

На правах рукописи

Миронов Сергей Юрьевич

**Формирование трехмерного пространственно-временного
распределения интенсивности излучения фемтосекундных
лазеров**

01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Нижний Новгород, 2018 год

Содержание

Введение.....	5
Глава 1 Временное сжатие мощных фемтосекундных импульсов с использованием кубической нелинейности.....	21
1.1 Математическое описание метода временного сжатия.....	22
1.2 Влияние aberrаций фазы спектра на эффективность временного сжатия.....	23
1.2.1 Теоретическая модель.....	23
1.2.2 Временное сжатие интенсивных импульсов с частотной фазовой модуляцией в эксперименте.....	27
1.3. Временное сжатие интенсивных лазерных пучков с 3D гауссовым распределением интенсивности.....	31
1.3.1 Теоретическая модель.....	31
1.3.2 Экспериментальные результаты.....	36
1.4 Временное сжатие выходных импульсов петаваттных лазеров с усилителями на неодимовом стекле.....	43
1.5 Двухкаскадное временное сжатие для генерации импульсов петаваттного уровня мощности длительностью в один период светового поля.....	44
1.6 Метод определения коэффициента кубической нелинейности.....	47
1.7 Полиэтилентерефталат – новый нелинейно-оптический материал.....	50
1.8 Использование нелинейного интерферометра Маха-Цендера для повышения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов.....	53
1.9 Заключение к главе 1.....	54
Глава 2 Увеличение временного контраста и сжатие мощных лазерных импульсов с использованием генерации второй гармоники.....	57
2.1 Теоретическая модель ГВГ сверхсильного лазерного поля.....	58
2.2 Сокращение длительности импульсов второй гармоники.....	60
2.3 Повышение временного контраста при генерации импульсов второй гармоники.....	63
2.4 Временное самосжатие интенсивных импульсов первой гармоники в процессе удвоения частоты.....	65
2.5 Экспериментальные результаты.....	66
2.5.1 Преобразование во вторую гармонику фемтосекундных лазерных импульсов с выхода стартовой части субпетаваттного лазера PEARL.....	66
2.5.2 Преобразование во вторую гармонику фемтосекундных лазерных импульсов лазера ASUR.....	70
2.6 Повышение временного контраста с использованием каскадной генерации второй гармоники.....	72
2.6.1 Идея метода.....	72
2.6.2 Приближение плоских монохроматических волн.....	73

2.6.3 Особенности использования метода применительно к фемтосекундным лазерным импульсам	76
2.6.4 Пример численного моделирования.....	77
2.6.5 Функция временного контраста в схеме с двумя кристаллами	81
2.7 Заключение к главе 2	84
Глава 3 Формирование сложных пространственно-временных (3D) распределений интенсивности лазерных импульсов для облучения фотокатодов линейных ускорителей электронов.....	86
3.1 Требования к лазерным импульсам, используемым для генерации электронных сгустков с экстремально малым эмиттансом	86
3.2 Формирование пространственно-временного распределения интенсивности с использованием пространственного модулятора света.....	89
3.2.1 Математическое описание работы формирователя спектра	90
3.2.2 Описание экспериментальной установки	94
3.2.3 Формирование квазицилиндрических пучков.....	98
3.2.4 Формирование 3D квазиэллипсоидальных пучков.....	100
3.2.5 Формирование квазитреугольных лазерных импульсов	101
3.3 Формирование пространственно-временного распределения интенсивности с помощью объемной чирпирующей решетки Брэгга (3D CBG).....	111
3.3.1 Идея метода	111
3.3.2 Описание экспериментальной установки	116
3.3.3 Формирование 3D эллипсоидального пучка в эксперименте	118
3.4 Лазер для облучения катода линейного ускорителя электронов PITZ DESY	121
3.4.1 Принципиальная схема лазера	121
3.4.2 Волоконный лазер.....	122
3.4.3 Многопроходный твердотельный усилитель на кристаллах Yb:KGW	124
3.4.4 Формирователь пространственно-временной структуры поля лазерных импульсов.....	129
3.4.5 Генерация второй и четвертой гармоник с сохранением 3D распределения интенсивности лазерных импульсов	131
3.4.6 Сканирующий кросс-коррелятор.....	143
3.5 Генерация и характеристика электронных пучков в фотоинжекторе PITZ	156
3.6 Управление временной огибающей макроимпульсов лазера для фотоинжектора электронов	161
3.6.1 Идея метода	161
3.6.2 Формирование прямоугольных макроимпульсов в эксперименте.....	163
3.6.3 Временная фильтрация люминесценции волоконного лазера.....	165
3.7 Заключение к главе 3	166
Заключение	168

