДЗ связана с возможностью ее разложения по функциям отклика, и особую сложность представляют области с резкими скачками фазы.

3.3 Повышение разрешения оптической диагностики типа накачка-зондирование за счет укорочения длительности импульса при помощи метода посткомпрессии.

Метод накачка-зондирование, основанный на использовании части фемтосекундного драйвера в качестве зондирующего импульса, является удобным инструментом для лабораторных исследований фемтосекундной лазерной плазмы. Его можно использовать для исследования сверхбыстрых процессов и объектов, таких как кильватерные волны в плазме, следующие за лазерным драйвером [103] и инжекция в них электронов [104]; сингулярности электронной плотности релятивистской плазмы [105], способные отражать свет с двойным эффектом Доплера в релятивистском механизме летающего зеркала [106-108] или испускать яркое когерентное мягкое рентгеновское излучение в процессе BISER [109-113]. Отсутствие джиттера между лазерным драйвером и зондирующим импульсом позволяет изучать динамику таких процессов в фемтосекундном масштабе путем управления положением оптической линии задержки.

Особый интерес представляет исследование релятивистских объектов в лазерной плазме, например, излучающих сингулярностей (модуляций электронной плотности) в процессе BISER. В работе [35] было предложено исследовать такие особенности при помощи шрилен диагностики [102]. Показано, что в этом случае удовлетворительного разрешения можно достичь только используя зондирующий импульс длительностью несколько колебаний оптического поля. Системы петаваттного уровня мощности в основном имеют длительность импульса порядка нескольких десятков фемтосекунд. Однако изображения релятивистских объектов, полученные с помощью зондирующих импульсов такой длительности, существенно размыты. Эффект размытия можно уменьшить за счет сжатия зондирующего импульса [114, 115], что является сложной технической задачей, учитывая, что необходимо сохранить уровень фемтосекундной синхронизации.

Уширение спектра лазерного импульса в среде с керровской нелинейностью описывается нелинейным уравнением Шредингера относительно огибающей напряженности электрического поля [24, 116, 117]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + i\gamma |A^2|A = 0 \quad (3.1)$$

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, 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 [118].

В-интеграл и коэффициент уменьшения длительности импульса F_t после компенсации квадратичной спектральной фазы можно оценить по следующим выражениям [24]:

$$F_t = 1 + 0.59B(1 - 1.26\sqrt{D}), \quad (3.2)$$

$$B = \gamma |A^2|L, \quad (3.3)$$

где B — В-интеграл, $D = k_2 L / T_{in}^2$ — безразмерный параметр, отвечающий за дисперсию линейной части показателя отражения, L — толщина нелинейной пластины, A — амплитуда поля на входе в нелинейную среду, T_{in} — длительность лазерного импульса на входе в нелинейную среду.

Однако в эксперименте целевые параметры дисперсии для чирпирующих зеркал реализуются с ограниченной точностью, следовательно, квадратичная дисперсия не компенсируется полностью, к тому же зеркала могут добавлять к спектральной фазе дисперсию более высокого порядка. В результате сокращение

длительности импульса оказывается несколько меньше, чем предсказывает Формула (3.2).

Отметим, что в экспериментах трудно получить коэффициент временного сжатия более 10 на одну ступень сжатия, поскольку линейная дисперсия показателя преломления нелинейной среды отрицательно влияет на степень временного сжатия. При фиксированном значении В-интеграла уменьшение толщины нелинейной среды, направленное на уменьшение вклада линейной дисперсии показателя преломления, должно быть компенсировано увеличением пиковой интенсивности, поскольку В-интеграл линейно зависит от этих параметров. В свою очередь, максимальное значение пиковой интенсивности ограничено порогом лазерного повреждения оптических элементов, который можно снизить за счет мелкомасштабной самофокусировки [24]. Поэтому для большего сжатия следует использовать многокаскадную схему, в которой импульс можно сжать вплоть до одного периода оптического поля [98].

В данном разделе рассматривается возможность повышения разрешения оптической диагностики типа накачка-зондирование для релятивистских объектов за счет укорочения длительности зондирующего импульса при помощи подхода CafCA [A5]. Рассмотрение проводится на примере режима BISER с использованием параметров лазерного комплекса J-KAREN-P [119]. Схема диагностики релятивистских объектов с помощью CafCA представлена на Рисунке 3.8.

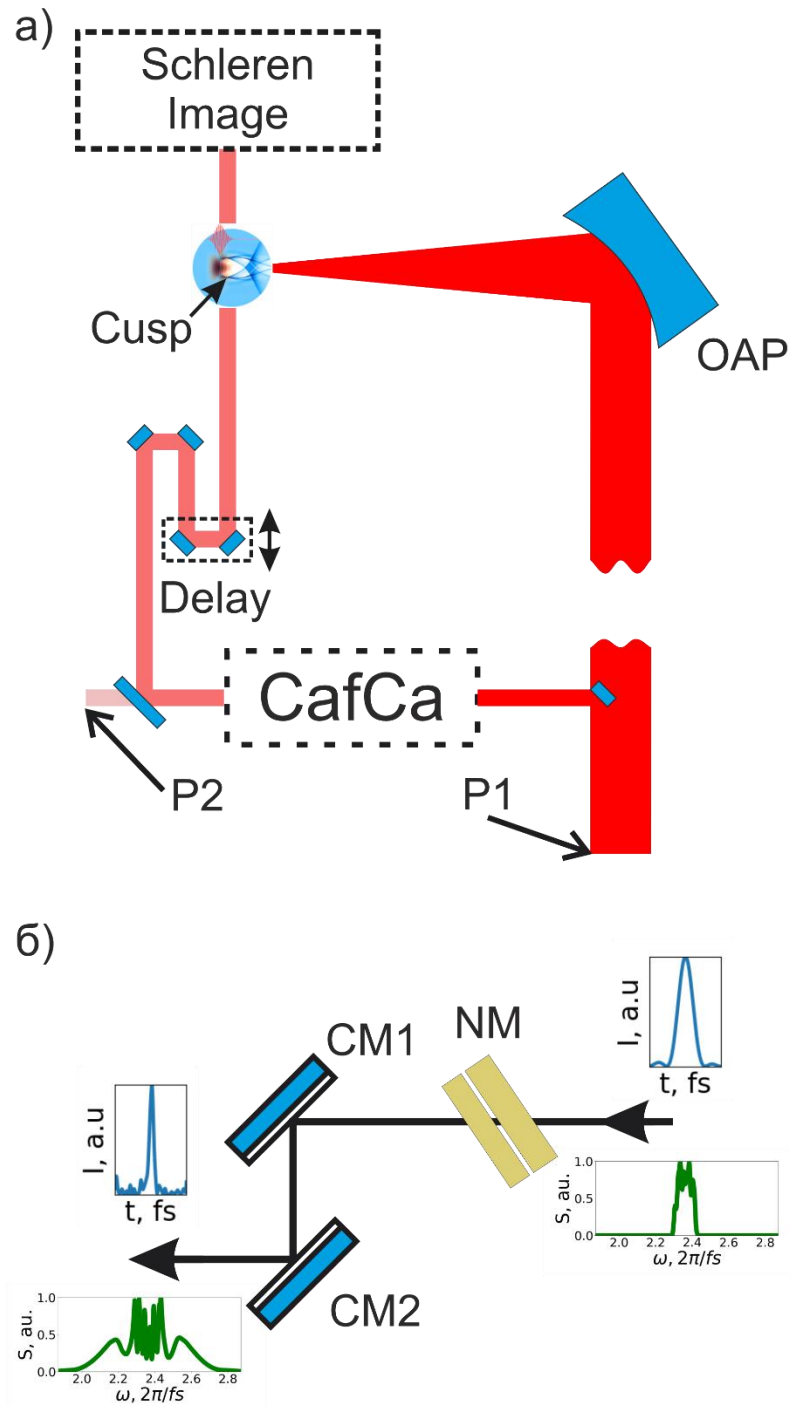


Рисунок 3.8. (а) Принципиальная схема диагностики накачка-зондирование с дополнительным сжатием зондирующего импульса методом CafCA. OAP — внеосевое параболическое зеркало, P1 — точка измерения энергии, длительности и спектральной фазы лазерного импульса, P2 — точка измерения спектра импульса после CafCa. (б) Схема блока сжатия зондирующего импульса методом CafCA. NM — нелинейный элемент, CM1 и CM2 — чирпированные зеркала, Cusp — сингулярность при BISER, движущаяся с релятивистской скоростью.

