

*На правах рукописи*

МИРОНОВ Сергей Юрьевич

**ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОГО  
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ**

01.04.21 – лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», г. Нижний Новгород.

Официальные оппоненты:

академик РАН, д.ф.-м.н. С.Н. Багаев, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук;

д.ф.-м.н., проф. М.И. Бакунов, Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского;

д.ф.-м.н., проф. А.Б. Савельев-Трофимов, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук.

Защита состоится \_\_\_\_ октября 2018 г. в 15.00 на заседании диссертационного совета Д002.069.02 в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН) по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики Российской академии наук.

Автореферат разослан «    » июня 2018 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д002.069.02  
доктор физико-математических наук



Э.Б. Абубакиров

## Актуальность исследований

Управление пространственными и спектрально-временными параметрами ультракоротких лазерных импульсов является важным и актуальным направлением в современной лазерной физике. Оно представляет особый интерес для развития технологий создания лазеров тераваттного и петаваттного уровня мощности [1-3], а также лазерных систем, используемых в фотоинжекторах электронов для облучения поверхности катода [4-6, A19].

Возможность использования сверхмощного лазерного излучения для ускорения элементарных частиц в релятивистском режиме [7, 8], исследования нелинейных свойств вакуума и процесса рождения электрон-позитронных пар [7, 9], а также генерации эксаваттных импульсов зептосекундной длительности рентгеновского диапазона определяет интерес к задачам по измерению [A1], увеличению [10, A2, A4, A5, A20] временного контраста и повышению пиковой мощности лазерных импульсов [11].

Временной контраст является одной из ключевых характеристик сверхмощных (петаваттного уровня) лазерных импульсов, поскольку определяет возможность их использования в экспериментах по взаимодействию экстремального света с газовыми и твердотельными мишенями [7, 12–15]. Лазерные импульсы с низким временным контрастом могут еще до прихода основного лазерного импульса привести к разрушению или модификации мишени [16].

Современные сверхмощные лазерные системы созданы на основе принципа усиления чирпированных импульсов (CPA Chirped Pulse Amplification), который был предложен в работе [17]. Согласно этому принципу, лазерные импульсы после последовательных стадий увеличения длительности, усиления и временного сжатия обладают длительностью близкой к своему фульре-пределу. Принято считать, что длительности импульсов на выходе петаваттных лазеров определяются длительностью и спектром исходных импульсов задающего генератора, спектральной полосой лазерных и (или) параметрических усилителей, точностью компенсации дисперсии в паре стретчер-компрессор. Современные технологии в области построения сверхмощных лазеров с уверенностью позволяют получать импульсы петаваттного уровня мощности длительностью 27–30 фс [2, 18] и более [19–21], при этом интенсивность несфокусированного излучения после компрессии составляет единицы ТВт/см<sup>2</sup>. Дальнейшее сокращение длительности таких импульсов с использованием методов линейной оптики невозможно. В связи с этим, научные исследования, направленные на развитие методов дополнительного сокращения длительности и увеличения временного контраста, являются важными и актуальными. В настоящей работе рассмотрены подходы к решению указанных задач, основанные на использовании нелинейно-оптических процессов в тонких (менее 1 мм) большеапертурных (более 10 см) прозрачных диэлектриках [A2, A4, A7, A9, A13, A20].

Другое важное направление, где применяются методы трехмерного профилирования лазерных импульсов, связано с физикой фотоинжекторов элек-

тронов. Здесь лазерные импульсы используются для облучения поверхности фотокатода с целью генерации электронных сгустков за счет фотоэффекта. Хорошо известно, что распределение интенсивности лазерных импульсов определяет параметры генерируемых электронных сгустков с поверхности катода, такие как распределение заряда в пространстве, величину поперечного нормализованного эмиттанса и другие. Управление пространственно-временным распределением интенсивности лазерного пучка позволяет контролировать изменять параметры электронных сгустков. Требуемые характеристики электронных пучков определяются задачами, в которых они будут использоваться.

Одним из наиболее перспективных направлений является создание лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). В этом случае электронные сгустки должны отвечать высоким требованиям по пиковой яркости и стабильности. Для этого необходима генерация относительно коротких электронных пучков (10–100 пс) с достаточно высоким пространственным зарядом (~1нКл), средней кинетической энергией порядка 5–7 МэВ и малым (<1 мм·мрад) нормализованным поперечным эмиттансом. В настоящее время, работы по генерации таких электронных сгустков ведутся в крупнейших ускорительных центрах мира. В частности, в Германии в ускорительном центре DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron), который имеет филиалы в Гамбурге (ускоритель FLASH) и в г. Цойтен (фотоинжектор PITZ), в Японии (ускорительный центр KEK), в России (ОИЯИ г. Дубна), а также в США (национальная лаборатория Argonne; стэнфордский линейный ускоритель SLAC).

В 1959 году в работе [22] было показано, что минимальным нормализованным эмиттансом обладает электронный сгусток с распределением пространственного заряда в форме трехмерного эллипсоида. Однако, до настоящего времени такие электронные сгустки не были реализованы в экспериментах. Первым шагом на пути к формированию эллипсоидальных электронных сгустков является генерация пикосекундных лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве. В настоящей работе предложены и успешно апробированы в экспериментах оригинальные методы формирования таких распределений [A14, A16, A17, A19].

## Цели диссертационной работы

Цель настоящей работы заключается в развитии методов управления и диагностики трехмерного распределения интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов. В частности,

1. Теоретическое и экспериментальное исследование возможности дополнительного временного сжатия интенсивных (~ТВт/см<sup>2</sup>, с энергией десятки мДж и более) фемтосекундных импульсов с использованием эффекта самомодуляции фазы и квадратичных фазовых корректоров.
2. Квазиоднородное по сечению пучка уширение спектра и последующее временное сжатие интенсивных (~ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов с рас-

пределением интенсивности в пространстве и во времени в виде функции Гаусса;

3. Поиск новых прозрачных в инфракрасной области спектра твердотельных материалов с возможностью изготовления из них тонких (менее 1 мм) большеапертурных (более 10 см) плоскопараллельных пластин для уширения спектра у лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см<sup>2</sup>.
4. Экспериментальная реализация высокоэффективной (более 50%) генерации второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 910 нм и 800 нм.
5. Формирование в экспериментах пикосекундных лазерных импульсов с распределением интенсивности во времени в форме прямоугольника и прямоугольного треугольника для облучения катода фотоинжектора электронов.
6. Реализация в экспериментах пикосекундных лазерных импульсов с квазицилиндрическим и квазиэллипсоидальным распределением интенсивности.
7. Формирование в экспериментах лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности.

#### Научная новизна

1. В интенсивных (~ТВт/см<sup>2</sup>, с энергией 170 мДж) лазерных пучках с распределением интенсивности в пространстве и во времени в виде функции Гаусса с использованием дефокусирующей линзы получено квазиоднородное по сечению пучка уширение спектра за счет эффекта самомодуляции фазы и реализовано сокращение длительности импульсов с 33 фс до 16 фс с использованием дисперсионных зеркал [A13].
2. Предложено использовать прозрачные полимеры (в частности, полиэтилентерефталат) в качестве среды для уширения спектра у лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см<sup>2</sup>. Показано, что воздействие лазерного излучения с пиковой интенсивностью 1.3 ТВт/см<sup>2</sup> на образцы полиэтилентерефталата (толщиной 0.7 мм) не приводит к видимым повреждениям их поверхности и объема. В экспериментах установлено, что образцы вносят дополнительные деполаризационные потери (не более 7% по энергии), которые зависят от взаимной ориентации образца и поляризации лазерного импульса [A11].
3. В экспериментах при существенном влиянии кубической нелинейности получена высокоэффективная 73% (50%) генерация второй гармоники фемтосекундного излучения с центральной длиной волны 910 (800) нм в нелинейном кристалле KDP толщиной 1 (0.5) мм при пиковой интенсивности излучения первой гармоники 2 (3.5) ТВт/см<sup>2</sup> [A4].

4. В результате численного моделирования продемонстрировано более чем двукратное увеличение пиковой мощности петаваттных импульсов за счет их самосжатия в кристалле KDP с 500 фс до 220 фс [A20]. Режим самосжатия реализуется из-за совместного действия эффектов кубической и каскадной квадратичной нелинейности.
5. С использованием пространственных модуляторов света в экспериментах получены лазерные импульсы пикосекундной длительности с функцией распределения интенсивности в форме прямоугольного треугольника и прямоугольника [A14, A19].
6. В экспериментах применительно к chirпированным фемтосекундным импульсам, растянутым до пикосекундной длительности, были сформированы лазерные пучки с функцией распределения интенсивности в форме 3D цилиндра и 3D квазиэллипсоида с эллиптическими сечениями в ортогональных плоскостях [A14].
7. Использование объемной пространственно-неоднородной chirпирующей решетки Брэгга позволило получить в экспериментах импульсы с распределением интенсивности в пространстве в форме 3D эллипсоида [A16].

#### Научная и практическая значимость работы

- Продемонстрированное в экспериментах дополнительное временное сжатие интенсивных (ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов открывает новые возможности для увеличения пиковой мощности тераваттных и петаваттных лазеров с использованием только пассивных оптических элементов. В частности, становится также возможным генерация петаваттных лазерных импульсов с длительностью всего в несколько периодов осциллирующей световой поля, что открывает новые горизонты использования сверхмощных лазеров.
- Использование телескопа, состоящего из дефокусирующей линзы и коллимирующего параболического зеркала, совместно с chirпирующими зеркалами для интенсивных (ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных пучков с поперечным распределением интенсивности в виде функции Гаусса позволяет квазиоднородно по сечению пучка уширить их спектр и сжать во времени. Решение данной задачи актуально и востребовано для увеличения пиковой мощности на выходе (после оптического компрессора) тераваттных лазерных систем, где поперечный профиль лазерного пучка имеет функцию распределения Гаусса.
- Применение полимеров в полной мере решает задачу по изготовлению тонких (менее 1 мм) плоскопараллельных пластин с апертурой более 10 см, используемых для уширения спектра сверхмощных лазерных импульсов.
- Достигнутая в экспериментах высокая (более 70%) эффективность преобразования во вторую гармонику излучения с пиковой интенсивностью более 2 ТВт/см<sup>2</sup> в кристалле KDP демонстрирует перспективность ис-

пользования данного кристалла для удвоения частоты фемтосекундных лазерных импульсов. Более того, получаемые при этом импульсы второй гармоники обладают значительно большим временным контрастом, чем исходные, и могут быть дополнительно сжаты во времени.

- Применение программируемых пространственных модуляторов света для задач по управлению трехмерным распределением интенсивности chirпированных лазерных импульсов позволило сформировать сложные лазерные структуры пикосекундной длительности (прямоугольный треугольник, прямоугольник) во времени, а также цилиндр и квазиэллипсоид (фигура с  $90^\circ$  симметрией, у которой распределение интенсивности во взаимно ортогональных сечениях представляет собой эллипс) в пространстве. Использование пространственно-неоднородной chirпированной решетки Брэгга, записанной внутри эллипсоидального объема и полностью отсутствующей вне его, сделало возможным генерацию лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве. Профилированные лазерные импульсы востребованы в задачах по генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода линейного ускорителя электронов. В частности, импульсы с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в значительной степени помогут уменьшить поперечный нормализованный эмиттанс у генерируемых электронных сгустков.

### Достоверность результатов исследований

Достоверность результатов проведенных исследований подтверждается хорошим согласованием экспериментальных и теоретических (в том числе и полученных с использованием численного моделирования) данных. Экспериментальные результаты были получены с участием разных научных коллективов, работающих в разных странах и в независимых друг от друга лабораториях. Большая часть изложенного в диссертации материала была опубликована в рецензируемых профильных журналах, включенных в международные и российские научные базы цитирования, такие как Web of Science, Scopus и РИНЦ. Направления исследований, представленные в настоящей работе, были поддержаны фондами РФФИ, РФФ, Советом по грантам Президента РФ и др.

### Положения, выносимые на защиту

1. Использование кубической нелинейности прозрачных твердотельных диэлектриков совместно с дисперсионными зеркалами позволяет сократить длительность интенсивных ( $\sim$ ТВт/см<sup>2</sup>, с энергией десятки мДж и более) лазерных импульсов более чем в два раза, причем соответствующее увеличение пиковой мощности не зависит от наличия aberrаций фазы спектра третьего и четвертого порядка по частоте в исходном импульсе.