Литература172

Введение

Управление пространственными и спектрально-временными параметрами ультракоротких лазерных импульсов является важным и актуальным направлением в современной лазерной физике. В первую очередь, оно представляет особый интерес для развития технологий создания лазеров тераваттного и петаваттного уровня мощности [1-3], а также лазерных систем, используемых в фотоинжекторах электронов [4-7]. Несмотря на то, что и параметры указанных лазерных систем, и области их применения принципиально различны, используемые для управления трехмерным распределением интенсивности методы имеют много общего.

Возможность использования сверхмощного лазерного излучения для ускорения элементарных частиц в релятивистском режиме [8], исследования нелинейных свойств вакуума и процесса рождения электрон-позитронных пар [9], а также генерации эксаваттных импульсов зептосекундной длительности рентгеновского диапазона [10, 11] определяет интерес к задачам по увеличению временного контраста [12-14] и пиковой мощности лазерных импульсов [15, 16]. Остановимся более подробно на каждой из них.

Под временным контрастом понимают отношение интенсивности в главном пике импульса к интенсивности на его крыльях. Данная характеристика импульса является одной из ключевых для экспериментов по взаимодействию сверхмощного (петаваттного уровня) излучения с газовыми и твердотельными мишенями [8, 17-20], поскольку уровень временного контраста определяет возможность разрушения или модификации мишени еще до прихода основного лазерного импульса. В настоящее время рекордная пиковая интенсивность лазерных импульсов достигнутая в экспериментах составляет 10^{22} Вт/см² [21]. В то же время, хорошо известно, что порог образования плазмы при взаимодействии лазерного излучения с металлами составляет $\sim 10^{12}$ Вт/см² [22], твердыми диэлектриками $\sim 10^{13}$ Вт/см². В связи с этим необходимо контролировать временной контраст лазерных импульсов в диапазоне более 10 порядков интенсивности. Временной контраст фемтосекундных лазерных импульсов условно разделяют на ближний, с временной задержкой, не превышающей ± 1 пс относительно главного пика, и, соответственно, дальний. Дальний контраст является более важным для исключения модификации мишеней. Уровень временного контраста определяется методами генерации и усиления лазерных импульсов, а также спектральной полосой отражения и (или) пропускания оптических элементов лазерной системы.

В настоящее время для повышения временного контраста применяют плазменные зеркала [23-25], а также процессы генерации волны ортогональной поляризации (XPW Cross-

polarized wave) [14, 26, 27] и второй гармоники [13, 28-30]. Плазменные зеркала и (или) генерация второй гармоники могут быть использованы непосредственно для излучения петаваттного уровня мощности. В тоже время, метод генерации волны ортогональной поляризации, как правило, применяют в стартовой части петаваттных лазерных систем [27]. В первую очередь это связано с отсутствием большеапертурных (более 10 см) кристаллов, а также низкой эффективностью процесса преобразования (не более 30% по энергии) [14, 27, 31]. Отметим, что для волны ортогональной поляризации используют нелинейные кристаллы с анизотропией тензора кубической нелинейности (например, CaF_2 и BaF_2). Кубическая нелинейность, возникающая при распространении интенсивных лазерных импульсов в изотропной среде также может использоваться для увеличения временного контраста. Например, в работе [32] теоретически показана возможность использования интерферометра Маха-Цендера в нелинейном режиме для повышения временного контраста импульсов петаваттного уровня мощности.