В качестве первого этапа исследований был проведен эксперимент по уширению спектра зондирующего импульса в нелинейной среде. Зондирующий импульс выхватывался из апертуры пучка диаметром 26 см золотым зеркалом диаметром 1 дюйм, и направлялся на нелинейный элемент (NM) – две плоскопараллельные пластины из кварцевого стекла толщиной 4 и 5 мм ориентированных под углом, близким к углу Брюстера. Оптический путь в пластинах составлял 10.9 мм. Чтобы избежать дальнейших нелинейных эффектов, импульс отражался от стеклянного клина под углом 45° в плоскости поляризации, что приводило к отражению около 1% излучения. После пучок выводился из вакуумной камеры через окно из CaF_2 толщиной 2 мм и направлялся на спектрометр (P2).

Экспериментальная серия состояла из нескольких сотен импульсов, для которых измерялась полная энергия лазерного импульса в точке P1 и спектр зондирующего импульса после прохождения через нелинейную среду в точке P2. Кроме того, перед серией снимков в пучке с апертурой 1 дюйм измерялись спектр и спектральная фаза импульса в точке P1 с помощью диагностики Wizzler [120]. Средняя длительность импульса на полувысоте составила 46.8 ± 0.5 фс, при Фурье пределе, составляющем 46.4 фс.

В эксперименте энергия лазерного импульса изменялась от 0.9 до 8.5 Дж, что соответствовало флюенсу от 1.6 до 15.1 мДж/см². Согласно выражению (3.3), расчетные значения В-интеграла находились в диапазоне от 0.7 до 6.3.

Нелинейное взаимодействие моделировалось посредством численного решения нелинейного уравнения Шредингера (3.1) относительно огибающей напряженности электрического поля во втором приближении теории дисперсии, что применимо при рассмотрении распространения лазерных импульсов длительностью более 10 периодов поля. Для численного решения уравнения использовался метод расщепления (Split-Step method). Этот метод разделяет уравнение на линейную и нелинейную части, которые решаются по отдельности на

каждом шаге по пространственной координате. Линейная часть решается с использованием быстрого преобразования Фурье, а нелинейная часть решается методом Predictor-Corrector.

Фиксированными параметрами задачи были входной спектр и спектральная фаза, измеренные при помощи диагностики Wizzler. В-интеграл являлся свободным параметром задачи и оптимизировался в смысле минимизации среднеквадратичного отклонения расчетного выходного спектра от экспериментального, измеренного в точке P2. На Рисунке 3.9 приведено сравнение оптимальных расчетных спектров с экспериментальными спектрами для некоторых реализаций.

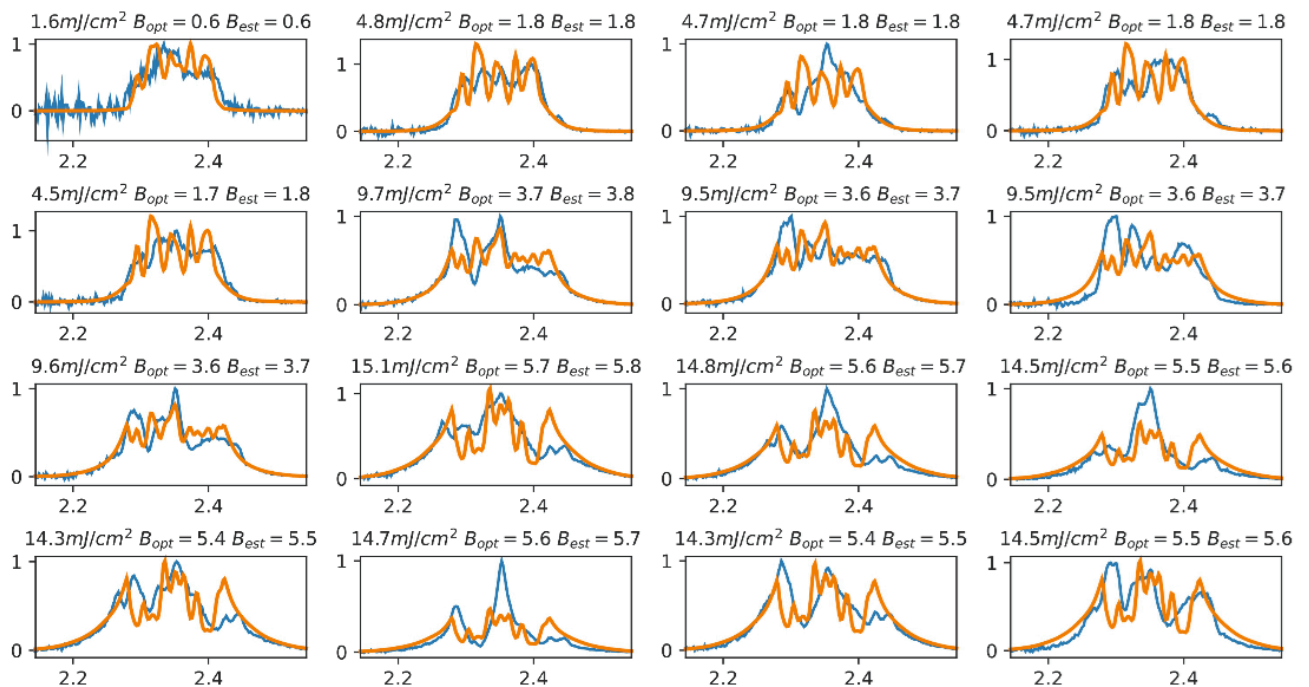


Рисунок 3.9. Сравнение экспериментальных спектров с расчетными, полученными на основе численной оптимизации значения В-интеграла. Синий: измеренные уширенные спектры для различных значений флюенса. Оранжевый: рассчитанные спектры. Горизонтальная ось — угловая частота ($2\pi/\phi_s$). Вверху каждого кадра указаны B_{est} — значение В-интеграла, рассчитанное по формуле 3.3 и B_{opt} — оптимальное значение В-интеграла.

Из Рисунка 3.9 видно, что рассчитанные спектры топологически близки к экспериментальным. При этом хорошее согласие можно проследить во всем диапазоне сканируемой плотности энергии. Различия в тонкой структуре спектров вызваны флуктуациями спектральной фазы и интенсивности. Стоит обратить внимание, что оптимальные значения В-интеграла были на несколько процентов ниже оценочных значений, вероятно, так как по мере распространения в среде пиковая интенсивность импульса уменьшалась из-за совместного проявления дисперсии линейной части показателя преломления и кубической нелинейности.

В эксперименте, как правило, оптимизация длительности импульса сводится к подбору чирпирующих зеркал и толщины нелинейного элемента для желаемого значения В-интеграла с учетом параметров лазерного импульса [25, 121-123]. Управление остальными D- и В-зависимыми параметрами гораздо более трудоемко и не всегда целесообразно.

Полученные ранее данные о параметрах лазерного импульса на входе в нелинейную среду были использованы для расчета длительности импульса после отражения от чирпированных зеркал «Ultrafast Innovations» с известной зависимостью GDD от длины волны, представленной на Рисунке 3.10.

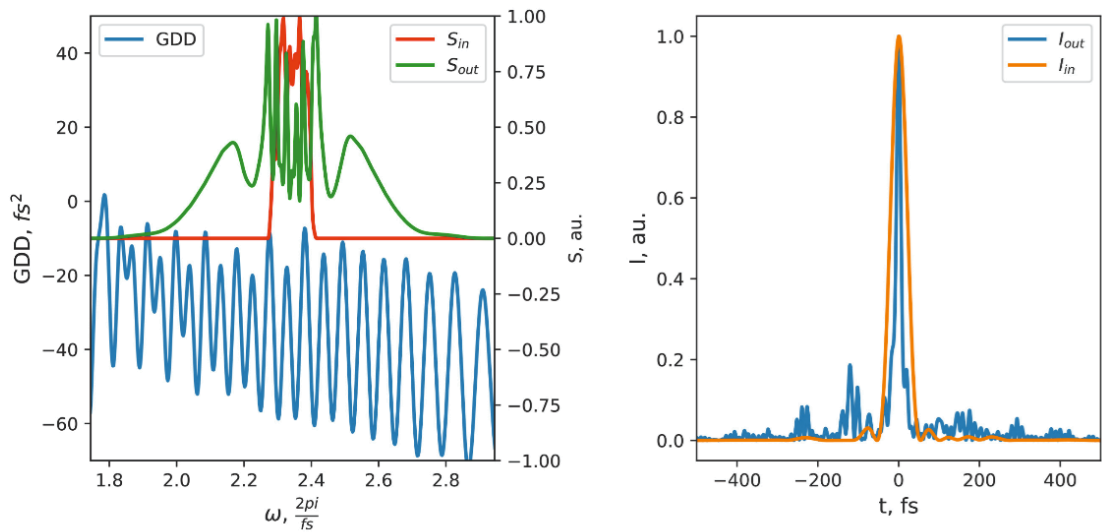


Рисунок 3.10. Левая панель: правая ось – нормированные на максимум амплитуда исходного спектр импульса S_{in} и смоделированного уширенного спектра в

оптимальной точке S_{out} ; левая ось - GDD чирпированных зеркал. Правая панель: нормированные на максимум исходная I_{in} и смоделированная сжатая I_{out} огибающие импульсов.