2. Кубическая нелинейность, возникающая в дефокусирующей линзе при прохождении интенсивного (ТВт/см<sup>2</sup>) лазерного импульса с поперечным распределением интенсивности в виде функции Гаусса, позволяет квази-однородно по сечению пучка уширить частотный спектр, а использование дисперсионных зеркал сжать во времени мощный фемтосекундный импульс.
3. Прозрачные полимеры, в частности полиэтилентерефталат, могут быть использованы в качестве нелинейной среды для уширения спектра интенсивных (ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов.
4. Кристалл KDP может быть использован для высокоэффективной ( $\sim$ 73%) генерации второй гармоники интенсивных  $\sim$ 2 ТВт/см<sup>2</sup> лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм в условиях существенного влияния кубической нелинейности.
5. Управление только распределением спектральной интенсивности фемтосекундных импульсов с линейной частотной модуляцией, растянутых до длительностей в десятки пикосекунд и более, позволяет сформировать сложные распределения интенсивности во времени, такие как прямоугольник и треугольник, а также цилиндр и квазиэллипсоид в пространстве.
6. Использование пространственно-неоднородной chirпированной решетки Брэгга, записанной внутри эллипсоидального объема, позволяет формировать импульсы инфракрасного диапазона пикосекундной длительности с распределением интенсивности в форме 3D эллипсоида.
7. Угловое chirпирование в критической к синхронизму плоскости у импульсов первой (второй) гармоники позволяет увеличить эффективность преобразования во вторую (четвертую) гармонику импульсов с линейной частотной модуляцией.

### Апробация результатов

Материалы диссертации докладывались автором на международных конференциях: High-Intensity Lasers and High-Field Phenomena (HILAS, 2011), Nonlinear Optics: East-West Reunion (2011), Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO, 2013), Nonlinear Photonics (NP, 2014), International Conference Laser Optics (2014), Extreme Light's Modernistic Applications, 26th ANNUAL INTERNATIONAL LASER PHYSICS WORKSHOP (LPHYS, 2017), Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (NWP-2017) и др., а также на международных семинарах и совещаниях проводимых в ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия), DESY (Цойген, Германия), Ecole Polytechnique: International Center for Zetta-Exawatt Science and Technology (Палезо, Франция). По результатам исследований опубликовано 22 статьи в рецензируемых журналах, написана одна глава в книгу (Coherence and ultra-short pulse emission, chapter p.189-204, (InTech, 2010)), оформлен один международный патент (Patent Application (US2015/0357784A), Mironov S.Yu. et.all. "System and method for high

intensity ultrashort pulse compression”, PCT/CA2014/050005, Pub. Date Dec. 10, 2015). Направления исследований, посвященные управлению временными параметрами сверхмощных лазерных импульсов были поддержаны Советом по грантам Президента Российской Федерации, в результате, Автор дважды был лауреатом стипендии Президента России для молодых ученых РФ 2012-2014 гг. (СП-1566.2012.2) тема исследований “Использование нелинейной поляризуемости атомов прозрачных диэлектриков для управления временными параметрами сверхмощных лазерных импульсов”, 2015–2017 гг. (СП-2089.2015.2) тема исследований “Управление спектрально-временными характеристиками лазерных импульсов петаваттного уровня мощности с использованием атомно-молекулярного эффекта Керра”.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 51 работа из них 22 статьи в рецензируемых научных журналах, включенные в международные и российские научные базы цитирования, такие как Web of Science, Scopus и РИНЦ, 1 международный патент, 1 глава в книге.

### Личный вклад Автора

Все результаты численного моделирования оптических процессов, приведенные в диссертационной работе, были выполнены Автором, за исключением результатов, изложенных в разделе 3.2.5, которые выполнялись аспирантом И.В. Кузьминым под непосредственным руководством Автора. Экспериментальные исследования, посвященные квазиоднородному уширению спектра по сечению лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности и его временному сжатию, были выполнены совместно с Филиппом Лассонде (Philippe Lassonde, INRS, Canada) с использованием фемтосекундного лазерного комплекса ALLS (Advanced Laser Light Source). Идея об использовании телескопа, состоящего из дефокусирующей линзы и параболического зеркала, для квазиоднородного уширения спектра и chirпирующих зеркал для последующего временного сжатия принадлежит Автору. Совместно с В.Н. Гинзбургом и И.В. Яковлевым временное сжатие интенсивных лазерных импульсов с квазиплоским поперечным распределением интенсивности было реализовано в ИПФ РАН с использованием выходного излучения субпетаваттного лазерного комплекса PEARL. В этих исследованиях Автор предложил применить тонкие (менее 1 мм) с апертурой более 10 см плоскопараллельные пластины, изготовленные из прозрачных диэлектриков (в том числе и из полиэтилентерефталата), для уширения спектра за счет самомодуляции фазы, рассчитал параметры chirпирующих зеркал (спектральная полоса отражения, величину дисперсионного параметра и его знак), участвовал в обсуждении схемы эксперимента, выполнил математическое моделирование происходящих физических процессов для параметров лазерных пучков из эксперимента, проанализировал согласование результатов эксперимента с результатами численного моделирования. Эксперименты по высокоэффективной генерации второй гармоники в кристаллах KDP были выполнены Автором совместно с

В.В. Ложкаревым, экспериментальные исследования по удвоению частоты выходных импульсов лазерного комплекса ASUR были реализованы совместно с В. Черемискиным в LP3 лаборатории университета г. Марсель, Франция. В экспериментах по генерации второй гармоники Автор рассчитал параметры кристаллов, теоретически обосновал линейную зависимость оптимального угла распространения в кристалле от пиковой интенсивности. В разработке и создании лазерного комплекса для фотоинжектора электронов DESY PITZ принимали участие Е.А. Хазанов, А.К. Потемкин, М.А. Мартынов, Е.И. Гачева, А.В. Андрианов, В.В. Зеленогорский, Е.В. Катин, Д.В. Илларионов и С.Ю. Миронов. Автор был ответственным за моделирование и экспериментальную реализацию нелинейно-оптических процессов генерации второй и четвертой гармоники, расчет параметров нелинейных кристаллов для сканирующего кросскоррелятора, координацию проводимых исследований, как в ИПФ РАН, так и в электрон-синхротронном центре DESY(PITZ). В DESY(PITZ) Автор отвечал за ввод в эксплуатацию катодного лазера и его работу во время экспериментов по генерации электронных сгустков. Эксперименты по формированию лазерных импульсов со сложными распределениями интенсивности в пространстве были выполнены Автором совместно с Е.И. Гачевой и А.К. Потемкиным. В экспериментах по формированию лазерных импульсов с треугольным распределением интенсивности во времени принимал участие И.В. Кузьмин.

### СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из трех глав, введения и заключения. Общий объем составляет 181 страницу, 109 рисунков, 159 ссылок.

### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность проводимых исследований, приведен краткий обзор литературы, демонстрирующий достигнутые ключевые результаты в рассматриваемых областях лазерной физики на момент начала выполнения работы. Сформулированы цели исследований, научная новизна, ключевые положения, выносимые на защиту. Рассмотрена структура диссертации, приведено краткое содержание глав и разделов, сведения относительно апробации полученных результатов и личного вклада автора.

В **Главе 1** рассматриваются методы повышения пиковой мощности у интенсивных (ТВт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов с использованием эффекта самомодуляции фазы, представлены экспериментальные результаты по дополнительному временному сжатию, полученные на современных субпетаваттных лазерных комплексах, таких как PEARL (г. Нижний Новгород, Россия) [21], ALLS (Advanced Laser Light Source, г. Монреаль, Канада) [23]. Обсуждаются особенности применения данного метода к лазерным пучкам с гауссовым распределением интенсивности в пространстве [A7, A9, A13], рассматривает-

ся возможность применения полимеров [A11] для уширения спектра у лазерных импульсов петаваттного уровня мощности, а также специфика использования одной и двух стадий сжатия [A10].

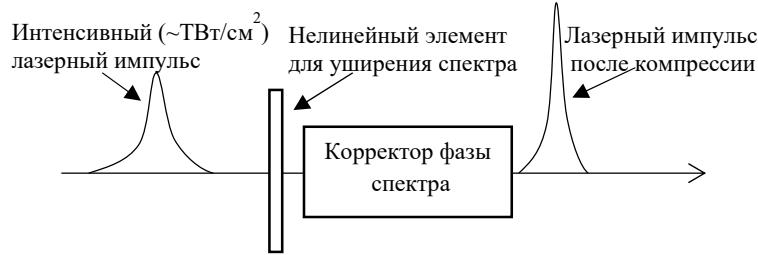


Рис. 1. Принципиальная схема временного сжатия интенсивных лазерных импульсов

**Параграф 1.1** посвящен описанию метода дополнительного временного сжатия интенсивных лазерных импульсов с использованием эффекта самомодуляции фазы, возникающего при распространении лазерных импульсов через среду с кубической нелинейностью, и чирпирующих зеркал (см. рис.1). Задача формулируется следующим образом. На входе в нелинейную среду имеется интенсивный лазерный импульс, в общем случае, с модуляцией фазы спектра. Обозначим огибающую амплитуду электрического поля  $A(t)$ . Распространяясь в среде, импульс приобретает дополнительную нелинейную модуляцию фазы и уширяет свой спектр. Предполагается, что рассматриваемая интенсивность лазерных импульсов не превышает порог образования плазмы в нелинейном элементе. В этом случае, модификация параметров импульса описывается квазиоптическим уравнением во втором приближении теории дисперсии [24]:

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

где  $\gamma = (3\pi \cdot k_0 \cdot \chi^{(3)}) / (2 \cdot n_0^2)$ ,  $u$  – групповая скорость,  $z$  – продольная координата,

$k_2 = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0}$  – параметр дисперсии групповых скоростей,  $n_0$  – линейная часть

показателя преломления,  $k_0$  – волновой вектор,  $\chi^{(3)}$  нелинейная восприимчивость. Влияние кубической поляризации характеризуется набранной нелинейной фазой (В-интегралом):  $B = \gamma \cdot |A_{max}|^2 \cdot L$ , где  $L$  – длина среды, а  $A_{max}$  – максимальное значение амплитуды поля. Внешние квадратичные корректоры фазы спектра позволяют сократить длительность выходного импульса. Операция описывается следующим образом:

$$A_c(t) = F^{-1} \left( \exp \left( -\frac{i\alpha_{opt}\Omega^2}{2} \right) F(A_{out}(t, z=L)) \right). \quad (2)$$

Здесь,  $F, F^{-1}$  – прямое и обратное преобразование Фурье,  $A_{out}(t, z=L)$  – огибающая поля на выходе из нелинейной среды,  $\Omega$  – отстройка от центральной частоты,  $\alpha_{opt}$  – параметр, приводящий к наибольшей выходной пиковой мощности  $P_c$ . В такой записи, отрицательный (положительный) знак параметра  $\alpha_{opt}$  соответствует аномальной (нормальной) дисперсии групповой скорости фазовых корректоров.

**Параграф 1.2** посвящен исследованию влияния aberrаций фазы спектра на дополнительное временное сжатие лазерных импульсов. Численное моделирование выполнялось в рамках представленной в параграфе 1.1 модели. В частности, рассмотрено влияние aberrации фазы спектра третьего и четвертого порядка по частоте у импульса на входной границе нелинейного элемента. Для таких импульсов комплексная амплитуда спектра может быть записана в следующем виде:

$$S(\Omega) = S_0 \cdot \exp \left( -2 \ln(2) \cdot \frac{\Omega^2}{\Omega_{FWHM}^2} - i\varphi(\Omega) \right),$$

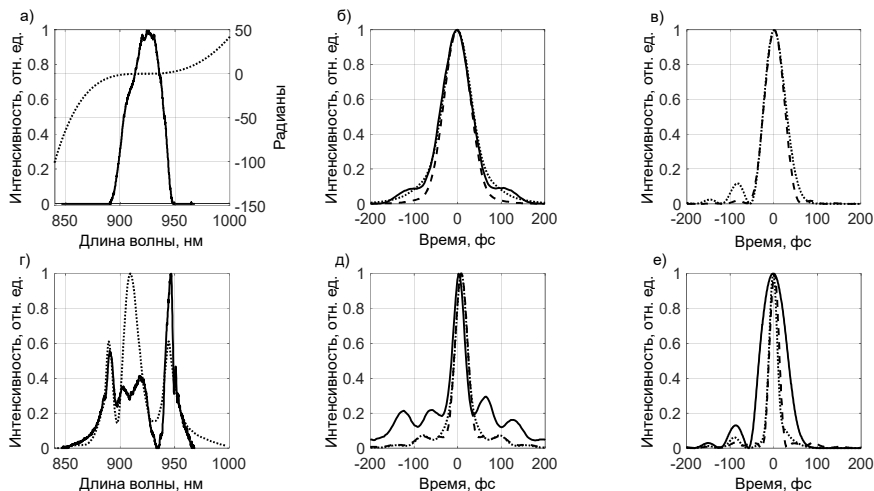
где  $\varphi(\Omega) = \frac{\beta}{6} \Omega^3 + \frac{\delta}{24} \Omega^4$ . Численное моделирование процессов распространения

в среде (полиэтилентерефталат, толщиной 0.5 мм) и последующее сжатие с использованием квадратичных корректоров фазы спектра, выполненное для параметров лазерных импульсов: центральная длина волны 910 нм, длительность фурье-предела  $T_F = 57$  фс (FWHM), ширина спектра  $\Omega_{FWHM} = 22$  нм (FWHM),  $\beta \in [-7; 7] \cdot 10^4$  фс<sup>3</sup>,  $\delta \in [-3; 3] \cdot 10^6$  фс<sup>4</sup>, показало, что, несмотря на наличие aberrаций фазы спектра, а также линейной дисперсии показателя преломления, рост пиковой мощности компрессированного импульса линейно зависит от набираемой в среде нелинейной фазы (В-интеграла) [A21].