Другой важной задачей, является дополнительное временное сжатие сверхмощных лазерных импульсов для увеличения пиковой мощности. Все современные сверхмощные лазерные системы используют принцип усиления чирпированных импульсов (CPA Chirped Pulse Amplification), который был предложен в работе [33]. Согласно этому принципу, лазерные импульсы после последовательных стадий увеличения длительности, усиления и временного сжатия обладают длительностью близкой к своему Фурье пределу. Дальнейшее сокращение длительности таких импульсов с использованием методов линейной оптики невозможно. 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 [3, 34] и более [35-37], при этом интенсивность несфокусированного излучения после компрессии составляет единицы ТВт/см^2 . В последнее время для дальнейшего временного сжатия активно развиваются подходы, основанные на использовании нелинейно-оптических процессов. В первую очередь это кубическая нелинейность, возникающая как при свободном распространении сверхмощного лазерного излучения через среду [38-41], так и в процессе генерации излучения второй гармоники [13, 28, 29, 42, 43]. В первом случае генерируемая волна кубической поляризации взаимодействует с возбуждающим ее импульсом и меняет его параметры: происходит модификация распределения интенсивности частотного спектра, приобретает дополнительную модуляцию фазы, изменяется длительность. Коррекция

фазы спектра позволяет в разы сократить длительность излучения [10, 15, 44]. В экспериментах коррекция фазы спектра осуществляется за счет отражения от чирпирующих зеркал или прохождения импульсов через оптические компрессоры на дифракционных решетках. Применительно к указанной задаче является принципиальным использование отражательных фазовых корректоров, поскольку любой проходной оптический элемент сам по себе модифицирует параметры сверхмощных лазерных импульсов. Важно отметить, что до начала выполнения настоящей работы, указанный метод сокращения длительности использовался лишь для лазерных импульсов с энергией не превышающей мДж уровень [15, 45]. Благодаря проведенным исследованиям был достигнут значительный прогресс в развитии техники временного сжатия. В частности, в экспериментах по дополнительной временной компрессии были использованы лазерные импульсы с энергией более 1 Дж [46], проанализирована возможность применения нескольких стадий последовательного сокращения длительности для генерации импульсов петаваттного уровня мощностью длительностью в один период осцилляции светового поля [10]. В качестве нелинейных элементов для уширения спектра сверхмощных лазерных импульсов было предложено использовать плоскопараллельные пластины или пленки, изготовленные не только из стекла и кварца, но и из полимеров [10, 47]. Применение полимеров открывает возможность производства оптических элементов с неограниченной с точки зрения лазерной физики апертурой при толщинах в десятки микрон и более. Одним из перспективных материалов является полиэтилентерефталат [47].

Отметим также, что в последнее время получают распространение методы временного самосжатия интенсивных импульсов в средах с квадратичной и кубической нелинейностью [48-50] в которых, каскадная квадратичная нелинейность используется для коррекции фазы спектра лазерных импульсов. Режим временного самосжатия был также реализован в средах с аномальной дисперсией показателя преломления [51, 52], при филаментации [53, 54] и при распространении импульсов в плазме [55-57].

Процесс генерации второй гармоники [58-60] также может быть использован для реализации дополнительного временного сжатия. В этом случае у импульсов на удвоенной частоте не только значительно увеличивается дальний временной контраст, но и становится возможным сократить длительность в разы [13, 30, 61]. В работе [61] продемонстрирована возможность эффективной (73%) генерации излучения второй гармоники в условиях значительного влияния кубической нелинейности.

Ключевым параметром в данных задачах, посвященных временному сжатию, является В-интеграл – нелинейная фаза, набираемая импульсом при распространении в среде. Модификация спектра импульсов происходит при значениях В-интеграла, превышающих 1