Рассмотренные в работе чирпирующие зеркала имеют значительную модуляцию GDD, а это означает, что при каждом отражении в импульс вводится дополнительная паразитная спектральная фаза. Многократное применение таких зеркал приводит к снижению эффективности сжатия и появлению пред- и постимпульсов. Расчеты показывают, что при нескольких отражениях от таких зеркал сжатие импульса, спектр и спектральная фаза которого соответствуют реализации 15.1 мДж/см^2 (Рисунок 3.9). Это позволяет добиться длительности порядка 20 фс, что считается недостаточным для качественного наблюдения особенностей BISER [35]. Поэтому для достижения необходимой длительности зондирующего импульса в данной конфигурации экспериментальной схемы при помощи рассматриваемых чирпирующих зеркал необходимо оптимизировать параметры среды, флюенса и количество отражений от чирпированных зеркал.

Такая оптимизация была выполнена численно, как и в предыдущих расчетах спектр и спектральная фаза импульса были фиксированными параметрами, а В-интеграла варьировалось путем изменения толщины нелинейного элемента и значения флюенса. Далее рассчитывалась длительность импульса после отражения от рассматриваемых чирпирующих зеркал. Длительность импульса, рассчитанная для разных толщин нелинейных образцов из плавленого кварца, для различного количества отражений от заданных чирпированных зеркал и для разных значений флюенса, показана на Рисунке 3.11.

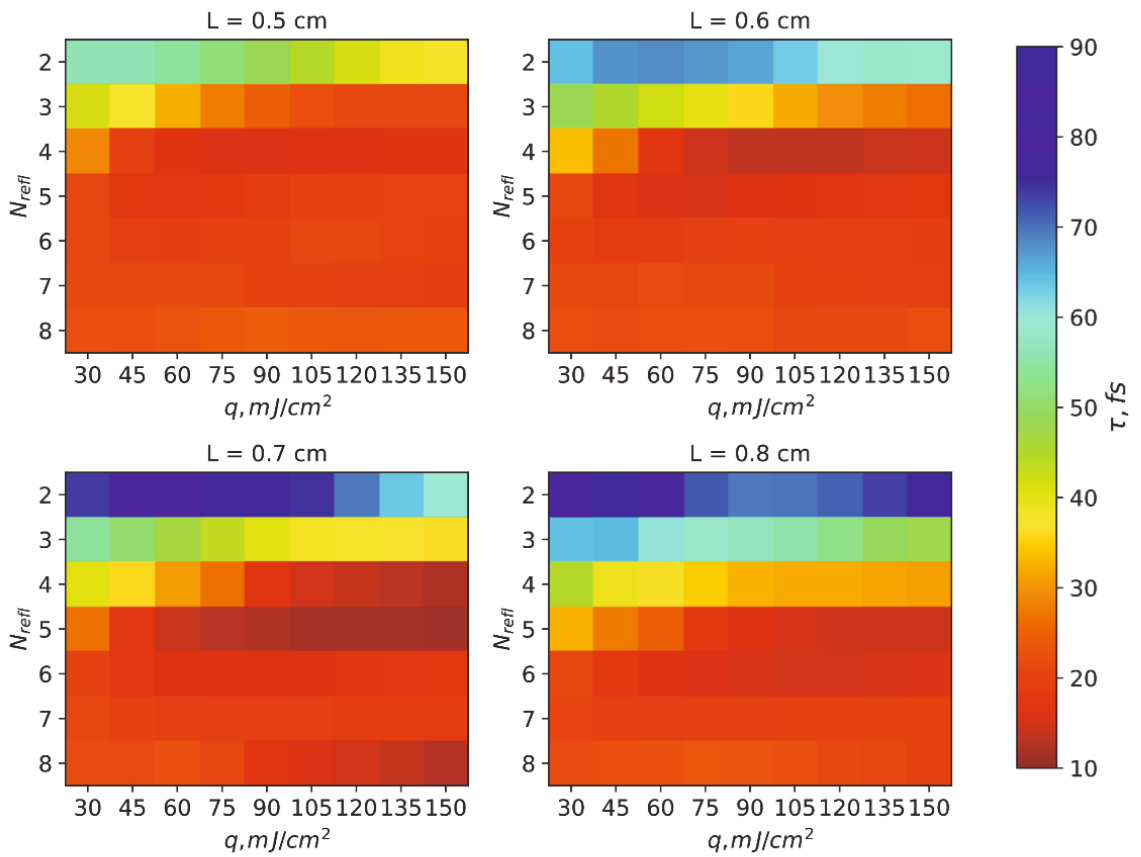


Рисунок 3.11. Смоделированная зависимость длительности сжатого импульса (τ) от плотности энергии (q) и количества отражений от чирпированных зеркал (N_{refl}) для различной толщины нелинейного элемента (L).

Зависимость, представленная на Рисунке 3.11, имеет оптимальную область, которая достигается при $L = 0.7$ см и $N_{\text{refl}} = 5$. При этом минимальное значение длительности импульса постепенно уменьшается с увеличением флюенса. Дальнейшее рассмотрение будет вестись для разумного с точки зрения эксперимента значения флюенса 105 $\text{мДж}/\text{см}^2$. Для таких параметров В-интеграл будет около 28, а длительность сжатого импульса на полувывоте составляет 11,8 фс. Спектр и временная форма исходного и сжатого импульсов представлены на Рисунке 3.10. Как было показано ранее в [35], такая длительность подходит для исследования особенностей, излучающих BISER-излучение.

Следует подчеркнуть, что после отражения от chirпированных зеркал импульс все еще содержит некомпенсированные дисперсионные члены высшего порядка и приобретает спектральные модуляции, что приводит к появлению пред- и постимпульсов, и одним из ключевых вопросов является влияние этих особенностей на информативность оптической диагностики.

Поскольку зондирующий импульс преломляется в основном от модуляций электронной плотности, движущихся вдоль плоскости объекта, на результирующем изображении преломленное излучение растекается по ходу движения модуляций электронной плотности, а не накапливается в определенном месте. Таким образом, каждая точка детектора принимает две разные компоненты излучения. Первый, наиболее интересный, представляет собой своего рода мгновенную рефракцию, возникающую в результате модуляции электронной плотности, когда более или менее интенсивные части зондирующего импульса освещают их. Второй — накопленная рефракция от (неподвижной) объемной плазмы. Тогда вопрос о разрешимости особенностей делится на две части. Одним из них является разрешимость относительно рефракции от (неподвижной) объемной плазмы, рассмотренная в работе [35]. Другой — разрешимость относительно соседних сингулярностей, а также пре- и постимпульсов и фона основного пробного импульса.

Схема получения изображений с помощью линзы представлена на Рисунке 3.12. Далее будем считать, что:

1) линза изображает неподвижный точечный объект как пятно (в идеале, диск Эйри), которое можно аппроксимировать гауссовой функцией $\exp(-\frac{\xi^2}{\sigma_\xi^2} - \frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2})$, 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 глубине резкости, поэтому изменением размера круга нерезкости можно пренебречь.

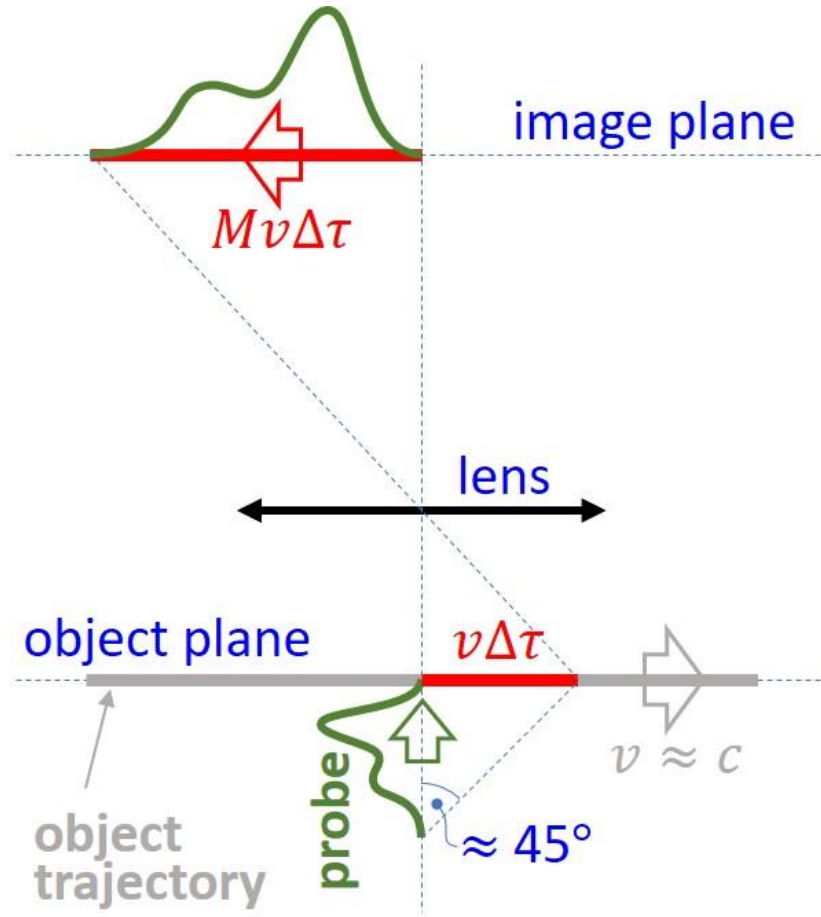


Рисунок. 3.12. Схема получения изображения движущегося объекта с помощью линзы.