В разделе 1.2.2 приведены полученные результаты по дополнительному сокращению длительности импульсов в части лазерного пучка с выхода субпетаваттного лазера PEARL. В экспериментах использовались лазерные импульсы со следующими параметрами: центральная длина волны 920 нм, энергия в импульсе 5.5 Дж, характерный размер пучка 100 мм. Распределение интенсивности в пучке квазиплоское с коэффициентом заполнения  $\sim 0.7$ . Измеренный спектр и автокорреляционная функция (АКФ) интенсивности исходного импульса представлены сплошными линиями на рис.2 а, б соответственно.

Важно отметить, что в эксперименте фаза спектра не измерялась. Задача о восстановлении фазы спектра по измеренному спектру и АКФ не может быть решена однозначно. В то же время, коррекция квадратичной составляющей фазы в эксперименте реализуется с высокой степенью точности при настрой-

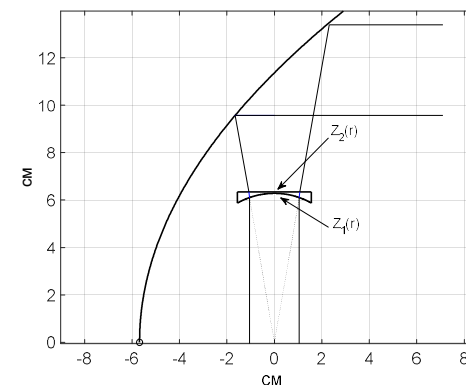
ке оптического компрессора. В связи с этим, предполагалось, что фаза спектра имеет следующий вид:  $\varphi(\Omega) = \frac{\beta}{6}\Omega^3 + \frac{\delta}{24}\Omega^4$ . С использованием численных методов получено, что параметры  $\beta = -6.91 \cdot 10^4 \text{ фс}^3$  и  $\delta = -2.1 \cdot 10^4 \text{ фс}^4$  обеспечивают минимум СКВО расчётной АКФ от измеренной (см. рис. 2, б). Профиль импульса, который соответствует такой фазе спектра, представлен на рис. 2, в. Его длительность 57 фс.



**Рис. 2.** До нелинейного образца: а) измеренный спектр (сплошная) и подобранная спектральная фаза  $\varphi(\Omega)$  (точки); б) АКФ интенсивности: исходного импульса в эксперименте (сплошная), вычисленного от фурье-предела спектра (тире) и подобранного (точки); в) Профили подобранного импульса (точки) и Фурье предела от спектра (тире); После нелинейного образца: г) уширенные спектры: эксперимент (сплошная), результат численного моделирования (точки); д) АКФ интенсивности: сжатого импульса в эксперименте (сплошная), импульса после коррекции спектральной фазы при  $\alpha = -238 \text{ фс}^2$  (точки), фурье-предела от экспериментального уширенного спектра; е) результат численного моделирования профилей импульсов: на выходе нелинейной среды (сплошная линия), после коррекции квадратичной фазы спектра при  $\alpha = -238 \text{ фс}^2$  (точки), фурье-предел от экспериментального уширенного спектра (тире).

Длительности измеренной и расчетной АКФ составляют 79 фс и 78 фс соответственно. В то же время, длительность спектрально ограниченного импульса (соответствующего спектру рис. 2, а) составляет 53 фс. На рис. 2, г представлены уширенные спектры после прохождения нелинейного элемента, полученные в эксперименте и в результате численного моделирования. Качественно топология спектров совпадает: происходит уширение по отношению к исходному спектру, и появляются узкие пики. Однако масштаб и амплитуда пиков в численном моделировании и в эксперименте различаются.

Одной из возможных причин является неоднозначность в определении фазы исходного спектра. На рис. 2, е представлены профили импульсов, полученных при численном моделировании: на выходе нелинейной среды, после квадратичной коррекции фазы при  $\alpha = -238 \text{ фс}^2$ , а также для фурье-предела уширенного в эксперименте спектра. Длительности импульсов соответственно равны: 68 фс, 22 фс и 21 фс. Автокорреляционные функции (АКФ), полученные в эксперименте и при численном моделировании, представлены на Рис. 2, е. Длительности расчетной и экспериментальной АКФ составляют 33 фс и 34 фс соответственно. Таким образом, в эксперименте достигнуто сокращение длительности автокорреляционной функции АКФ (импульса) с 79 (57) фс до 34 (22) фс [A21].



**Рис. 3.** Принципиальная схема квазиоднородного накопления В-интеграла гауссовыми пучками.

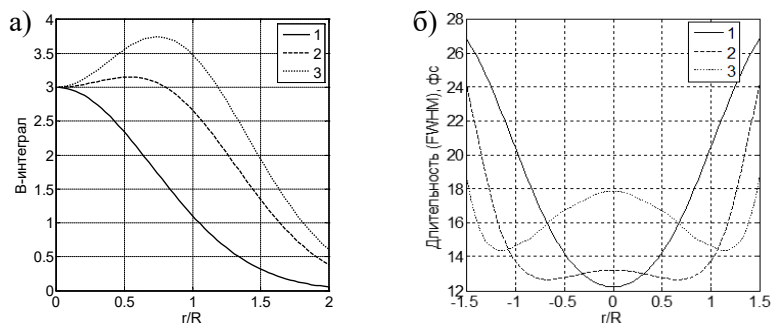
**Параграф 1.3** посвящен возможности использования, описанного выше метода, для лазерных пучков с гауссовым поперечным распределением интенсивности. Ключевую роль в задаче о дополнительной временной компрессии оптических импульсов с гауссовым временным и пространственным распределением интенсивности является накопленная нелинейная фаза или В-

интеграл:  $B(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \gamma \cdot I(r, t, \xi) d\xi$ , здесь  $\lambda$  – центральная длина волны,  $\gamma$  –

кубическая нелинейность,  $I(r, t, \xi)$  – интенсивность,  $r$  – поперечная координата,  $L$  – толщина нелинейной среды,  $\xi$  – продольная координата луча в нелинейной среде. Характерные значения нелинейности  $\gamma = (3 \div 15) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$ . Прохождение лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности в пространстве через плоскопараллельную пластину приводит к неравномерному накоплению нелинейной фазы. Накопить квазиоднородную по сечению пучка нелинейную фазу возможно при прохождении излучения через дефокусирующую линзу с параболическими или сферическими поверхностями. Параметры линзы выбираются так, чтобы, для каждого луча отклонение от постоян-

ного значения результата произведения интенсивности на длину трассы распространения в нелинейной среде было минимальным. Далее, внесевое параболическое зеркало может быть использовано для коллимации лазерного пучка. Принципиальная схема представлена на рис. 3. Предложенный метод квазиоднородного уширения спектра по сечению лазерного пучка с 3D гауссовым распределением интенсивности и последующего временного сжатия с использованием дисперсионных зеркал был запатентован [A24].

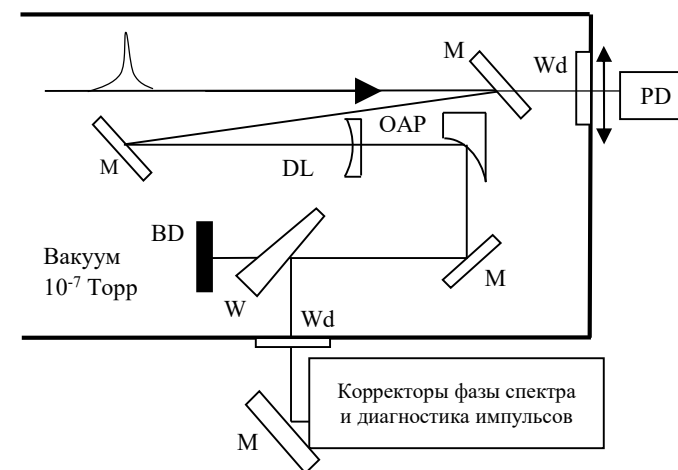
В качестве примера рассмотрим гауссов пучок с  $R_{\perp}=0.74$  см,  $T=30$  фс, энергией 100 мДж и центральной длиной волны 800 нм. Для указанных параметров пиковая интенсивность составляет  $1.8$  ТВт/см<sup>2</sup>, толщина линзы  $d=0.63$  мм для стекла марки К8 (значение кубической нелинейности  $\gamma=3.35 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/ГВт, показатель преломления 1.5) соответствует значению В-интеграла 3. Оптимальные радиусы кривизны сферических поверхностей  $R_1=3.17$  см и  $R_2=739$  см ( $R_1=2.12$  см и  $R_2=740$  см) для пространственных масштабов  $R$  и  $w$  (соответствующими 63% и 86% полной энергии пучка). Фокусные расстояния  $-6.32$  см ( $-4.24$  см). Для указанных параметров увеличение радиуса пучка  $\Delta R/R$  не превосходит  $3 \cdot 10^{-2}$ . Линза (в масштабе) оптимальная для накопления квазиоднородной нелинейной фазы на радиусе  $R$  и внесевое параболическое зеркало изображены на рис. 3. На рис. 4 представлены зависимости накапливаемого В-интеграла в линзе и плоскопараллельной стеклянной пластине такой же толщины  $d$  от нормированной на радиус  $R$  поперечной координаты. В случае оптимальной дефокусирующей линзы отклонение В-интеграла для гауссова пучка не превосходят 10% (27%) от значения 3 для  $R$  и  $w$  пространственных масштабов, в тоже время для плоскопараллельной пластины указанная величина составляет 63%.



**Рис. 4.** а) Зависимости накопленного В-интеграла гауссовым пучком от нормированной поперечной координаты в плоскопараллельной стеклянной пластине 1, в дефокусирующей линзе оптимальной для пространственного масштаба  $R$  2 и  $w$  3; б) Зависимости распределения длительности от нормированной координаты гауссова пучка после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра для случаев, когда В-интеграл был набран в плоскопараллельной стеклянной пластине 1 и в дефокусирующей линзе оптимальной для пространственного масштаба  $R$  2 и  $w$  3.

В соответствии с рис. 4, б применение дефокусирующей линзы оптимальной для масштаба  $R$  (или  $w$ ) позволило расширить спектр и сократить длительность импульса с 30 фс до 14(16) фс с отклонением 1.5(2) фс. В тоже время при использовании плоскопараллельной стеклянной пластины изменение длительности по сечению пучка на масштабе  $R$  более 7 фс [A7].

В разделе 1.3.2 приведены результаты экспериментальной реализации метода дополнительного временного сжатия интенсивных лазерных пучков с гауссовым поперечным распределением интенсивности в пространстве. Эксперименты были выполнены на фемтосекундном лазерном комплексе (ALLS, Montreal, Canada). Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 5. Для временного сжатия использовались лазерные импульсы с 3D квази-гауссовым распределением интенсивности в пространстве, центральной длиной волны 800 нм, длительностью 40–45 фс по уровню  $1/2$  интенсивности (FWHM), энергией до 28 мДж и характерным радиусом пучка по уровню  $e^{-1}$  от максимального значения  $R_{\perp}=0.26$  см. Телескоп располагался в вакуумной камере для исключения влияния воздуха на интенсивный лазерный пучок. В экспериментах использовалась дефокусирующая линза с радиусами входной и выходной поверхности 16.8 мм и 299 мм, толщина линзы в центральной части вдоль оси составляла 0.2 мм. Фокусные расстояния линзы и параболического зеркала  $-20.7$  мм and 50 мм соответственно. Коэффициент увеличения телескопа 2.4. Для изготовления линзы использовалось стекло марки ТФ12. Данное стекло обладает высокими значениями коэффициента линейной дисперсии  $k_2=223$  фс<sup>2</sup>/мм и кубической нелинейности.