радиан. В этих условиях становятся актуальными вопросы развития и подавления процесса мелкомасштабной самофокусировки (ММСФ) в лазерных пучках [62-65]. ММСФ приводит к увеличению модуляции амплитуды поля лазерного пучка при распространении через среду с кубической нелинейностью. Коэффициент усиления гармонических возмущений зависит от разности фаз этих возмущений и фазы сильной волны, величины V -интеграла и их пространственной частоты [63]. Методы подавления ММСФ в значительной степени зависят от интенсивности лазерных импульсов. Применительно к лазерному излучению с пиковой интенсивностью единицы $\text{ГВт}/\text{см}^2$, как правило, используют пространственные фильтры – вакуумируемые телескопы Кеплера с диафрагмой в фокальной плоскости [63, 65]. Диафрагма блокирует наиболее подверженные усилению компоненты гармонических возмущений. В тоже время, для лазерных пучков с пиковой интенсивностью единицы $\text{ТВт}/\text{см}^2$ достаточно использовать распространение лазерного излучения в свободном пространстве (без зеркал и проходных оптических элементов) для такого рода фильтрации. Экспериментальные исследования и теоретическое обоснование такого подхода представлены в работе [66]. Процесс развития ММСФ в кристаллах удвоителях частоты имеет ряд специфических особенностей [67]. В первую очередь угловой синхронизм накладывает дополнительные ограничения на развитие неустойчивости. Усиление гармонических возмущений происходит более эффективно в некритической плоскости взаимодействия, по сравнению с критической [67].

Важно подчеркнуть, что описанные подходы к управлению спектрально-временными параметрами используются в скомпрессированных лазерных пучках на выходе оптического компрессора [68-70] и являются финальной стадией повышения пиковой мощности и (или) увеличения временного контраста в лазерных системах тераваттного и петаваттного уровня мощности вне зависимости от длины волны и длительности импульсов.

Другое важное направление, где применяются методы трехмерного профилирования лазерных импульсов, связано с физикой фотоинжекторов электронов. Здесь лазерные импульсы используются для облучения поверхности фотокатода с целью генерации электронных сгустков за счет фотоэффекта. Как правило, катод размещают в вакуумируемом пространстве внутри СВЧ резонатора. Частота следования лазерных импульсов является субгармоникой СВЧ поля. Более того, лазерные импульсы синхронны по времени работе СВЧ устройств, благодаря чему все рождаемые электронные сгустки попадают в нужную фазу поля и ускоряются. Хорошо известно, что распределение интенсивности лазерных импульсов определяет параметры генерируемых электронных сгустков, такие как распределение заряда в пространстве, величину поперечного нормализованного эмиттанса и другие. Управление пространственно-временным

распределением интенсивности лазерного пучка позволяет контролируемо 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 (~ 1 нКл), 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. Цойтн (фотоинжектор PITZ), в Японии (ускорительный центр KEK), в России (ОИЯИ г. Дубна), а также в США (национальная лаборатория Argonne; стэнфордский линейный ускоритель SLAC).

В качестве примера приведем наиболее яркие результаты последнего времени по генерации электронных сгустков лазерными импульсами. На фотоинжекторе FLASH ускорителя DESY при использовании лазерных импульсов с распределением интенсивности в виде функции Гаусса с длительностью 10 пс сгенерированы электронные сгустки с зарядом 1 нКл и эмиттансом 2.1 мм·мрад при энергии 100 МэВ [71]. А на фотоинжекторе PITZ при использовании 21.5 пс лазерных импульсов трапециидальной формы (квазицилиндрических пучков) с фронтами 2 пс [72] достигнут рекордно низкий для 1 нКл электронных сгустков нормализованный эмиттанс ~ 0.7 мм·мрад [73].

В 1959 году в работе [74] было показано, что минимальным нормализованным эмиттансом обладает электронный сгусток с распределением пространственного заряда в форме трехмерного эллипсоида. Такое распределение называют распределением Капчинского – Владимирского. Основным преимуществом такого распределением является то, что поперечная составляющая обобщенной силы Лоренца линейно зависит от поперечной координаты, а ее действие может быть скомпенсировано средствами электронной оптики. До настоящего времени такие электронные сгустки не были реализованы в экспериментах. Первым шагом на пути к формированию эллипсоидальных электронных сгустков является генерация соответствующей формы лазерных импульсов, используемых для фотоэмиссии электронов. У таких импульсов распределение интенсивности внутри эллипсоидального объема однородно, а за резкой границей эллипсоида строго равно нулю. Однако, до выполнения настоящей работы не было развито и экспериментально приемлемых методов формирования эллипсоидальных структур у лазерных импульсов. Важно подчеркнуть, что