Пусть t_o — момент встречи точечного объекта с центром зондирующего импульса. Детектор фиксирует лишь часть траектории объекта, освещаемую зондирующим импульсом: $v\Delta\tau$. Тогда, если профиль зонда соответствует напряженности электрического поля $E(t - t_o)$, детектор регистрирует ее в диапазоне $t_o \pm \Delta\tau/2$, в виде $E^2(t_o - \xi / Mv)$, 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 факторов формы:

$$f(t_o, \xi, \eta) = \int E^2 \left(t_o - \frac{\xi'}{Mv} \right) \exp \left(-\frac{(\xi - \xi')^2}{\sigma_\xi^2} - \frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2} \right) d\xi' \quad (3.4)$$

Для достаточно малых $\sigma_\xi, \sigma_\eta \ll d\xi/d\ln(E^2)$, свертка сводится к выражению:

$$f(t_o, \xi, \eta) \approx E^2 \left(t_o - \xi / Mv \right) \exp \left(-\frac{\eta^2}{\sigma_\eta^2} \right) \quad (3.5)$$

Разрешимость двух объектов, разделенных расстоянием d в продольном направлении, определяется перекрытием двух форм-факторов: $f(t_{o1}, \xi, \eta)$ и $f(t_{o2}, \xi, \eta)$. Для гауссовского профиля пробного импульса условие $\Delta\tau < t_{o2} - t_{o1} = d/c$, где $\Delta\tau$ — длительность импульса на полувысоте, очевидно, является достаточным для разрешимости двух объектов.

Серия из N особенностей вызывает множественные рефракции, вызванные разными частями неидеального зондирующего импульса — основного импульса f_M , пре- и постимпульсов f_{Pj} , $j = 1, 2, \dots, N_P$ и фоном f_B . Результирующее изображение на детекторе содержит все перекрывающиеся факторы формы:

$$F(\xi, \eta) = \sum_i^N \left[f_M(t_{OMi}, \xi, \eta) + \sum_j^{N_P} f_{Pj}(t_{OPij}, \xi, \eta) + f_B(t_{OBi}, \xi, \eta) \right] \quad (3.6)$$

$$F(\xi, \eta) \approx \sum_i^N \left[f_M(t_{OMi}, \xi, \eta) + \sum_j^{N_P} f_{Pj}(t_{OPij}, \xi, \eta) \right] + N f_B(t_{OB1}, \xi, \eta) \quad (3.7)$$

где t_{OMi} , t_{OPij} и t_{OBi} — моменты времени, когда i -я сингулярность встречается с центром основного импульса, j -го пред- или постимпульса, и пикосекундным фоном соответственно. Из предположения, что длительность фонового импульса намного превышает максимальную разницу между t_{OBi} , следует и последнее приближение 3.7.

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

1) различия во временах встречи основного импульса с сингулярностями достаточно велики, $|t_{OMi} - t_{OMi'}| > \Delta\tau_M$, $i \neq i'$, где $\Delta\tau_M$ длительность основного зондирующего импульса на полувысоте;

2) отношение вклада основного пробного импульса, соответствующего i -й сингулярности, к вкладу всех перекрывающихся пре- и постимпульсов и фонового импульса достаточно велико:

$$C_i = \frac{f_M(t_{OMi}, \xi, \eta)}{\sum_{i'}^N \left[\sum_j^{N_P} f_{Pj}^{*i}(t'_{OPij}, \xi, \eta) \right] + N f_B(t_{OB1}, \xi, \eta)} \gg 1 \quad (3.9)$$

для каждой особенности или многих особенностей. Здесь f_{Pj}^{*i} соответствует пре- или постимпульсу, 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 постимпульсами, соотношение можно оценить следующим образом

$$C_i = \frac{E_M^2}{2E_P^2 + NE_B^2}, \quad (3.10)$$

где E_M, E_P и E_B — напряженности электрического поля основного пробного импульса, пре- или пост-импульса и фонового импульса соответственно. Для простоты предполагаем, что пред- и постимпульсы подобны. Для полученного в моделировании сжатого импульса (Рисунок 3.10) можно приближенно записать такие отношения: $E_P/E_M = 1/4, E_B/E_M = 1/10$ и $N = 20$ отношение C_i при этом составляет около 7.9, что удовлетворяет условию различимости.

В результате было предложено использовать подход CafSA нелинейного сжатия сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов для повышения временного разрешения оптической диагностики накачка-зондирование. Повышение временного разрешения актуально для процессов, в которых плазменные неоднородности движутся с околосветовыми скоростями. Это происходит потому, что масштаб, при котором эффект «размытия в движении» безвозвратно искажает изображение, напрямую зависит от длительности зондирующего импульса. Благодаря своей простой экспериментальной реализации CafSA может быть реализован практически в любой достаточно мощной

фемтосекундной лазерной системе путем введения небольшого количества пассивных элементов. Численно показано, что импульсы лазерной системы J-KAREN-P могут быть сжаты в одной ступени CafCA с 47 до 11.8 фс с использованием коммерческих чирпированных зеркал. Такое сжатие обеспечивает четырехкратное уменьшение эффекта размытия движения при зондировании. Для диагностики особенностей, излучающих BISER, спектральная модуляция и остаточная дисперсия более высокого порядка, присущие пробным импульсам после CafCA, приводят к снижению контраста изображений. Однако это сокращение не является драматичным, и диагностика не теряет своей информативности. Стоит отметить, что результаты получены для чирпирующих зеркал с сильной модуляцией GDD, и в условиях использования зеркал с меньшей модуляцией можно ожидать лучших результатов.

В дополнение к численному исследованию метода сжатия фемтосекундных зондирующих импульсов целесообразно рассмотреть экспериментальную реализацию, подтверждающую практическую эффективность данной методики, представленную в работе [124].

Эксперимент проводился на лазерной установке J-KAREN-P. Зондирующий пучок выхватывался с помощью плоского эллиптического зеркала с углом падения 45° и диаметром 1 дюйм, установленного сбоку от основного лазерного пучка (диаметр примерно 11 дюймов). Измеренный флюенс зондирующего пучка составлял около $1\text{--}10\text{ мДж/см}^2$ (в зависимости от энергии основного импульса), а длительность основного лазерного импульса составляла порядка 50 фс.

Для эффективного спектрального уширения зондирующий пучок был сужен в 10,7 раза с помощью ахроматического дублета с фокусным расстоянием 750 мм и линзы с фокусным расстоянием 70 мм. После сужения импульс проходил через последовательность пластин из плавленого кварца толщиной 1, 2, 3 и 5 мм, установленных под углом Брюстера (угол падения $55,6^\circ$), что давало суммарную длину пути в материале 14 мм. После этого импульс сжимался с помощью чирпирующих зеркал (Ultrafast Innovations). Сжатый зондирующий импульс использовался для диагностики плазмы, в то время как его небольшая часть

направлялась при помощи делителя пучка на Wizzler. Сжатый зонд был длиннее своего фурье-предела из-за фазовых искажений высокого порядка, особенно в режимах с высокой энергией. В оптимальном режиме работы длительность сжатых зондирующих импульсов составила 23 ± 2 фс, при фурье-пределе 22 ± 6 фс. В отдельных выстрелах регистрировались импульсы, длительностью порядка 18 фс. Таким образом, временное размытие при использовании такого зонда было уменьшено примерно в 2,6 раза по сравнению с исходной длительностью.

Существенным дополнительным преимуществом сужения стало повышение флюенса зондирующего импульса, что позволило различать его на фоне яркого собственного излучения плазмы. Компактность установки CafCA позволила собрать всю схему посткомпрессии на установочной платформе, перемещаемой по вакуумной системе на моторизированной платформе с максимальной величиной смещения 300 мм. Это дало возможность оперативно переключаться между схемами с использованием сжатого и не сжатого зондирующего импульса.