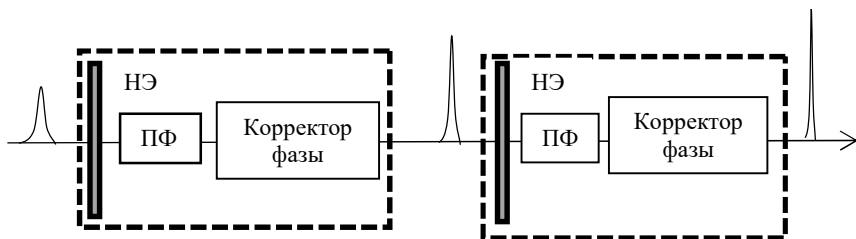


**Рис. 5.** Схема эксперимента по квазиоднородному временному сжатию 3D гауссовых лазерных импульсов. На рисунке DL – дефокусирующая линза, OAP – внесевое параболическое зеркало, PD – фотодиод, W – клин, Wd – выходное окно, BD – поглотитель импульсов.



Лазерный пучок с уширенным спектром отражался от клина и через выходное окно (материал ВК7, толщиной 2 мм) направлялся на систему из чирпирующих зеркал, для коррекции фазы спектра, и систему диагностики временного распределения интенсивности. Суммарная отрицательная дисперсия, вносимая зеркалами, составляла  $-600 \text{ фс}^2$ . Измеренные спектры в различных точках пучка, прошедшего через нелинейный телескоп, имеют схожую топологию. Уширение спектра происходит практически идентично для различных областей поперечного квазигатуссового распределения интенсивности. Измерения длительности осуществлялись с использованием прибора SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction). В экспериментах было продемонстрировано сокращение с 45 фс до 20 фс для центральной области пучка и до 29 фс в 7 мм от центра [A9].

Приведем также результаты аналогичных экспериментов, выполненных с лазерным пучком большей мощности. Параметры исходного импульса были следующие: длительность (FWHM) 33 фс, энергия 170 мДж, диаметр лазерного пучка по уровню  $1/e^2$  составлял 38.4 мм, центральная длина волны 800 нм. Пиковая интенсивность в экспериментах составляла  $836 \text{ ГВт/см}^2$ . В качестве нелинейного элемента использовалась плоско-вогнутая линза из стекла марки ТФ12. Толщина линзы в центральной части составляла 0.3 мм, радиус входной поверхности 110 мм, фокусное расстояние  $-140 \text{ мм}$ . Временное сжатие с 33 фс до 16 фс было продемонстрировано в экспериментах [A13].



**Рис. 6.** Принципиальная схема использования двух стадий временного сжатия с использованием эффекта самомодуляции фазы. Здесь НЭ – нелинейный элемент, ПФ – пространственный фильтр.

В параграфе 1.4 обсуждается возможность использования метода дополнительного временного сжатия петаваттных лазерных импульсов кДж уровня энергии. Генерация таких импульсов реализована в Texas Petawatt Laser [25], а также на лазерном комплексе PETAL (г. Бордо, Франция) [19, 20]. В обоих лазерах используется принцип усиления чирпированных импульсов, а в качестве активной среды применяются стеклянные элементы допированные ионами неодима. Численное моделирование, выполненное для параметров лазерного комплекса PETAL, показало, что использование кварцевой пластинки толщиной 3 мм и чирпирующих зеркал с аномальной дисперсией ( $\alpha = -10^4 \text{ фс}^2$ ) позволяют сократить длительность с 500 фс до 108 пс и увеличить пиковую интенсивность в несфокусированном пучке с  $1.5 \text{ ТВт/см}^2$  до

$6 \text{ ТВт/см}^2$  [A20]. Фактически, данный метод открывает возможность генерации импульсов с пиковой мощностью  $\sim 10 \text{ ПВт}$ .

**Параграф 1.5** посвящен возможности использования двух каскадов дополнительного временного сжатия петаваттных лазерных импульсов. Принципиальная схема представлена на рис. 6. Принцип работы предложенной схемы достаточно прост. Вследствие влияния кубической нелинейности интенсивный лазерный импульс, распространяясь в первом нелинейном элементе, уширяет свой спектр. Пространственный фильтр позволяет минимизировать влияние процесса мелкомасштабной самофокусировки на профиль пучка за счет подавления амплитуды пространственных гармоник наиболее подверженных усилению [A6]. Система коррекции спектральной фазы используется для сокращения длительности и пассивного увеличения пиковой мощности лазерного импульса. Вторая идентичная стадия позволяет дополнительно сократить длительность и тем самым дополнительно увеличить пиковую мощность. Применение данной схемы представляет особый интерес для выходного излучения современных петаваттных лазеров с длительностью импульса 15–20 фс и более (например, Apollo [26, 27], ALLS [23] и другие), поскольку делает возможным получение сверхмощного излучения с длительностью в один период осцилляций поля [A10]. Численное моделирование было выполнено для лазерных импульсов с параметрами, соответствующими выходному излучению петаваттного канала лазера Apollo: центральная длина волны 800 нм, длительность излучения 16 фс, диаметр пучка 14 см энергия в импульсе до 15 Дж, поперечное распределение пучка квазиплоское, спектральная и поперечная фазы плоские. В этом случае значения пиковой интенсивности в несфокусированном пучке достигают  $6.5 \text{ ТВт/см}^2$ . В процессе моделирования решалось уравнение учитывающее дисперсионные эффекты, кубическую нелинейность и инерционность кубической нелинейности [24, 28]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma_1 |A|^2 A + \frac{3\pi \cdot \chi^{(3)}}{n \cdot c} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) = 0. \quad (3)$$

Фаза спектра корректировалась в соответствии с (2). В качестве нелинейных элементов использовались плоские кварцевые пластины толщиной 300 мкм и 70 мкм. Найденные оптимальные параметры дисперсии групповых скоростей чирпирующих зеркал в первой и во второй стадиях сжатия соответственно равны  $-22.4 \text{ фс}^2$  и  $-3.8 \text{ фс}^2$ . Пиковые значения интенсивности достигают  $16 \text{ ТВт/см}^2$  и  $34 \text{ ТВт/см}^2$ , при этом накапливаемый В-интеграл соответственно равен 3.7 и 2.2. Интегральные характеристики представлены на рис. 7.

В результате последовательного применения стадий временного сжатия становится возможным сократить длительность импульса (FWHM) с 16 фс до 4.1 фс после первой стадии и до 2.5 фс после второй стадии. Отметим, что аналогичное моделирование было выполнено в работе [A10], где была показана возможность компрессии импульсов с длительностью 27 фс, энергией 27 Дж и диаметром пучка 160 мм до длительностей 6.4 фс и 2.1 фс после пер-

вой и второй стадий временного сжатия. Таким образом, использование данного подхода открывает возможность для получения импульсов петаваттного уровня мощности длительностью в один период осцилляций поля.

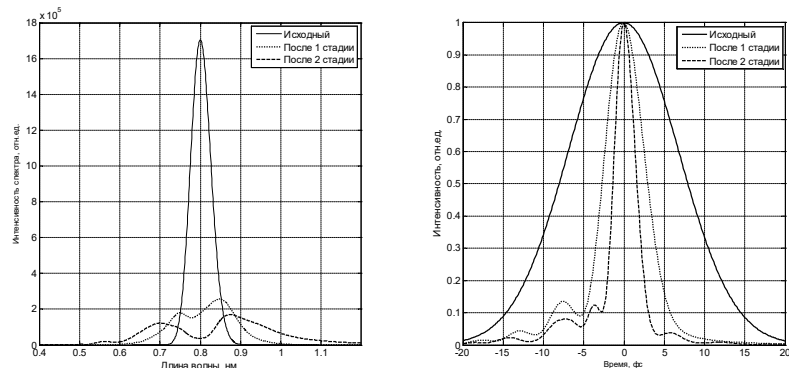


Рис. 7. Распределение интенсивности (а) спектра (б) во времени у исходного импульса, после первой и второй стадии временного сжатия.

В параграфе 1.6 рассматривается метод определения коэффициентов кубической нелинейности с использованием измерения ширины спектра в зависимости от накапливаемого В-интеграла. Метод был успешно апробирован в экспериментах по измерению коэффициента кубической нелинейности в кварце и стекле марки ГФ12 [A13].

В параграфе 1.7 обсуждается возможность использования листового полиэтилентерефталата для изготовления тонких (менее 1 мм) нелинейных элементов с апертурой (более 10 см) для задач нелинейной оптики и лазерной физики. В разделе представлены измеренные характеристики промышленного образца. Данный материал открывает возможность изготовления ультратонких оптических элементов большой апертурой [A11].

Параграф 1.8 посвящен вопросу увеличения временного контраста с использованием двухлучевого интерферометра Маха – Цендера, работающего в нелинейном режиме. В разделе представлена простейшая математическая модель и приведены результаты численного моделирования, демонстрирующие возможности метода.

Закключение к Главе 1 сформулировано в параграфе 1.9. В нем представлены ключевые результаты, полученные при решении рассмотренных задач.

Глава 2 посвящена вопросам использования процесса генерации второй гармоники, а также каскадной квадратичной нелинейности для решения задач по увеличению временного контраста и дополнительному сокращению длительности импульсов петаваттного уровня мощности.

В параграфе 2.1 представлены уравнения, используемые для описания генерации второй гармоники в условиях существенного влияния линейных дисперсионных эффектов, а также эффектов, связанных с проявлением квадратичной и кубической нелинейности. Приведем их:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} A_1 = -i\beta \cdot A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} - i\gamma_{11} |A_1|^2 \cdot A_1 - i\gamma_{12} |A_2|^2 \cdot A_1$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho \frac{\partial A_2}{\partial y} = -i\beta \cdot A_1^2 e^{i\Delta k z} - i\gamma_{21} |A_1|^2 \cdot A_2 - i\gamma_{22} |A_2|^2 \cdot A_2,$$

здесь  $A_1$  и  $A_2$  – комплексные амплитуды напряженностей полей первой и второй гармоник;  $z$  – продольная координата распространения волн;  $\Delta k = k_2 - 2 \cdot k_1$  – расстройка волновых векторов;  $\beta$ ,  $\gamma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2$ ) – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядка [29],  $\rho$  – угол сноса необыкновенной волны. Слагаемые с коэффициентами  $\gamma_{11}$  и  $\gamma_{22}$  ответственны за самовоздействие волн первой и второй гармоник, а слагаемые с  $\gamma_{12}$  и  $\gamma_{21}$  – за кросс-воздействие. Кубическая нелинейность приводит к нарушению условий фазового синхронизма. Дополнительный нелинейный фазовый набег может быть частично скомпенсирован за счет изменения угла между волновым вектором первой гармоники и оптической осью кристалла на величину  $\Delta\theta$ . Величина оптимальной угловой отстройки линейно зависит от интенсивности импульса первой гармоники и не зависит от квадратичной нелинейности [A2, A5].

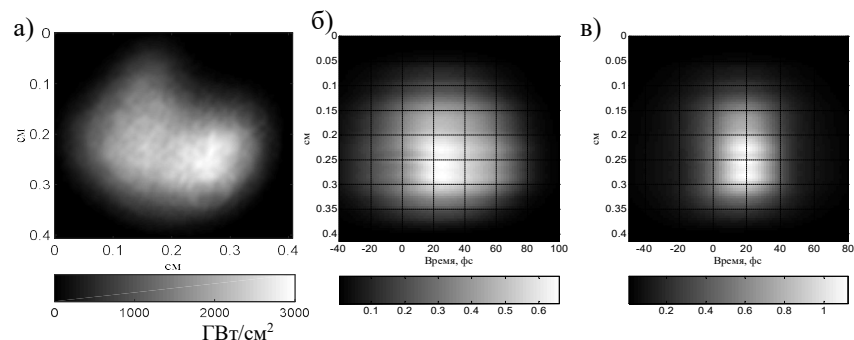


Рис. 8. а) Поперечное распределение интенсивности первой гармоники на входе в кристалл KDP. Интенсивность вычислена для следующих параметров излучения: длительность 70 фс по уровню  $\frac{1}{2}$  интенсивности (FWHM) в предположении гауссового профиля, энергия в импульсе 9 мДж. Нормированное на пиковую интенсивность первой гармоники пространственно-временное распределение интенсивности излучения второй гармоники на выходе кристалла KDP толщиной 1 мм до (б) и после (в) коррекции квадратичной фазы (плоскость tY в сечении центра масс пучка ВГ по оси X). Получено для энергии импульса первой гармоники 5 мДж и длительности 70 фс FWHM (при В-интеграле равном 4).