с точки зрения экспериментальной реализации генерация подобных лазерных импульсов не возможна из-за бесконечных значений производной поля на границе. Фактически, ограничение связано с бесконечно широким пространственным и частотным спектром. Поэтому разумно в дальнейшем рассматривать электрическое поле таких лазерных импульсов подходящей размытой функцией, например, супергауссовой, а соответствующее распределение называть квазиэллипсоидальным.

Большинство современных исследований, направленных на профилирование лазерных импульсов, посвящено управлению распределением интенсивности либо во времени, либо в пространстве. Примеры полноценного 3D профилирования представлены в незначительном перечне пионерских работ. Так, в работе [72] получены ультрафиолетовые цилиндрические пучки при использовании независимого последовательного профилирования во времени и пространстве. Временное профилирование осуществлялось благодаря использованию десяти одноосных кристаллов, повернутых друг относительно друга. Цилиндрические импульсы уже позволили получить серьезный выигрыш в эмиттансе по сравнению с инъекцией не профилированным пучком с распределением интенсивности в виде функции Гаусса. В работе [75] предложен весьма оригинальный, но далеко не универсальный подход к формированию квазиэллипсоидальных пучков, основанный на применении прибора DAZZLER (производства французской фирмы Fastlite) и линзы со значительной хроматической абберацией. Здесь формирование 3D эллипсоидальной структуры реализуется в дальней зоне. Авторы работы [76] предложили создать эллипсоидальный электронный пучок уже после стадии инъекции. В этом случае катод должен облучаться ультракоротким (35 фс rms) фемтосекундным лазерным импульсом. Однако рассмотренные примеры имеют принципиальные ограничения по энергии импульса и не подходят для формирования электронных сгустков с зарядом ~ 1 нКл, что требует развития альтернативных подходов. Для импульсов со значительной линейной частотной модуляцией управление спектральной интенсивностью соответствует управлению распределением интенсивности во времени. В связи с этим, для формирования цилиндрических импульсов необходимо сформировать прямоугольное распределение интенсивности частотного спектра и квазиплоское поперечное распределение интенсивности. При выполнении настоящей работы такая задача успешно решена с использованием программируемых модуляторов света (SLM Spatial Light Modulator), и цилиндрические импульсы длительностью 42 пс были продемонстрированы в экспериментах [77]. В этой же работе, продемонстрирован и оригинальный подход к созданию квазиэллипсоидальных лазерных импульсов. Импульсы обладают 90-градусной осевой симметрией и в двух взаимно ортогональных продольных сечениях представляют

собой эллипсы. В работе [78], было предложено использовать профилированную чирпирующую решетку Брэгга для формирования 3D эллипсоидальных импульсов из цилиндрических. В данной работе впервые продемонстрированы 3D эллипсоидальные импульсы с продольной осевой симметрией. Длительность импульсов составила 264 пс. Суть метода заключается в том, что на объемную решетку Брэгга, записанную внутри эллипсоидального объема и полностью отсутствующую вне его, направляется цилиндрический импульс. При отражении от профилированной решетки Брэгга такой импульс трансформируется в эллипсоидальный. Решетка вносит дополнительную линейную частотную модуляцию, которая меняет длительность. Управлять длительностью эллипсоидального импульса можно за счет управления фазовой модуляцией в исходном цилиндрическом импульсе. Это может быть реализовано как с использованием оптического компрессора, так и другой не профилированной в пространстве решетки Брэгга.

Стоит отметить, что упомянутые выше методы пространственно-временного профилирования были реализованы применительно к лазерному излучению инфракрасного диапазона. Для сохранения трехмерной структуры распределения интенсивности после преобразования во вторую и четвертую гармоники используют метод углового чирпирования [79]. В этом случае повышается эффективность преобразования и становится возможным сохранить трехмерную форму импульсов. Ранее угловое чирпирование использовалась в параметрических усилителях для коррекции углового чирпа у холостой волны [37].