В эксперименте были сняты изображения плазмы при помощи сжатого и несжатого зондирующих импульсов. В отличие от случая без сжатия, где изображение зонда было едва различимо на фоне яркого излучения, суженный и сжатый зонд был отчётливо виден, хотя собственное излучение всё ещё присутствовало. Кроме того, результаты показали, что, несмотря на сужение и прохождение через схему посткомпрессии, профиль ближней зоны зонда оставался достаточно однородным для получения качественных изображений. Особенно хорошо это было видно в теневом режиме, где получались равномерно освещённые изображения.

Также изображения, полученные при помощи Шрилен метода показали, что при ранней задержке зонда не наблюдалось сигнала перед фронтом плазменного канала. Это указывает на высокое качество фронта волны зонда. Если бы были значительные искажения, они бы проявились в виде интенсивностных неоднородностей в области, свободной от плазмы. Оценённое пространственное разрешение по самым маленьким пятнам собственного излучения составило 1.4×1.7 мкм.

При использовании сжатого зонда при различных условиях плотности плазмы и энергии основного импульса начали наблюдаться тонкие интерференционные полосы с периодами от 7 до примерно 4 мкм. Эти периоды соответствовали ожидаемой длине плазменной волны. Также видимость полос снижалась при уменьшении периода, что говорит о том, что эти полосы действительно наблюдались на пределе временного разрешения зонда.

Таким образом телескопирование пучка позволяет не только повысить его флюенс для достижения большего сжатия, но и существенно увеличивает отношение интенсивности зонда к собственному излучению плазмы. Сжатие с 50 фс до 23 фс позволило уменьшить размытие, вызванное движением, с примерно 15 мкм до 6.9 ± 0.6 мкм, а при использовании самых коротких импульсов 18 фс - до 5.4 мкм.

3.4 Выводы к Главе 3

Глава 3 посвящена экспериментальным методам юстировки и диагностики лазерно-плазменного взаимодействия. В данной главе предлагаются подходы к позиционированию мишени при помощи АОС и управлению формой фокального пятна в области взаимодействия, а также предлагается техника укорочения зондирующего лазерного импульса при помощи CafCA.

Предложенные подходы к позиционированию мишени основаны на способности АОС в широких пределах контролируемо управлять дефокусировкой пучка, что позволяет точно позиционировать мишень путём перекрытия части пучка её краем вблизи фокуса [А6, А7], а также настраивать положение мишени в плоскости фокуса в подсветке дефокусированным пучком. Предложенные подходы позволяют совместить канал диагностики положения мишени с каналом диагностики фокального пятна, что позволяет упростить схему эксперимента. В модельном эксперименте было показано, что АОС позволяет совмещать острый край мишени с фокусом пучка методом перекрытия при фокусировке $f/4$ с точностью лучше, чем 0.03λ для амплитуды дефокусировки, что соответствует смещению $\Delta z \approx 3,8 \lambda$.

Контролируемое добавление aberrаций в пучок позволяет оптимизировать лазерно-плазменное взаимодействие [12, 31-33]. Возможность АОС задавать необходимую форму ДЗ позволяет осуществлять быструю перестройку между различными формами фокального пятна, при этом избавляя от необходимости перемещения элементов оптического тракта или внесения в него новых элементов, приводящих в том числе и к существенным потерям энергии.

Таким образом АОС может использоваться не только для коррекции искажений волнового фронта пучка, но и для настройки положения фокуса, позиционирования мишени и создания требуемых распределений интенсивности на мишени, что делает АОС важным инструментом оптимизации лазерно-плазменного взаимодействия.

Другим важным аспектом исследований является диагностика лазерной плазмы. Одним из методов исследования динамики плазмы является оптическая диагностика, и в частности, метод накачка-зондирование, основанный на использовании части фемтосекундного драйвера в качестве зондирующего импульса. Для повышения временного разрешения оптической диагностики накачка-зондирование при исследовании релятивистских объектов было предложено использовать подход CafCA для сжатия зондирующих импульсов [A5]. Численные исследования показали, что импульсы лазерной системы J-KAREN-P могут быть сжаты с 47 до 12 фс методом CafCA при помощи нескольких отражений от коммерческих чирпирующих зеркал «Ultrafast Innovations». Это обеспечивает соответствующее сжатию уменьшение эффекта размытия движения при зондировании, а появляющиеся после CafCA пред- и постимпульсы не приводят к существенному снижению информативности диагностики.

Результаты экспериментов [124] свидетельствуют о том, что метод CafCA сравнительно просто интегрируется в крупные лазерные системы и даёт возможность получать укороченные зондирующие импульсы. Предложенная схема сжатия [A5] позволила экспериментально достигнуть длительности 23 фс, уменьшить размытие движения примерно в 2,6 раза, а также повысить отношение сигнала зондирующего импульса к собственному излучению плазмы. Эти результаты дополняют сделанные в работе [A5] теоретические оценки и подтверждают, что технология CafCA является надёжным и эффективным способом сжатия зондирующих пучков.

Заключение

В данной работе получены следующие основные результаты:

1. Разработан метод динамического определения эталонного волнового фронта, основанный на совместном измерении фокального пятна и волнового фронта пучка. Метод обеспечивает эффективную калибровку адаптивной оптической системы в условиях присутствия разностных и динамических искажений волнового фронта. При помощи данного метода получен эталонный волновой фронт, соответствующий числу Штреля 0.86.

2. Разработан метод определения волнового фронта по двум распределениям флюенса в окрестности перетяжки на основе сверточной нейронной сети. В численных экспериментах данный метод показал точность до 90%. Экспериментальная проверка предложенной модели нейросети показала схожесть реальных и восстановленных распределений флюенса в фокусе и вне фокуса, а также точность порядка 65% при СКО искажений волнового фронта 0.4 λ .

3. Исследованы особенности коррекции фазовых искажений мощного лазерного пучка. Показано, что так как различия между настроенным и разовым режимами работы лазерной установки PEARL больше, чем различия между пучками в разовом режиме, коррекцию необходимо проводить непосредственно по разовому режиму работы лазера. При помощи адаптивной оптической системы в мощном лазерном пучке число Штреля увеличено до 0.73.

4. Экспериментально показана возможность компенсации нелинейных фазовых искажений при помощи адаптивной оптической системы на основе деформируемого зеркала. В результате коррекции число Штреля, определенное по флюенсу, увеличено до 0.43, что по оценкам соответствует увеличению числа Штреля, определяемому по интенсивности, до 0.52.

5. Предложено использовать адаптивную оптическую систему в задачах позиционирования мишени и создания требуемых распределений интенсивности в фокусе. При безабрационной фокусировке острый край мишени совмещен с фокусом пучка по глубине с субрелеевской точностью. Продемонстрирована

возможность создания при помощи адаптивной оптической системы распределения интенсивности на мишени в виде полосы с произвольной ориентацией.

6. Предложено использовать метод CafCA для получения ультракоротких зондирующих импульсов. Численно показана возможность сжатия лазерных импульсов J-KAREN-P с 47 до 11.8 фс при помощи нескольких отражений от коммерческих чирпирующих зеркал. Показано, что появляющиеся после CafCA пред- и постимпульсы не приводят к существенной потери информативности оптической диагностики.

Список литературы

1. Laser-driven x-ray and neutron source development for industrial applications of plasma accelerators / CM Brenner, SR Mirfayzi, DR Rusby et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2015. — Vol. 58, no. 1. — P. 014039.
2. Laser-wakefield accelerators for high-resolution X-ray imaging of complex microstructures / Amina E Hussein, Nancy Senabulya, Yong Ma et al. // *Scientific reports*. — 2019. — Vol. 9, no. 1. — P. 3249.
3. Gamma-ray generation in ultrahigh-intensity laser-foil interactions / EN Nerush, I Yu Kostyukov, L Ji, A Pukhov // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, no. 1.
4. Experimental Study of Terahertz Radiation Generation in the Interaction of Ultrashort Laser Pulse with Gas Targets / RS Zemskov, SE Perevalov, AV Kotov et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2023. — Vol. 65, no. 12. — pp. 877–887.
5. Daido Hiroyuki, Nishiuchi Mamiko, Pirozhkov Alexander S. Review of laser-driven ion sources and their applications // *Reports on progress in physics*. — 2012. — Vol. 75, no. 5. — P. 056401.
6. Nakajima Kazuhisa. Laser-driven electron beam and radiation sources for basic, medical and industrial sciences // *Proceedings of the Japan Academy, Series B*. — 2015. — Vol. 91, no. 6. — pp. 223–245.
7. Experimental study of strongly mismatched regime of laser-driven wakefield acceleration / SE Perevalov, KF Burdonov, AV Kotov et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2020. — Vol. 62, no. 9. — P. 094004.
8. Experimental evidence for short-pulse laser heating of solid-density target to high bulk temperatures / A Soloviev, K Burdonov, SN Chen et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 12144.
9. Recent advances in laser-driven neutron sources / A Alejo, H Ahmed, A Green et al. // *Il nuovo cimento C*. — 2016. — Vol. 38, no. 6. — pp. 1–7.
10. Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle / DP Higginson, G Revet, B Khiar et al. // *High Energy Density Physics*. — 2017. — Vol. 23. — pp. 48–59.