Кубическая нелинейность в процессе генерации второй гармоники приводит к модификации амплитуды и фазы спектра взаимодействующих импульсов. В результате генерируемый импульс второй гармоники не является спектрально-ограниченным. В параграфе 2.2 обсуждается возможность использования данного эффекта для дополнительного сокращения длительности импульсов второй гармоники за счет коррекции фазы спектра. Численное

моделирование процесса генерации второй гармоники и последующего временного сжатия было выполнено для параметров лазерного излучения стартовой части лазера PEARL [21]: энергия в импульсе 5 мДж, длительность по уровню  $\frac{1}{2}$  интенсивности в предположении гауссового профиля 70 фс, центральная длина волны 910 нм. Генерация осуществлялась в кристалле KDP толщиной 1 мм. Поперечное распределение на входе в нелинейный кристалл представлено на рис. 8, а.

На рис. 8, б, в представлены вычисленные пространственно-временные зависимости распределения интенсивности излучения второй гармоники на выходе нелинейного кристалла удвоителя частоты до и после коррекции квадратичной фазы спектра. Коррекция фазы спектра позволяет существенным образом сократить длительность излучения второй гармоники в статистическом центре пучка с 54 фс на выходе кристалла до 35 фс. Увеличение энергии первой гармоники приводит к увеличению В-интеграла и еще большему расширению спектра. В рамках рассматриваемой модели для излучения на основной частоте с энергией 9 мДж и длительностью 70 фс импульс второй гармоники может быть сжат до длительности в 20 фс в статистическом центре пучка. Подчеркнем, что в этом случае у излучения второй гармоники остается не скомпенсированная остаточная фаза спектра [A4].

В параграфе 2.3 показано, что импульс на удвоенной частоте может обладать большей пиковой мощностью и временным контрастом по сравнению с исходным импульсом первой гармоники [A20]. Численное моделирование проведено для параметров лазерного комплекса PETAL [19]: поперечный размер пучка  $\sim 400$  мкм, центральная длина волны 1053 нм, а длительность импульса короче 0.5 пс, энергия в импульсе 1 кДж. Пиковая мощность в лазерном импульсе составляет  $\sim 2$  ПВт. Процесс преобразования во вторую гармонику описывается системой связанных уравнений (4). Как упоминалось ранее, оптимальное преобразование во вторую гармонику происходит при отстройке от угла фазового синхронизма. Для рассматриваемых параметров лазерного излучения ее величина составляет  $-2.68$  мрад.

На рис. 9, а, представлена зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от толщины нелинейного элемента из KDP. Выражения для коэффициентов  $\gamma_{ij}$  были взяты из работы [29], в которой представлен их аналитический вид в зависимости от углов распространения в кристалле, а также указаны причины неточностей при их вычислении. Согласно результатам численного моделирования, энергетическая эффективность преобразования превышает 80%. На рис. 9, б и в представлены профили исходного излучения и импульса второй гармоники на выходе кристалла и после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра при  $-1.77 \cdot 10^4$  фс<sup>2</sup>. Длительность импульса второй гармоники на выходе нелинейного кристалла составляет 460 фс, в то время как длительность компрессированного импульса второй гармоники 200 фс. В результате преобразования во вторую гармонику и реализации коррекции квадратичной составляющей фазы спектра ста-

новится возможным увеличить пиковую мощность примерно в 2 раза. Согласно рис. 9, в временной контраст импульса второй гармоники выше контраста импульса первой гармоники. Отметим также, что коррекция квадратичной составляющей фазы спектра влияет лишь на ближний контраст излучения второй гармоники и не влияет на дальний. Дальний временной контраст импульса увеличивается из-за нелинейности процесса.

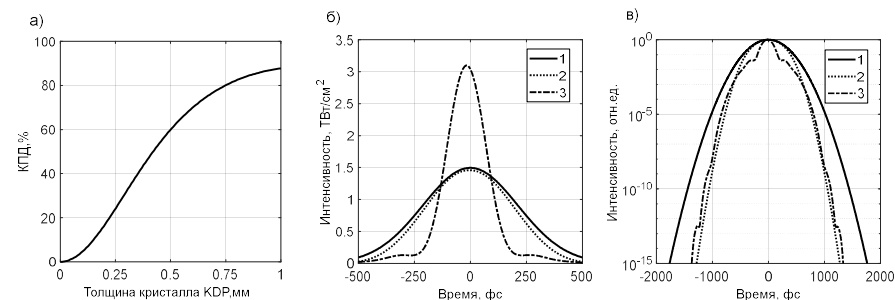
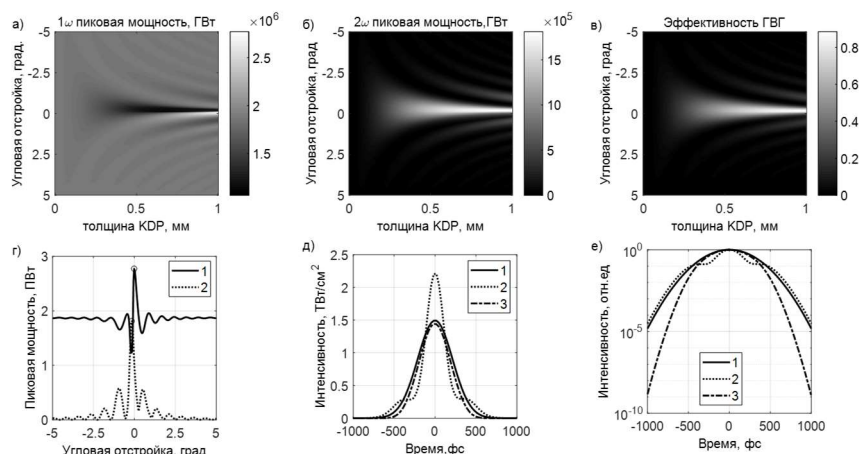


Рис. 9. а) Эффективность преобразования по энергии в зависимости от толщины нелинейного элемента из KDP; б) и в) временные профили интенсивности исходного импульса 1, импульса второй гармоники на выходе нелинейного элемента 2 и импульса второй гармоники после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра 3.

В параграфе 2.4 показана возможность использования каскадной квадратичной нелинейности для самосжатия импульсов первой гармоники в кристалле KDP. Для приведенных выше параметров импульсов лазерного комплекса PETAL рис. 10 демонстрирует возможность использования одного и того же кристалла KDP как для высокоэффективной генерации второй гармоники, так и для реализации режима временного самосжатия импульсов исходного излучения. Использование каскадной квадратичной нелинейности совместно с процессом самомодуляции фазы позволяет сократить длительность импульсов первой гармоники с 500 фс до 220 фс (рис. 10, д) без значительного повышения временного контраста (рис. 10, е).

В параграфе 2.5 представлены экспериментальные результаты генерации второй гармоники интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов стартовой части лазерного комплекса PEARL (раздел 2.5.1) и ASUR (раздел 2.5.2). Для удвоения частоты излучения стартовой части фемтосекундного лазерного комплекса PEARL использовались кристаллы KDP толщиной 1 мм и 0.5 мм, угол среза кристаллов к оптической оси составлял  $42^\circ$ . Параметры излучения на входе в кристалл KDP были следующими: энергия в импульсе достигала 9 мДж, длительность по уровню  $\frac{1}{2}$  интенсивности в предположении гауссового профиля составляла около 70 фс, центральная длина волны 910 нм. Для излучения с указанными параметрами пространственный масштаб разбегания импульсов составляет 1.9 мм, а масштаб преобразования во вторую гармонику для интенсивности  $3$  ТВт/см<sup>2</sup> – 0.23 мм. Угол сноса необыкновенной волны второй гармоники  $28.8$  мрад. Распределение интенсив-

ности излучения в зоне геометрической оптики в экспериментах с 1 мм кристаллом представлено на рис. 8, а. Для данного профиля пиковое значение интенсивности входного излучения  $3 \text{ ТВт/см}^2$ , а среднее по апертуре пучка –  $1 \text{ ТВт/см}^2$  при энергии в импульсе  $9 \text{ мДж}$  и длительности  $70 \text{ фс}$ .

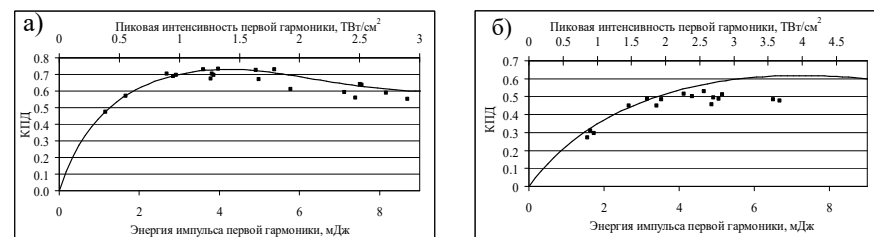


**Рис. 10.** Результат численного моделирования процесса генерации второй гармоники: а) (б) распределение пиковой мощности первой (второй) гармоники в зависимости от отстройки от угла синхронизма и толщины кристалла KDP; в) зависимость эффективности преобразования от угловой отстройки и толщины кристалла KDP; г) зависимость пиковой мощности  $1$  первой и  $2$  второй гармоники от отстройки от угла фазового синхронизма на выходе кристалла; д) е) временные профили  $1$  исходного импульса и оптимальной первой  $2$  и  $3$  второй гармоники в линейном и (логарифмическом) масштабах.

На рис. 11, а представлены экспериментальная и теоретическая зависимость КПД ГВГ в кристалле KDP толщиной  $1 \text{ мм}$ . Численное моделирование ГВГ выполнено с использованием уравнений (4) и распределения интенсивности первой гармоники приведенного на рис. 8, а. Временной профиль предполагался гауссовым. Для кристалла KDP толщиной  $1 \text{ мм}$  оптимальное значение пиковой интенсивности около  $1.5 \text{ ТВт/см}^2$ . Дальнейшее повышение плотности энергии приводит к снижению эффективности преобразования. Уменьшение КПД обусловлено проявлением кубической нелинейности в среде удвоителя частоты. Уменьшение влияния кубической нелинейности возможно за счет снижения интенсивности входного излучения первой гармоники, что в свою очередь ведет к увеличению апертуры кристалла, а также за счет сокращения толщины нелинейного элемента. На рис. 11, б. представлена зависимость эффективности ГВГ в нелинейном элементе KDP толщиной  $0.5 \text{ мм}$ . В этой экспериментальной серии профиль пучка незначительно отличался от приведенного на рис. 8 коэффициентом заполнения (был  $0.26$  против  $0.34$ ). Уменьшение толщины кристалла удвоителя частоты уменьшило КПД

до  $50\%$ , но при этом стало возможным увеличить пиковую интенсивность до  $3.5 \text{ ТВт/см}^2$ . Как видно из рис. 11, экспериментальные и теоретические результаты достаточно хорошо согласуются друг с другом [A4].

Система диагностики параметров излучения второй гармоники включала в себя измерители энергии, спектра и профиля пучка в зоне геометрической оптики. Для отделения излучения первой и второй гармоники использовались диэлектрические зеркала, при этом полный коэффициент дискриминации первой гармоники составлял  $10^{-4}$ . Энергетические измерения проводились с использованием калиброванных пироприемников.



**Рис. 11.** а) Экспериментальная и теоретическая зависимость энергетической эффективности ГВГ в кристалле KDP толщиной  $1 \text{ мм}$  ( $0.5 \text{ мм}$  – б)) от энергии и пиковой интенсивности импульса первой гармоники на входе в кристалл. Моделирование выполнено для излучения с пространственным распределением интенсивности, представленным на Рис. 8 (профиль пучка из эксперимента), в предположении гауссового импульса длительностью  $70 \text{ фс}$  FWHM, при угловой отстройке от угла синхронизма  $\Delta\theta = 0.95 \text{ мрад}$  ( $\Delta\theta = -1 \text{ мрад}$ ).

Аналогичные эксперименты были выполнены на лазерном комплексе ASUR [30], расположенном в лаборатории LP3 университета г. Марсель, Франция. Параметры лазерных импульсов, используемых в экспериментах по генерации второй гармоники, были следующие: центральная длина волны  $800 \text{ нм}$ , длительность импульса  $40 \text{ фс}$ , энергия до  $0.8 \text{ мДж}$ , поперечный профиль пучка имел квазигауссову функцию распределения интенсивности с диаметром  $1.1 \text{ мм}$  по уровню  $1/e^2$ . В качестве генератора второй гармоники использовался кристалл KDP толщиной  $0.5 \text{ мм}$ . Максимальная эффективность преобразования в излучение второй гармоники в экспериментах составила  $50\%$ , пиковая интенсивность достигала значений  $5 \text{ ТВт/см}^2$ . Вопросы развития мелкомасштабной самофокусировки при генерации второй гармоники были исследованы теоретически в работе [A3].

**Параграф 2.6** посвящен исследованию возможности увеличения временного контраста с использованием каскадной квадратичной нелинейности.

**В параграфе 2.7** сформулировано заключение к Главе 2. Приведены ключевые результаты исследований в области увеличения временного контраста с использованием нелинейного процесса генерации второй гармоники.

**В Главе 3** обсуждаются особенности созданного в ИПФ РАН лазерного комплекса с возможностью управления пространственно-временными харак-

теристиками оптических импульсов для линейного ускорителя электронов DESY PITZ (Photo Injector Test Facility at DESY, Zeuthen) [31]. Представлены экспериментальные результаты по генерации профилированных импульсов инфракрасного диапазона с использованием пространственных модуляторов света SLM (Spatial Light Modulators) и пространственно-неоднородной чирпирующей решетки Брэгга, записанной в объеме фототерморефрактивного стекла. Обсуждаются результаты исследований по генерации электронных сгустков, выполненные на фотоинжекторе PITZ с использованием созданного лазера [A17,A19].

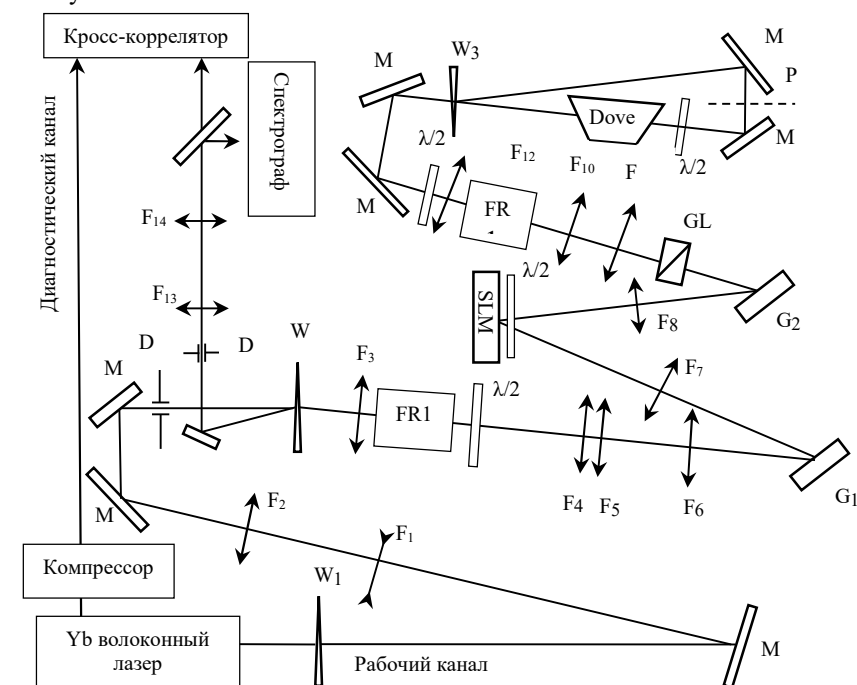
Ключевые требования к лазерным импульсам, используемым для генерации электронных сгустков с поверхности катода линейного ускорителя электронов сформулированы в **параграфе 3.1** [32,A8]. Энергия импульсов, необходимая для генерации электронных сгустков зависит от эффективности фотокатода и требуемого заряда сгустка. Для наиболее стабильных и эффективных Cs<sub>2</sub>Te катодов, работающих в течение многих месяцев подряд с эффективностью порядка 5%, требуется длина волны лазера 0.2–0.3 мкм и энергия в импульсе порядка 1–10 мкДж.

В **параграфе 3.2** обсуждается возможность использования пространственных модуляторов света [33] для управления формой пространственно-временного распределения интенсивности чирпированных лазерных импульсов. Для задач, связанных с эмиссией фотоэлектронов, необходимы квазиэллипсоидальные распределения с поперечным размером 1 мм и продольным 3–9 мм, что соответствует длительности импульса 10–30 пс. Транспортировка 3D профилированных импульсов должна осуществляться с переносом изображения [34].

Математическая модель работы формирователя представлена в **разделе 3.2.1**, где рассмотрена возможность формирования прямоугольных лазерных импульсов из исходных с гауссовой функцией распределения интенсивности во времени. Сформулированы требования к величине частотной модуляции и резкости амплитудных масок спектра, обсуждается влияние масок на формируемые во временной области распределения интенсивности [A14].

В **разделе 3.2.2** представлено описание экспериментальной установки, используемой для формирования лазерных импульсов. Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 12. В качестве источника оптических импульсов использовался волоконный фемтосекундный Yb лазер, включающий в себя задающий генератор, стретчеры, усилители, акустооптические модуляторы и пр. Задающий генератор, работает в режиме пассивной синхронизации мод. Частота следования импульсов на его выходе составляет 47.6 МГц, длительность импульсов 215 фс, средняя мощность 0.45 мВт, центральная длина волны ~ 1033 нм. После задающего генератора импульсы направляются в волоконный 50 м стретчер, где растягиваются до 15 пс и усиливаются в 1.5 м Yb волоконном усилителе, накачиваемом 400 мВт диодной накачкой. Выходной 50% делитель разделяет излучение на два одинаковых канала: диагностический и рабочий. Излучение рабочего канала проходит

через акустооптический модулятор для понижения частоты следования импульсов в 4, 8, 16, 32 и 64 раза (по выбору). Затем, после второго 80 м стретчера усиливается в следующем волоконном Yb усилителе. Предельная пиковая мощность рабочего канала ограничивалась кубичной нелинейностью во втором волоконном усилителе на уровне 150 Вт. Длительность импульсов на выходе рабочего канала составляет T=41 пс, энергия W=5.7 нДж. Ширина спектра по уровню ½ интенсивности 7.3 нм. При увеличении выходной энергии W>6 нДж увеличивалась глубина модуляции спектра, что делало малоэффективным использование таких лазерных импульсов для формирования 3D пучков.

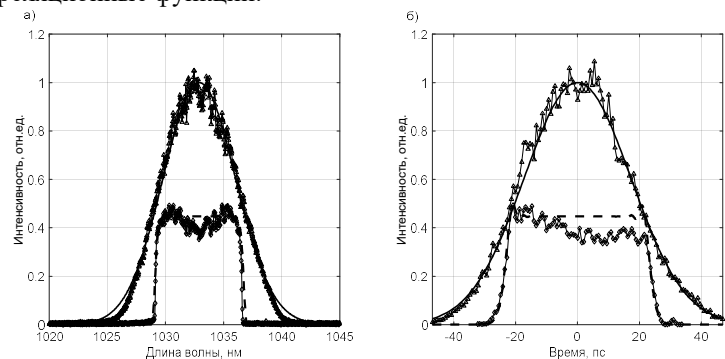


**Рис. 12** Схема экспериментальной установки: М – зеркало, G<sub>1,2</sub> – дифракционная решетка, FR1 и FR2 45°вращатели Фарадея, SLM – пространственный модулятор света, GL – призма Глана, W<sub>1,2,3</sub> – кальцитовый клин, D<sub>1,2</sub> – диафрагмы, P – плоскость переноса изображения решетки G<sub>2</sub>, F<sub>i</sub> (i = 1...14) – линзы (F<sub>1</sub> = -140 мм, F<sub>2</sub>=350 мм, F<sub>3</sub>=400 мм, F<sub>4</sub>=169 мм, F<sub>5</sub>=259 мм, F<sub>6</sub>=369 мм, F<sub>7</sub>=F<sub>8</sub>= 405 мм цилиндрические, F<sub>9</sub> = 368 мм, F<sub>10</sub> = 174 мм, F<sub>11</sub> = 394 мм, F<sub>12</sub>=414 мм, F<sub>13</sub>=160 мм, F<sub>14</sub>=260 мм)

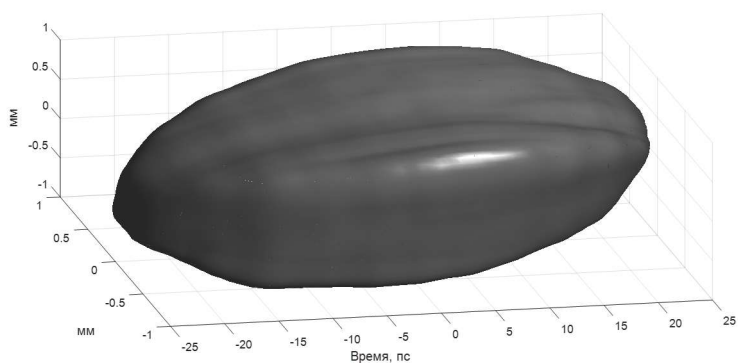
После волоконного коллиматора излучение диагностического канала направлялось в объемный оптический компрессор. Измеренная на выходе компрессора длительность оптических импульсов составляла 250 фс, что незначительно превышает Фурье предел импульсов с шириной спектра 7.3 нм и центральной длиной волны 1033 нм. Излучение рабочего канала направля-

лось в формирователь пространственно-временного распределения интенсивности (рис. 12).

Формирование квазицилиндрических импульсов в эксперименте рассмотрено в **разделе 3.2.3**. Здесь приведем лишь интегральные распределения интенсивности в частотной и временной областях полученные в экспериментах. На рис. 13, а представлено исходное распределение спектра, а также распределение после применения спектральной маски с полосой пропускания 7.9 нм. На рис. 13, б приведены измеренные для этих случаев кросс-корреляционные функции.



**Рис. 13.** а) Экспериментальные данные: исходный спектр – треугольники, профилированный – ромбы; результат моделирования по применению маски к гауссовому распределению спектра – пунктирная линия, аппроксимация гауссом исходного спектра – сплошная линия; б) Экспериментальные данные: исходная кросс-корреляционная функция – треугольники и профилированная – ромбы, результат моделирования по применению маски к гауссовому распределению спектра – пунктирная линия, аппроксимация гауссом исходной кросс-корреляционной функции – сплошная линия.

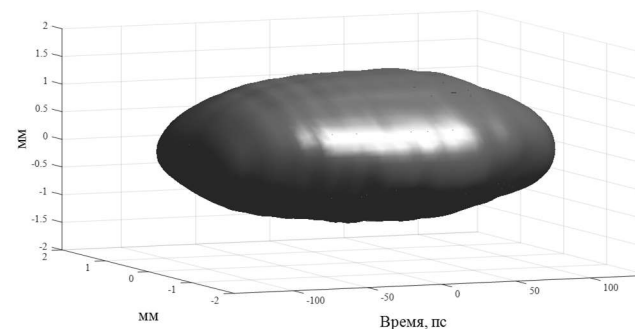


**Рис. 14.** Экспериментальная реализация квазиэллипсоидального пучка

В **разделе 3.2.4** представлены экспериментальные результаты по формированию квазиэллипсоидальных лазерных импульсов. Одно из экспериментальных 3D распределений интенсивности представлено на рис. 14.

В **разделе 3.2.5** представлены теоретические и экспериментальные результаты по формированию лазерных импульсов пикосекундной длительности с квазиреугольным распределением интенсивности во времени.

**Параграф 3.3** посвящен формированию лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности. Метод формирования основан на использовании одномерного формирователя лазерных импульсов на основе пространственного модулятора света (SLM) и объемной пространственно-неоднородной чирпирующей решетки Брэгга записанной внутри эллипсоидального объема и полностью отсутствующей вне его. Суть метода заключается в том, что на профилированную объемную брэгговскую решетку направляется цилиндрический импульс. Цилиндрический импульс приготавливается с использованием описанного выше формирователя пространственно-временной структуры. При отражении от пространственно-профилированной решетки Брэгга такой импульс трансформируется в эллипсоидальный. Метод был успешно апробирован в экспериментах, которые подробно описаны в **параграфе 3.3** [A16]. Здесь ограничимся лишь ключевым результатом. На рис. 15 приведено восстановленное распределение интенсивности отраженного от 3D CBG лазерного пучка. Профилированный пучок обладает осевой симметрией. Это является ключевым преимуществом данного подхода по сравнению с подходом, основанным на применении матриц SLM и обеспечивающим эллиптические сечения лишь в двух взаимно ортогональных плоскостях.



**Рис. 15.** 3D распределение эллипсоидального пучка.

Общая схема лазера для облучения катода линейного ускорителя электронов PITZ DESY описана в **параграфе 3.4** [A19]. Лазерная система состоит из волоконного лазера, дискового Yb:KGW усилителя, накачиваемого диодной накачкой, формирователя пространственно-временной структуры, генераторов второй и четвертой гармоник (ГВГ и ГЧГ), а также системы диагно-

стики параметров излучения [35, A8]. Принципиальная схема со значениями параметров излучения в ключевых узлах представлена на рис. 16.