11. Laboratory modeling of YSO jets collimation by a large-scale divergent interstellar magnetic field / R Zemskov, K Burdonov, A Soloviev et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 681. — P. A37.

12. Laboratory modelling of equatorial ‘tongue’ accretion channels in young stellar objects caused by the Rayleigh-Taylor instability / K Burdonov, W Yao, A Sladkov et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 657. — P. A112.

13. Laboratory disruption of scaled astrophysical outflows by a misaligned magnetic field / G Revet, B Khair, E Filippov et al. // *Nature communications*. — 2021. — Vol. 12, no. 1. — P. 762.

14. Fast heating scalable to laser fusion ignition / R Kodama, H Shiraga, K Shigemori et al. // *Nature*. — 2002. — Vol. 418, no. 6901. — pp. 933–934.

15. Laser challenges for fast ignition / JD Zuegel, S Borneis, C Barty et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2006. — Vol. 49, no. 3. — pp. 453–482.

16. Laser driven neutron sources: characteristics, applications and prospects / J Alvarez, J Fern´andez-Tobias, K Mima et al. // *Physics Procedia*. — 2014. — Vol. 60. — pp. 29–38.

17. Adaptive system for high power lasers / Alexander G Aleksandrov, AL Rukosuev, V Ye Zavalova et al. // *XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers / SPIE*. — Vol. 5120. — 2003. — pp. 156–163.

18. Large-aperture adaptive optical system for correcting wavefront distortions of a petawatt Ti: sapphire laser beam / Vadim Vasil’evich Samarkin, Aleksandr Georgievich Alexandrov, Ilia Vladimirovich Galaktionov et al. // *Quantum Electronics*. — 2022. — Vol. 52, no. 2. — P. 187.

19. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm²) / S-W Bahk, Pascal Rousseau, TA Planchon et al. // *Optics letters*. — 2004. — Vol. 29, no. 24. — pp. 2837–2839.

20. Approaching the diffraction-limited, bandwidth-limited Petawatt / Alexander S Pirozhkov, Yuji Fukuda, Mamiko Nishiuchi et al. // *Optics express*. — 2017. — Vol. 25, no. 17. — pp. 20486–20501.

21. Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system / Zhen Guo, Lianghong Yu, Jianye Wang et al. // *Optics Express*. — 2018. — Vol. 26, no. 20. — pp. 26776–26786.
22. Achieving the laser intensity of 5.5×10^{22} W/cm² with a wavefront-corrected multi-PW laser / Jin Woo Yoon, Cheonha Jeon, Junghoon Shin et al. // *Optics express*. — 2019. — Vol. 27, no. 15. — pp. 20412–20420.
23. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm² / Jin Woo Yoon, Yeong Gyu Kim, Il Woo Choi et al. // *Optica*. — 2021. — Vol. 8, no. 5. — pp. 630–635.
24. Khazanov Efim Arkad'evich, Mironov S Yu, Mourou G'érard. Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach // *Physics-Uspekhi*. — 2019. — Vol. 62, no. 11. — P. 1096.
25. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression / Vladislav Ginzburg, Ivan Yakovlev, Anton Kochetkov et al. // *Optics express*. — 2021. — Vol. 29, no. 18. — pp. 28297–28306.
26. Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression / Mikhail Martyanov, Sergey Mironov, Mikhail Starodubtsev et al. // *JOSA B*. — 2022. — Vol. 39, no. 7. — pp. 1936–1944.
27. Characterization of multiterawatt laser-solid interactions for proton acceleration / P McKenna, KWD Ledingham, I Spencer et al. // *Review of scientific instruments*. — 2002. — Vol. 73, no. 12. — pp. 4176–4184.
28. Target Diagnostic Systems for Proton, Electron, and X-ray Generation Experiments Based on Ultraintense Laser-Target Interactions / IlWoo Choi, HyungTaek Kim, Nasr Hafz et al. // *Journal of the Korean Physical Society*. — 2009. — Vol. 55, no. 2. — pp. 517–527.
29. A confocal microscope position sensor for micron-scale target alignment in ultra-intense laser-matter experiments / Christopher Willis, Patrick L Poole, Kramer U Akli et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2015. — Vol. 86, no. 5.
30. Metrology for sub-Rayleigh-length target positioning in $\sim 10^{22}$ W/cm² laser-plasma experiments / EA Vishnyakov, A Sagisaka, K Ogura et al. // *High Power Laser Science and Engineering*. — pp. 1–58.

31. Adaptive control of laser-wakefield accelerators driven by mid-IR laser pulses / J Lin, Y Ma, R Schwartz et al. // *Optics Express*. — 2019. — Vol. 27, no. 8. — pp. 10912–10923.

32. Notable improvements on LWFA through precise laser wavefront tuning / Driss Oumbarek Espinos, Alexandre Rondepierre, Alexei Zhidkov et al. // *Scientific Reports*. — 2023. — Vol. 13, no. 1. — P. 18466.

33. Propagation and focusing dependency of a laser beam with its aberration distribution: Understanding of the halo induced disturbance / Alexandre Rondepierre, Driss Oumbarek Espinos, Alexei Zhidkov, Tomonao Hosokai // *Optics Continuum*. — 2023. — Vol. 2, no. 6. — pp. 1351–1367.

34. Басов Николай Геннадиевич. Диагностика плотной плазмы. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.

35. Optical probing of relativistic plasma singularities / Timur Zh Esirkepov, Jie Mu, Yanjun Gu et al. // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 5.

36. 19-element sensorless adaptive optical system based on modified hillclimbing and genetic algorithms / Ping Yang, Wei Yang, Yuan Liu et al. // *3rd International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optical Test and Measurement Technology and Equipment / SPIE*. — Vol. 6723. — 2007. — pp. 36–42.

37. Sheldakova Julia V, Rukosuev Alexey L, Kudryashov Alexis V. Genetic and hill-climbing algorithms for laser beam correction // *Laser Resonators and Beam Control VII / SPIE*. — Vol. 5333. — 2004. — pp. 106–111.

38. Poland Simon P, Wright Amanda J, Girkin John M. Evaluation of fitness parameters used in an iterative approach to aberration correction in optical sectioning microscopy // *Applied optics*. — 2008. — Vol. 47, no. 6. — pp. 731–736.

39. Adaptive correction of a tightly focused, high-intensity laser beam by use of a third-harmonic signal generated at an interface / Thomas A Planchon, W Amir, JJ Field et al. // *Optics letters*. — 2006. — Vol. 31, no. 14. — pp. 2214–2216.

40. Full-field unsymmetrical beam shaping for decreasing and homogenizing the thermal deformation of optical element in a beam control system / Haotong Ma, Qiong

Zhou, Xiaojun Xu et al. // Optics Express. — 2011. — Vol. 19, no. 105. — pp. A1037–A1050.

41. Piatrou Piotr, Roggemann Michael. Beaconless stochastic parallel gradient descent laser beam control: numerical experiments // Applied optics. — 2007. — Vol. 46, no. 27. — pp. 6831–6842.

42. Simulated annealing in ocular adaptive optics / S Zommer, EN Ribak, SG Lipson, J Adler // Optics letters. — 2006. — Vol. 31, no. 7. — pp. 939–941.

43. Adaptive beam profile control using a simulated annealing algorithm / R El-Agmy, H Bulte, AH Greenaway, DT Reid // Optics Express. — 2005. — Vol. 13, no. 16. — pp. 6085–6091.

44. Yang Huizhen, Li Xinyang. Comparison of several stochastic parallel optimization algorithms for adaptive optics system without a wavefront sensor // Optics & Laser Technology. — 2011. — Vol. 43, no. 3. — pp. 630–635.

45. Comparison of optimization algorithms for adaptive optics system without a wavefront sensor / Ying Liu, Jianqiang Ma, Baoqing Li et al. // 6th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Large Mirrors and Telescopes / SPIE. — Vol. 8415. — 2012. — pp. 27–33.

46. Gerchberg RW, Saxton WO. A practical algorithm for the determination of phase from image by 103.240. 126.9 on 10/21/18. Re-use and distribution is strictly not permitted, except for Open Access articles. and diffraction plane pictures, -// Optik. — 1972. — Vol. 35. — pp. 227–246.