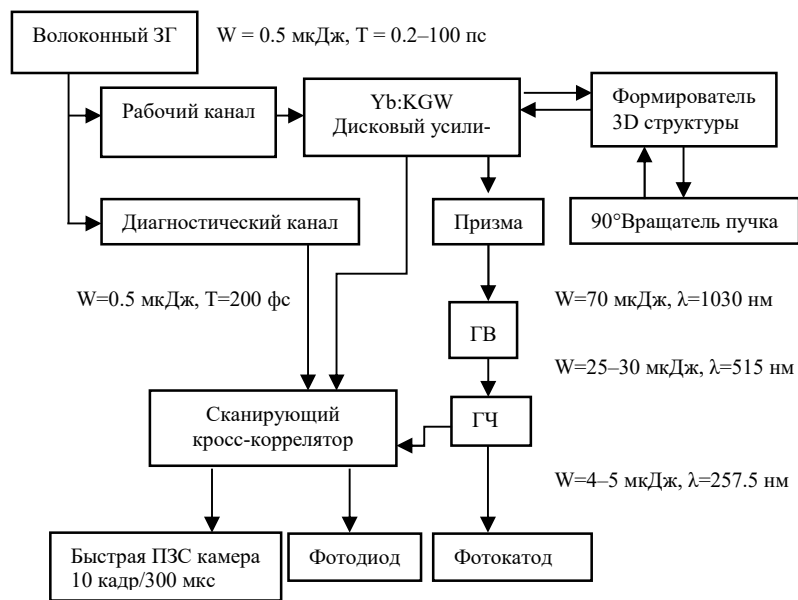


Рис. 16. Блок-схема лазера для линейного ускорителя PITZ, расположенного в DESY

Волоконная часть лазера также имеет два выходных канала: рабочий и диагностический. Излучение диагностического канала используется в кросс-корреляторе для измерений пространственно-временных характеристик выходного излучения рабочего канала. На выходе каждого из каналов расположены оптические компрессоры, используемые для управления длительностью импульсов. После оптического компрессора излучение рабочего канала усиливается в многопроходном дисковом усилителе, в котором в качестве активных элементов используются кристаллы Yb:KGW. После первого прохода усилителя импульсы направляются в формирователь пространственно-временной структуры. После формирования 3D-структуры излучение еще раз проходит усилитель и направляется в нелинейные кристаллы, где последовательно происходит преобразование во вторую и четвертую гармоники (см. рис. 16). При генерации оптических гармоник использовался метод углового chirпирования для увеличения эффективности преобразования и сохранения 3D структуры распределения интенсивности [36, 37]. Метод основан на создании углового chirпа у излучения первой гармоники. Величина chirпа определяется свойствами используемых кристаллов. После генерации оптических гармоник ультрафиолетовое излучение при помощи транспортной линии направляется на фотокатод инжектора. Перед транспортной линией часть

излучения ответвляется для диагностики в кросс-коррелятор. В схеме лазера и в транспортной линии реализован перенос изображения для корректной транспортировки профилированных лазерных пучков [34].

С использованием созданной лазерной системы были получены электронные сгустки с зарядом 0.5 нКл и поперечным нормализованным эмиттансом 1.06 мм·мрад. Более подробную информацию можно найти в параграфе 3.5 и в работах [A17, A19].

В параграфе 3.6 описаны особенности метода управления огибающей цуга импульсов (макроимпульса) катодного лазера с использованием акусто-оптического модулятора и цифрового генератора сигналов. Решение данной задачи необходимо для компенсации искажений огибающей макроимпульса, появляющихся из-за процессов лазерного усиления и генерации оптических гармоник. Внося предварительные искажения в форму макроимпульса в волоконной части лазера можно компенсировать нежелательные искажения на выходе лазерной системы. Проведенные экспериментальные исследования подтвердили данную возможность [A22].

Диссертация заканчивается заключением, в котором сформулированы ключевые результаты.

### Основные результаты диссертации

1. Фазовая самомодуляция интенсивного ( $\sim \text{ТВт/см}^2$ ) лазерного импульса в нелинейной среде и последующая корректировка квадратичной составляющей спектральной фазы позволяют сократить длительность и увеличить пиковую мощность импульса даже при наличии у него аббераций спектральной фазы третьего и четвертого порядка. Коэффициент увеличения пиковой мощности определяется величиной В-интеграла и практически не зависит от величины абберации спектральной фазы и дисперсии линейной части показателя преломления среды [A21].
2. Теоретически обосновано и продемонстрировано в экспериментах пространственно-однородное уширение спектра у интенсивных ( $\text{ТВт/см}^2$ ) гауссовых лазерных пучков при их распространении через телескоп состоящий из дефокусирующей линзы и параболического зеркала. С использованием дисперсионных зеркал достигнуто укорочение длительности с 33 фс до 16 фс с неоднородностью по поперечному сечению пучка менее 3 фс [A7, A9, A13].
3. Предложено использовать полимеры (например, полиэтилентерефталат) в качестве нелинейной среды для уширения спектра интенсивных ( $\text{ТВт/см}^2$ ) лазерных импульсов. Показано, что воздействие лазерного излучения с пиковой интенсивностью  $1.3 \text{ ТВт/см}^2$  на образцы полиэтилентерефталата (толщиной 0.7 мм) не приводит к видимым повреждениям их поверхности и объема. В экспериментах установлено, что образцы вносят дополнительные деполаризационные потери (не более 7% по энергии),



которые зависят от взаимной ориентации образца и поляризации лазерного импульса [A11].

4. В условиях существенного влияния кубической нелинейности экспериментально получена высокоэффективная (73%) генерация второй гармоники фемтосекундного излучения с центральной длиной волны 910 нм в нелинейном кристалле KDP толщиной 1 мм при пиковой интенсивности излучения первой гармоники 2 ТВт/см<sup>2</sup> [A4].
5. Показано, что каскадная квадратичная нелинейность совместно с кубической нелинейностью позволяют сжать импульс первой гармоники во времени таким образом, что его мощность на выходе нелинейного кристалла превышает его мощность на входе. С использованием численных методов продемонстрировано более чем двукратное увеличение пиковой мощности петаваттных импульсов за счет их самосжатия в кристалле KDP с 500 фс до 220 фс [A20].
6. С помощью модификации спектра chirпированных лазерных импульсов с использованием жидкокристаллических модуляторов света экспериментально получены распределения интенсивности во времени прямоугольной и треугольной формы пикосекундной длительности. Были также сформированы лазерные импульсы длительностью 42 пс с распределением интенсивности в форме 3D квазиэллипсоида с сечениями в форме эллипса в ортогональных плоскостях и цилиндра [A14].
7. Предложено использовать объемную пространственно-неоднородную chirпирующую решетку Брэгга, записанную внутри эллипсоидального объема, что позволило в экспериментах сформировать импульсы инфракрасного диапазона пикосекундной длительности с распределением интенсивности в форме 3D эллипсоида [A16].
8. В экспериментах продемонстрирована зависимость эффективности генерации излучения второй и четвертой гармоники от величины и знака углового chirпа у преобразуемых широкополосных (~8(2) нм в ИК (видимой) области спектра) лазерных импульсов с линейной частотной модуляцией. Показано, что угловой chirп позволяет увеличить эффективность преобразования и минимизировать искажения 3D распределения интенсивности импульсов второй и четвертой гармоник. В экспериментах по генерации второй (четвертой) гармоники была достигнута эффективность преобразования 53% (21 %) в 4 мм кристалле LBO (BBO), при этом, наибольшая эффективность достигалась для энергии импульсов первой гармоники 18 мкДж, а второй 13 мкДж [A19, A23].
9. Создан и введен в эксплуатацию лазер для облучения фотокатода линейного ускорителя электронов DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) с возможностью управления трехмерным распределением интенсивности оптических импульсов, а также система диагностики параметров лазерных импульсов [A19].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Gaul E., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebberts C.A., Ditmire T.* Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // *Applied Optics*, 2010. V. 49, № 9, p. 1676-1681.
2. *Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J.* Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser // *Optics Express*, 2012. V. 20, № 10, p.10807-10815.
3. *Pennington D.M., Perry M.D., Stuart B.C., Boyd R.D., Britten J.A., Brown C.G., Herman S.M., Miller J.L., Nguyen H.T., Shore B.W., Tietbohl G.L., Yanovsky V.P.* Petawatt laser system // *Proc. of Second International Conference on Solid State Lasers for Application to ICF*. 1997. V.3047, P.11.
4. *Potemkin A.K., Gacheva E.I., Zelenogorskii V.V., Katin E.V., Kozhevnikov I.E., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Silin D.E., Khazanov E.A., Trubnikov D.V., Shirkov G.D., Kuriki M., Urakava J.* Laser driver for a photocathode of an electron linear accelerator // *Quantum Electronics*, 2010. V.40, №12, P.1123.
5. *Gacheva E.I., Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Zelenogorskii V.V., Katin E.V., Luchinin G.A., Balalykin N.I., Minashkin V.F., Nozdrin M.A., Trubnikov G.V., Shirkov G.D.* Laser Driver for a Photoinjector of an Electron Linear Accelerator (February 2014) // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2014. V.50, №7, P.522-529.
6. *Will I., Templin H.I., Schreiber S., Sandner W.* Photoinjector drive laser of the FLASH FEL // *Optics Express*, 2011. V.19, № 24, P.23770-23781.
7. *Коржуманов А.В., Гомосков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М.* Горизонты петаваттных лазерных комплексов // *Успехи физических наук*. 2011. Т.181, №1, с.9-32.
8. *Shulyapov S.A., Mordvintsev I.M., Ivanov K.A., Volkov R.V., Zarubin P.I., Ambrožová I., Turek K., Savel'ev A.B.* Acceleration of multiply charged ions by a high-contrast femtosecond laser pulse of relativistic intensity with the front surface of a solid target // *Quantum Electronics*, 2016. V.46, №5, P.432.
9. *Kharzeev D., Tuchin K.* Vacuum self-focusing of very intense laser beams // *Physical Review A*, 2007. V. 75, № 4, P.043807,
10. *Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J.-P., Chambaret J.-P., Augé-Rochereau F., Chériaux G., Etchepare J., Minkovski N., Saltiel S.M.* 10<sup>-10</sup> temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation // *Optics Letters*, 2005. V. 30, № 8, p.920-922.
11. *Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E.* Extracavity compression technique for high-energy femtosecond pulses // *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003. V.20, №1, P.105-108.
12. *Tajima T., Dawson J.M.* Laser electron accelerator // *Physical Review Letters*, 1979. V. 43, P. 267-270.
13. *Faure J., et. all.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. // *Nature*, 2004. V.431, P.541-544.
14. *Mangles S., et.all.* Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions // *Nature*, 2004. V.431, P.535-538.
15. *Geddes C., et. all.* High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // *Nature*, 2004. V.431, P.538-541.
16. *Ivanov K.A., Tsybalov I.N., Shulyapov S.A., Krestovskikh D.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Y., Volkov R.V., Savel'ev A.B.* Prepulse controlled electron acceleration from



solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime // *Physics of Plasmas*, 2017. V. 24, № 6, P.063109.

17. *Strickland D., Mourou G.* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications*, 1985. V. 56, P. 219.

18. *Chu Y., Gan Z., Liang X., Yu L., Lu X., Wang C., Wang X., Xu L., Lu H., Yin D., Leng Y., Li R., Xu Z.* High-energy large-aperture Ti:sapphire amplifier for 5 PW laser pulses // *Optics Letters*, 2015. V. 40, № 21, P. 5011-5014.

19. *Batani D., Koenig M., Miquel J.L., Ducret J.E., d'Humieres E., Hulin S., Caron J., Feugeas J.L., Ph N., Tikhonchuk V., Serani L., Blanchot N., Raffestin D., Thfoin-Lantuejoul I., Rosse B., Reverdin C., Duval A., Lanieste F., Chancé A., Dubreuil D., Gastineau B., Guillard J.C., Harraut F., Lebœuf D., Ster J.M.L., Pès C., Toussaint J.C., Leboeuf X., Lecherbourg L., Szabo C.I., Dubois J.L., Lubrano-Lavaderci F.* Development of the PETawatt Aquitaine Laser system and new perspectives in physics // *Physica Scripta*, 2014. P.014016.

20. *Blanchot N., Behar G., Berthier T., Bignon E., Boubault F., Chappuis C., Coïc H., Damiens-Dupont C., Ebrardt J., Gautheron Y., Gibert P., Hartmann O., Hugonnot E., Laborde F., Lebeaux D., Luce J., Montant S., Noailles S., Néauport J., Raffestin D., Remy B., Roques A., Sautarel F., Sautet M., Sauteret C., Rouyer C.* Overview of PETAL, the multi-Petawatt project on the LIL facility // *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008. V. 50, № 12, P. 124045.