47. Gonsalves Robert A. Phase retrieval and diversity in adaptive optics // Optical Engineering. — 1982. — Vol. 21, no. 5. — pp. 829–832.

48. Adaptive optics for array telescopes using neural-network techniques / J Roger P Angel, P Wizinowich, M Lloyd-Hart, D Sandler // Nature. — 1990. — Vol. 348, no. 6298. — pp. 221–224.

49. Kendrick Richard L, Acton Daniel S, Duncan AL. Phase-diversity wave-front sensor for imaging systems // Applied Optics. — 1994. — Vol. 33, no. 27. — pp. 6533–6546.

50. Feature-based phase retrieval wavefront sensing approach using machine learning / Guohao Ju, Xin Qi, Hongcai Ma, Changxiang Yan // Optics express. — 2018. — Vol. 26, no. 24. — pp. 31767–31783.

51. Phase-diversity wavefront sensing enhanced by a Fourier-based neural network / Zhisheng Zhou, Jingang Zhang, Qiang Fu, Yunfeng Nie // Optics Express. — 2022. — Vol. 30, no. 19. — pp. 34396–34410.

52. An improved method of measuring wavefront aberration based on image with machine learning in free space optical communication / Yangjie Xu, Dong He, Qiang Wang et al. // Sensors. — 2019. — Vol. 19, no. 17. — P. 3665.

53. Improved machine learning approach for wavefront sensing / Hongyang Guo, Yangjie Xu, Qing Li et al. // Sensors. — 2019. — Vol. 19, no. 16. — P. 3533.

54. Numerical study of adaptive optics compensation based on convolutional neural networks / Huimin Ma, Haiqiu Liu, Yan Qiao et al. // Optics Communications. — 2019. — Vol. 433. — pp. 283–289.

55. Focal plane wavefront sensing using machine learning: performance of convolutional neural networks compared to fundamental limits / Gilles Orban De Xivry, Maxime Quesnel, PO Vanberg et al. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 505, no. 4. — pp. 5702–5713.

56. 10 PW Peak Power Laser at the Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics—status updates/ Dancus, I., Cojocaru, G. V., Schmelz et al. // EPJ Web of Conferences. — EDP Sciences — 2022. — Vol. 266, — pp. 13008. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202226613008>.

57. Single cycle thin film compressor opening the door to ZeptosecondExawatt physics / G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, A. Sergeev // The European Physical Journal Special Topics. — 2014. — may. — Vol. 223, no. 6. — pp. 1181–1188. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2014-02171-5>.

58. Petawatt and exawatt class lasers worldwide / Colin N Danson, Constantin Haefner, Jake Bromage et al. // High Power Laser Science and Engineering. — 2019. — Vol. 7. — P. e54.

59. Focusability of laser pulses at petawatt transport intensities in thinfilm compression / DM Farinella, J Wheeler, AE Hussein et al. // JOSA B. — 2019. — Vol. 36, no. 2. — pp. A28–A32.

60. Spectral broadening for multi-Joule pulse compression in the APOLLON Long Focal Area facility / P-G Bleotu, J Wheeler, D Papadopoulos et al. // High Power Laser Science and Engineering. — 2022. — Vol. 10. — P. e9.

61. Wavefront-corrected post-compression of a 100-TW Ti: sapphire laser / Ji In Kim, Jin Woo Yoon, Jeong Moon Yang et al. // Optics Express. — 2022. — Vol. 30, no. 15. — pp. 26212–26219.

62. High-aspect-ratio line focus for an x-ray laser by a deformable mirror / Geun-Young Yoon, Takahisa Jitsuno, Yoshiaki Kato, Masahiro Nakatsuka // Applied optics. — 1997. — Vol. 36, no. 4. — pp. 847–852.

63. Enhancement of x-ray lasing due to wavefront correction of linefocusing optics with a large-aperture deformable mirror / GeunYoung Yoon, Takeomi Imani, Hiroyuki Daido et al. // Applied physics letters. — 1998. — Vol. 72, no. 22. — pp. 2785–2787.

64. Khazanov Efim Arkad'evich. Post-compression of femtosecond laser pulses using self-phase modulation: from kilowatts to petawatts in 40 years // Quantum Electronics. — 2022. — Vol. 52, no. 3. — P. 208.

65. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding / Jonathan C Knight, Tim A Birks, P St J Russell, Dave M Atkin // Optics letters. — 1996. — Vol. 21, no. 19. — pp. 1547–1549.

66. Ultra-large core size hypocycloid-shape inhibited coupling kagome fibers for high-energy laser beam handling / Benoit Debord, Abhilash Amsanpally, Meshaal Alharbi et al. // Journal of Lightwave Technology. — 2015. — Vol. 33, no. 17. — pp. 3630–3634.

67. Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems / Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto et al. // Optica. — 2014. — Vol. 1, no. 4. — pp. 233–242.

68. Nisoli Mauro, De Silvestri Sandro, Svelto Orazio. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique // *Applied Physics Letters*. — 1996. — Vol. 68, no. 20. — pp. 2793–2795.

69. Vlasov Sergei N, Koposova Elena Viktorovna, Yashin Vladimir Evgen'evich. Spectral broadening and compression of high-intensity laser pulses in quasi-periodic systems with Kerr nonlinearity // *Quantum Electronics*. — 2012. — Vol. 42, no. 11. — P. 989.

70. Vysotina NV, Rosanov NN, Yashin VE. Modeling of systems for broadening of spectrum of petawatt laser pulses and for their nonlinear compression // *Optics and Spectroscopy*. — 2011. — Vol. 110. — pp. 973–981.

71. AKA Optics. — <http://www.akaoptics.com/>.

72. Zernike Frits. Diffraction theory of the knife-edge test and its improved form, the phase-contrast method // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 94, p. 377-384. — 1934. — Vol. 94. — pp. 377–384.

73. Goodwin Eric P, Wyant James C. Field guide to interferometric optical testing / SPIE Bellingham, WA. — 2006.

74. Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals / V V Lozhkarev, G I Freidman, V N Ginzburg et al. // *Laser Physics Letters*. — 2007. — jun. — Vol. 4, no. 6. — pp. 421–427. — URL: <https://doi.org/10.1002/lapl.200710008>.

75. Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser / Aleksandr Andreevich Soloviev, Konstantin Feliksovich Burdonov, Vladislav Naumovich Ginzburg et al. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. — 2024. — Vol. 194, no. 3. — pp. 313–335.

76. LeCun Yann, Bengio Yoshua et al. Convolutional networks for images, speech, and time series // *The handbook of brain theory and neural networks*. — 1995. — Vol. 3361, no. 10. — P. 1995.

77. Developers TensorFlow. TensorFlow // Zenodo. — 2022.

78. Kudryashov Alexis V, Shmalhausen Victor I. Semipassive bimorph flexible mirrors for atmospheric adaptive optics applications // *Optical Engineering*. — 1996. — Vol. 35, no. 11. — pp. 3064–3073.

79. Study of a wide-aperture combined deformable mirror for high-power pulsed phosphate glass lasers / Vadim Vasil'evich Samarkin, Aleksandr Grigor'evich Aleksandrov, T Jitsuno et al. // *Quantum Electronics*. — 2015. — Vol. 45, no. 12. — P. 1086.

80. Shack—Hartmann wavefront sensor for measuring the parameters of high-power pulsed solid-state lasers / AG Aleksandrov, VE Zavalova, AV Kudryashov et al. // *Quantum Electronics*. — 2010. — Vol. 40, no. 4. — P. 321.

81. Adaptive correction of a high-power titanium-sapphire laser radiation / AG Aleksandrov, VE Zavalova, AV Kudryashov et al. // *Journal of Applied Spectroscopy*. — 2005. — Vol. 72. — pp. 744–750.

82. Analysis of the wavefront compensation method when using a ShackHartmann sensor as an element of an adaptive optical system / Alexey Valerievich Kudryashov, Vadim Vasilievich Samarkin, Yulia Vyacheslavovna Sheldakova, Alexander Georgievich Alexandrov // *Autometry*. — 2012. — Vol. 48, no. 2. — pp. 52–58.

83. Hill-climbing algorithm based on Zernike modes for wavefront sensorless adaptive optics / Ying Liu, Jianqiang Ma, Baoqing Li, Jiaru Chu // *Optical Engineering*. — 2013. — Vol. 52, no. 1. — pp. 016601–016601.

84. Wyant James C, Creath Katherine. Basic wavefront aberration theory for optical metrology // *Applied optics and optical engineering*. — 1992. — Vol. 11, no. part 2. — pp. 28–39.

85. Smolek Michael K, Klyce Stephen D. Zernike polynomial fitting fails to represent all visually significant corneal aberrations // *Investigative ophthalmology & visual science*. — 2003. — Vol. 44, no. 11. — pp. 4676–4681.