21. *Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V.* Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystals // *Laser Physics Letters*, 2007. V. 4, № 6, P. 421-427.

22. *Kapchinskij I.M., Vladimirkij V.V.* Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge // *Proc. of 2-nd Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation*. CERN, Geneva, 1959. P.274-288.

23. *Fourmaux S., Payeur S., Maclean S., Kieffer J.-C.* High intensity research at the Advanced Laser Light Source (ALLS) facility: from 200 TW to 500 TW // *Proc. of High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions*. Long Beach, California, 2016/03/20, 2016. p.JM7A.1.

24. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. // Москва: Наука гл. ред. физ.-мат. лит., 1988.

25. *Gaul E.W., Martinez M., Blakene J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebbers C., Ditmire T.* Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // *Applied Optics*, 2010. V. 49, № 9, P.1676-1681.

26. *Le Garrec B.J., Papadopoulos D.N., Le Blanc C., Zou J.-P., Freneaux A., Martin L., Lebas N., Beluze A., Mathieu F., Audebert P., Cheriaux G., Georges P., Druon F.* Design update and recent results of the Apollon 10 PW facility // *Proc. of Conference on Lasers and Electro-Optics*. San Jose, California, 2017/05/14, 2017. p.SF1K.3.

27. *Papadopoulos D., Le Blanc C., Chériaux G., Georges P., Mennerat G., Zou J.P., Mathieu F., Audebert P., Huber G., Moulton P.* The Apollon-10P project: Design and current status // *Proc. of Advanced Solid-State Lasers Congress*. Paris, 2013/10/27, 2013, p.ATu3A.43.

28. *Багаев С.Н., Денисов В.И., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Корель И.И., Кузнецов С.А., Пивцов В.С., Чепуров С.В.* Исследование спектральных характеристик фемтосекундного Ti:сапфирового лазера после прохождения его излучения через волокно с перетяжкой // *Квантовая электроника*, 2003. V. 33, № 10, P.883-888.

29. *Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С.* Трехчастотные взаимодействия интенсивных световых волн в средах с квадратичной и кубической нелинейностями // *Квантовая электроника*, 1984. V. 11, № 10, P.2026-2035.

30. *Clady R., Tcheremiskine V., Azamoum Y., Ferré A., Charmasson L., Utéza O., Sentis M.* High repetition rate (100 Hz), high peak power, high contrast femtosecond laser chain // *Proc.SPIE*, 2016. V. 9726, P. 9726 - 9726.

31. *Krasilnikov M., Stephan F., Asova G., Grabosch H.J., Groß M., Hakobyan L., Isaev I., Ivanisenko Y., Jachmann L., Khojayan M., Klemz G., Köhler W., Mahgoub M., Malutin D., Nozdin M., Oppelt A., Otevel M., Petrosyan B., Rimjaem S., Shapovalov A., Vashchenko G., Weidinger S., Wendorff R., Flöttmann K., Hoffmann M., Lederer S., Schlarb H., Schreiber S., Templin I., Will I., Paramonov V., Richter D.* Experimentally minimized beam emittance from an L-band photoinjector // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 2012. V. 15, № 10, P. 100701.

32. *'Csatari' Divall M., Andersson A., Bolzon B., Bravin E., Chevallay E., Döbert S., Drozdy A., Fedosseev V., Hessler C., Lefevre T., Livesley S., Losito R., Mete Ö., Petrarca M., Rabiller A.N.* Fast phase switching within the bunch train of the PHIN photo-injector at CERN using fiber-optic modulators on the drive laser // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011. V. 659, № 1, P. 1-8.

33. *Wefers M.M., Nelson K.A.* Generation of high-fidelity programmable ultrafast optical waveforms // *Optics Letters*, 1995. V. 20, № 9, P. 1047-1049.

34. *Гачева Е.И., Потемкин А.К.* Искажения квазиэллипсоидального 3D лазерного импульса-пучка при распространении в свободном пространстве // *Известия ВУЗОВ Радиофизика*, 2015. V. 58, № 4, P. 304-310.

35. *Krasilnikov M., Khojayan M., Stephan F., Andrianov A., Gacheva E., Khazanov E., Mironov S., Poteomkin A., Zelenogorsky V., Syresin E.M.* Development of a photo cathode laser system for quasiellipsoidal bunches at PITZ // *Proceedings of the 35th International Free Electron Laser Conference Manhattan, USA 2013, TUPSO39*.

36. *Torres J.P., Hendrych M., Valencia A.* Angular dispersion: an enabling tool in nonlinear and quantum optics // *Advances in Optics and Photonics*, 2010. V.2, № 3, P. 319-369.

37. *Bakunov M.I., Tsarev M.V., Mashkovich E.A.* Terahertz difference-frequency generation by tilted amplitude front excitation // *Optics Express*, 2012. V. 20, № 27, P. 28573-28585.

## Основные публикации автора по теме диссертации

### Статьи в рецензируемых журналах

A1. *Гинзбург В.Н., Диденко Н.В., Коняценок А.В., Ложкарев В.В., Лучинин Г.А., Луценко А., Миронов С.Ю., Хазанов Е.А., Яковлев И.В.* Коррелятор третьего порядка для измерений временного профиля интенсивности излучения петаваттного лазерного комплекса // *Квантовая Электроника*, 2008. V. 38, № 11, P.1027-1032.

A2. *Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A.* High-efficiency second-harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses // *Applied Optics*, 2009. V.48, №11, P.2051-2057.

A3. *Гинзбург В.Н., Ложкарев В.В., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Хазанов Е.А.* Влияние мелкомасштабной самофокусировки на генерацию второй гармоники сверхсильным лазерным полем // *Квантовая электроника*, 2010. v. 40, № 6, P.503-508.

A4. *Миронов С.Ю., Гинзбург В.Н., Ложкарев В.В., Лучинин Г.А., Кирсанов А.В., Яковлев И.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А.* Высокоэффективная генерация второй гармоники интенсивного фемтосекундного излучения при существенном влиянии кубической нелинейности // *Квантовая электроника*, 2011. V. 41, № 11, P.963-967.

A5. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E.A., Babin A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. Second-Harmonic Generation of Super Powerful Femtosecond Pulses Under Strong Influence of Cubic Nonlinearity // IEEE Journ. of Selected Topics in Quant. Electronics, 2012. V.18, №1, P.7-13.

A6. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. Suppression of small-scale self-focusing of high-intensity femtosecond radiation // Applied Physics B, 2013.V.113, №1, P.147-151,

A7. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж.А. Компрессия фемтосекундных импульсов с гауссовыми временным и пространственным распределениями интенсивности // Квантовая электроника, 2013. V.43, №8, P.711-714

A8. Зеленогорский В.В., Андрианов А.В., Гачева Е.И., Геликонов Г.В., Красильников М., Мартыанов М.А., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Сыресин Е.М., Штефан Ф., Хазанов Е.А. Сканирующий кросс-коррелятор для мониторинга однородных трехмерных эллипсоидальных лазерных пучков // Квантовая электроника, 2014. V. 44, № 1, P.76-82.

A9. Mironov S., Lassonde P., Kieffer J.C., Khazanov E., Mourou G. Spatially-uniform temporal recompression of intense femtosecond optical pulses // The European Physical Journal Special Topics, 2014. V. 223, № 6, P. 1175-1180.

A10. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond-Exawatt physics // The European Physical Journal Special Topics, 2014. V. 223, № 6, P.1181-1188.

A11. Mironov S.Y., Ginzburg V.N., Gacheva E.I., Silin D.E., Kochetkov A.A., Mamaev Y.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A. Use of polyethylene terephthalate for temporal recompression of intense femtosecond laser pulses // Laser Physics Letters, 2015. V. 12, № 2, P. 025301.

A12. Gacheva E.I., Zelenogorskii V.V., Andrianov A.V., Krasilnikov M., Martyanov M.A., Mironov S.Y., Potemkin A.K., Syresin E.M., Stephan F., Khazanov E.A. Disk Yb:KGW amplifier of profiled pulses of laser driver for electron photoinjector // Opt Express, 2015. V. 23, № 8, p.9627-39.

A13. Lassonde P., Mironov S., Fourmaux S., Payeur S., Khazanov E., Sergeev A., Kieffer J.C., Mourou G. High energy femtosecond pulse compression // Laser Physics Letters, 2016. V.13, № 7, P.075401.

A14. Mironov S.Y., Potemkin A.K., Gacheva E.I., Andrianov A.V., Zelenogorskii V.V., Krasilnikov M., Stephan F., Khazanov E.A. Shaping of cylindrical and 3D ellipsoidal beams for electron photoinjector laser drivers // Appl Opt, 2016. V.55, № 7, P.1630-5.

A15. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Яковлев И.В., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. Влияние кубической фазы спектра мощных лазерных импульсов на их фазовую самомодуляцию // Квантовая Электроника, 2016.V.46, № 2, P.106-108.

A16. Mironov S.Y., Poteomkin A.K., Gacheva E.I., Andrianov A.V., Zelenogorskii V.V., Vasiliev R., Smirnov V., Krasilnikov M., Stephan F., Khazanov E.A. Generation of 3D ellipsoidal laser beams by means of a profiled volume chirped Bragg grating // Laser Physics Letters, 2016. V. 13, № 5, P. 055003.

A17. Rublack T., Good J., Khojayan M., Krasilnikov M., Stephan F., Hartl I., Schreiber S., Andrianov A., Gacheva E., Khazanov E., Mironov S., Potemkin A., Zelenogorskii V.V., Syresin E. Production of quasi ellipsoidal laser pulses for next generation high brightness photoinjectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016. V. 829, P. 438-441.

A18. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Миронов С.Ю. Преобразование во вторую гармонику фемтосекундного импульса с центральной длиной волны 950 нм. // Оптика атмосферы и океана, 2016. V. 29, № 3, P. 243-248.

A19. Миронов С.Ю., Андрианов А.В., Гачева Е.И., Зеленогорский В.В., Потемкин А.К., Хазанов Е.А., Бонпорнпрасерт П., Грос М., Гуд Д., Исаев И., Калантарян Д., Козак Т., Красильников М., Кьян Х., Ли К., Лишилин О., Мелкумян Д., Оппельт А., Ренья И., Рублак Т., Фельбер М., Хук Х., Чен Й., Штефан Ф. Пространственно-временное профилирование лазерных импульсов для фотокатодов линейных ускорителей электронов // Усп. физ. наук, 2017. V.187, № 10, P. 1121-1133

A20. Миронов С.Ю., Уилер Д., Гонин Р., Кожокару Г., Унгурану Р., Баницы Р., Сербанеску М., Дабу Р., Муру Ж., Хазанов Е.А. О сжатии импульсов с энергией на уровне 100 Дж с целью повышения пиковой мощности // Квантовая электроника, 2017., V. 47, №3, P.173-178.

A21. Миронов С.Ю., Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Кочетков А.А., Шайкин А.А., Хазанов Е.А., Муру Ж. Использование самомодуляции фазы для временного сжатия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов // Квантовая Электроника, 2017. V.47, №7, P.614-619.

A22. Gacheva E.I., Poteomkin A.K., Mironov S.Y., Zelenogorskii V.V., Khazanov E.A., Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Molchanov V.Y. Fiber laser with random-access pulse train profiling for a photoinjector driver // Photonics Research, 2017. V. 5, № 4, P. 293-298.

A23. Миронов С.Ю., Гачева Е.И., Потемкин А.К., Хазанов Е.А., Красильников М., Штефан Ф. Генерация второй и четвертой гармоник с сохранением 3D квазиэллипсоидального распределения интенсивности лазерных импульсов для фотоинжектора // Известия ВУЗов "Радиофизика", (принята в печать) 2018.

#### Глава в книге

A24. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G.A., Khazanov E.A., Sergeev A.M., Mourou G. Second Harmonic Generation under Strong Influence of Dispersion and Cubic Nonlinearity Effects. // in Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission ed. InTech, 2010.

#### Международные патенты

A25. Mironov S., Khazanov E., Sergeev A., Lassonde P., Kieffer J.C., Mourou G. System and method for high-intensity ultrashort pulse compression // Patent Pub. No.: WO/2014/107804, 2017.

МИРОНОВ Сергей Юрьевич

### ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОГО ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ

А в т о р е ф е р а т

Подписано к печати 25.05.2018 г.  
Формат 60×90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 2,25.  
Тираж 120 экз. Заказ №37.

Отпечатано в типографии ФИЦ Институт прикладной физики РАН,  
603950, г. Н. Новгород, ул. Ульянова, 46