86. Born Max, Wolf Emil. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. — Elsevier, 2013.

87. Adaptive optics based on machine learning: a review / Youming Guo, Libo Zhong, Lei Min et al. // *Opto-Electronic Advances*. — 2022. — Vol. 5, no. 7. — pp. 200082–1.

88. Paine Scott W, Fienup James R. Machine learning for improved imagebased wavefront sensing // *Optics letters*. — 2018. — Vol. 43, no. 6. — pp. 1235–1238.

89. Deep learning-based focal plane wavefront sensing for classical and coronagraphic imaging / Maxime Quesnel, Gilles Orban de Xivry, Gilles Louppe, Olivier Absil // *Adaptive Optics Systems VII / SPIE*. — Vol. 11448. — 2020. — pp. 300–311.

90. Li Yushuang, Yue Dan, He Yihao. Prediction of wavefront distortion for wavefront sensorless adaptive optics based on deep learning // *Applied Optics*. — 2022. — Vol. 61, no. 14. — pp. 4168–4176.

91. A single far-field deep learning adaptive optics system based on four-quadrant discrete phase modulation / Xuejing Qiu, Tao Cheng, Lingxi Kong et al. // *Sensors*. — 2020. — Vol. 20, no. 18. — P. 5106.

92. Mugnier Laurent M, Blanc Amandine, Idier J'ér'ome. Phase diversity: a technique for wave-front sensing and for diffraction-limited imaging // *Advances in Imaging and Electron Physics*. — 2006. — Vol. 141. — pp. 1–76.

93. Foley John T, Butts R Russell. Uniqueness of phase retrieval from intensity measurements // *JOSA*. — 1981. — Vol. 71, no. 8. — pp. 1008– 1014.

94. Church Eugene L. Fractal surface finish // *Applied Optics*. — 1988. — Vol. 27, no. 8. — pp. 1518–1526.

95. SPHERE on-sky performance compared with budget predictions / Kjetil Dohlen, Arthur Vigan, David Mouillet et al. // *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI / SPIE*. — Vol. 9908. — 2016. — pp. 1089–1099.

96. High-efficiency second-harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses / Sergey Mironov, Vladimir Lozhkarev, Vladislav Ginzburg, Efim Khazanov // *Applied Optics*. — 2009. — Vol. 48, no. 11. — pp. 2051–2057.

97. Zhang Tiejun, Yonemura Motoki, Kato Yoshiaki. An array-grating compressor for high-power chirped-pulse amplification lasers (*Optics Comm.* 145 (1998) 367) // *Optics Communications*. — 1998. — Vol. 152, no. 4-6. — pp. 436–436.

98. Single cycle thin film compressor opening the door to ZeptosecondExawatt physics / G Mourou, S Mironov, E Khazanov, A Sergeev // The European Physical Journal Special Topics. — 2014. — Vol. 223, no. 6. — pp. 1181–1188.

99. Shack — Hartmann wavefront sensor for measuring the parameters of high-power pulsed solid-state lasers / A G Aleksandrov, V E Zavalova, A V Kudryashov et al. // Quantum Electronics. — 2010. — jun. — Vol. 40, no. 4. — pp. 321–326. — URL: <https://doi.org/10.1070/qe2010v040n04abeh014061>.

100. Use of KDP crystal as a Kerr nonlinear medium for compressing PW laser pulses down to 10 fs / Andrey Shaykin, Vladislav Ginzburg, Ivan Yakovlev et al. // High Power Laser Science and Engineering. — 2021. — Vol. 9. — URL: <https://doi.org/10.1017%2Fhpl.2021.40>.

101. Schlieren imaging: a powerful tool for atmospheric plasma diagnostic / Enrico Traldi, Marco Boselli, Emanuele Simoncelli et al. // EPJ Techniques and Instrumentation. — 2018. — Vol. 5. — pp. 1–23.

102. Zou Ji-Ping, Wattellier Benoit. Adaptive optics for high-peak-power lasers—an optical adaptive closed-loop used for high-energy short-pulse laser facilities: laser wave-front correction and focal-spot shaping // Topics in adaptive optics. — 2012. — Vol. 11. — P. 13.

103. Snapshots of laser wakefields / Nicholas H Matlis, S Reed, Stepan S Bulanov et al. // Nature Physics. — 2006. — Vol. 2, no. 11. — pp. 749–753.

104. Direct observation of the injection dynamics of a laser wakefield accelerator using few-femtosecond shadowgraphy / A S'avert, SPD Mangles, M Schnell et al. // Physical review letters. — 2015. — Vol. 115, no. 5. — P. 055002.

105. On the breaking of a plasma wave in a thermal plasma. I. The structure of the density singularity / Sergei V Bulanov, Timur Zh Esirkepov, Masaki Kando et al. // Physics of Plasmas. — 2012. — Vol. 19, no. 11. — P. 113102.

106. Bulanov Sergei V, Esirkepov Timur, Tajima Toshiki. Light intensification towards the Schwinger limit // Physical review letters. — 2003. — Vol. 91, no. 8. — P. 085001.

107. Demonstration of laser-frequency upshift by electron-density modulations in a plasma wakefield / M Kando, Y Fukuda, AS Pirozhkov et al. // Physical review letters. — 2007. — Vol. 99, no. 13. — P. 135001.

108. Enhancement of photon number reflected by the relativistic flying mirror / M Kando, AS Pirozhkov, K Kawase et al. // Physical review letters. — 2009. — Vol. 103, no. 23. — P. 235003.

109. Soft-x-ray harmonic comb from relativistic electron spikes / AS Pirozhkov, M Kando, T Zh Esirkepov et al. // Physical review letters. — 2012. — Vol. 108, no. 13. — P. 135004.

110. High performance imaging of relativistic soft X-ray harmonics by submicron resolution LiF film detectors / Tatiana Pikuz, Anatoly Faenov, Alexander Pirozhkov et al. // physica status solidi (c). — 2012. — Vol. 9, no. 12. — pp. 2331–2335.

111. High order harmonics from relativistic electron spikes / Alexander S Pirozhkov, Masaki Kando, Timur Zh Esirkepov et al. // New Journal of Physics. — 2014. — Vol. 16, no. 9. — P. 093003.

112. Burst intensification by singularity emitting radiation in multi-stream flows / AS Pirozhkov, T Zh Esirkepov, TA Pikuz et al. // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 17968.

113. Laser requirements for high-order harmonic generation by relativistic plasma singularities / Alexander S Pirozhkov, Timur Zh Esirkepov, Tatiana A Pikuz et al. // Quantum Beam Science. — 2018. — Vol. 2, no. 1. — P. 7.

114. Development of a dual beam facility for multiple wavelength, short pulse optical probing of experiments in Target Area 2 / DR Symes, EJ Divall, PS Foster et al.

115. Few-cycle optical probe-pulse for investigation of relativistic laserplasma interactions / MB Schwab, A S'avert, O J'ackel et al. // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 103, no. 19. — P. 191118.

116. Anderson Dan, Lisak Mietek. Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steepening of pulses in long optical waveguides // Physical Review A. — 1983. — Vol. 27, no. 3. — P. 1393.

117. Litvak AG, Talanov VI. A parabolic equation for calculating the fields in dispersive nonlinear media // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1967. — Vol. 10, no. 4. — pp. 296–302.

118. Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers / Robert Szipöcs, K'arp'at Ferencz, Christian Spielmann, Ferenc Krausz // Optics letters. — 1994. — Vol. 19, no. 3. — pp. 201–203.

119. Petawatt femtosecond laser pulses from titanium-doped sapphire crystal / Hiromitsu Kiriya, Alexander S Pirozhkov, Mamiko Nishiuchi et al. // Crystals. — 2020. — Vol. 10, no. 9. — P. 783.

120. Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system / Moana Pittman, Serge Ferré, Jean-Philippe Rousseau et al. // Applied Physics B. — 2002. — Vol. 74, no. 6. — pp. 529–535.

121. Fivefold compression of 250-TW laser pulses / Vladislav Ginzburg, Ivan Yakovlev, Alexandr Zuev et al. // Physical Review A. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 013829.

122. Two-stage nonlinear compression of high-power femtosecond laser pulses / Vladislav Naumovich Ginzburg, Ivan Vladimirovich Yakovlev, Aleksandr Sergeevich Zuev et al. // Quantum Electronics. — 2020. — Vol. 50, no. 4. — P. 331.

123. Thin plate compression of a sub-petawatt Ti: Sa laser pulses / S Yu Mironov, S Fourmaux, P Lassonde et al. // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 116, no. 24. — P. 241101.

124. In-vacuum post-compression of optical probe pulses for relativistic plasma diagnostics/ Lorenz S., Grittani G. M., Kondo K. et al.// High Power Laser Science and Engineering. – 2024. – Vol. 12. – e53.