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 ($\sim \text{ТВт/см}^2$, 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 ($\sim \text{ТВт/см}^2$) лазерных импульсов с распределением 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^2 ;

4. Экспериментальная реализация высокоэффективной (более 50%) генерации второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см² 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;

Новизна работы

1. В интенсивных (\sim ТВт/см², 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 30 фс до 16 фс с использованием дисперсионных зеркал [16, 80, 81].
2. Предложено использовать прозрачные полимеры (в частности полиэтилентерефталат) в качестве среды для уширения спектра у лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см². Показано, что воздействие лазерного излучения с пиковой интенсивностью 1.3 ТВт/см² 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 [10, 46, 47].
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/см² [61].
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 [50]. Режим самосжатия реализуется в результате 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 [77].
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 [77].
7. Использование объемной пространственно-неоднородной chirпирующей решетки Брэгга позволило получить в экспериментах импульсы с распределением интенсивности в пространстве в форме 3D эллипсоида [78].

Структура диссертации

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

Глава 1 посвящена исследованию возможности временного сжатия лазерных импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см² с использованием эффекта самомодуляции фазы спектра и квадратичных по частоте спектрально-фазовых корректоров. В главе обсуждаются особенности применения данного метода к лазерным импульсам с распределением интенсивности в пространстве в виде трехмерной функции Гаусса, к петаваттным лазерным импульсам, усиленным на неодимовом стекле. Проанализирована возможность использования двух последовательных стадий временного сжатия для формирования лазерных импульсов с длительностью в один период осцилляций светового поля.

Параграф 1.1 посвящен математической модели метода сокращения длительности. В нем представлена принципиальная схема, а также приведены используемые приближения и базовые уравнения, применяемые для численного моделирования.

В Параграфе 1.2 обсуждаются вопросы о влиянии аббераций фазы спектра на процесс временного сжатия импульсов с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см². В подразделе 1.2.1 представлена используемая модель и приведены результаты численного моделирования. Результаты экспериментальных исследований по временному сжатию, выполненных на субпетаваттном лазерном комплексе PEARL, представлены в подразделе 1.2.2.

В Параграфе 1.3 рассмотрены особенности реализации процесса временного сжатия применительно к лазерным импульсам с распределением интенсивности в виде трехмерной функции Гаусса. Обсуждается возможность использования дефокусирующей линзы для квазиоднородного по сечению пучка уширения спектра за счет проявления эффекта

само модуляции фазы спектра при распространении лазерных импульсов среде. В подразделе 1.3.1 представлена математическая модель и приведены результаты численного моделирования. Экспериментальные результаты по квазиоднородному по сечению пучка уширению спектра и временному сжатию, полученные на лазерном комплексе ALLS (INRS, Монреаль, Канада) приведены в Разделе 1.3.2.

Параграф 1.4 посвящен исследованию возможности применения метода временного сжатия выходных импульсов лазеров с усилителями на неодимовом стекле. В параграфе обсуждаются перспективы реализации временного сжатия к выходным импульсам петаваттного лазера PETA, определены требования к параметру квадратичной частотной дисперсии, вносимой chirпирующими зеркалами.

Возможность генерации петаваттных лазерных импульсов длительностью в один период осцилляций светового поля рассматривается в Параграфе 1.5. В этом параграфе представлены результаты моделирования последовательного использования двух стадий временного сжатия с использованием эффекта само модуляции фазы и chirпирующих зеркал.

В Параграфе 1.6 обсуждается метод определения коэффициента кубической нелинейности, основанный на измерении уширения спектра в зависимости от увеличения энергии лазерных импульсов. Представлено математическое описание метода и приведены результаты экспериментов, выполненных на лазерном комплексе ALLS.

Возможность использования прозрачных полимеров (пленок) для уширения спектра петаваттных лазерных импульсов обсуждается в Параграфе 1.7. В частности, приведены результаты измерений оптической толщины промышленного полиэтилентерефталата, представлены экспериментальные результаты по уширению в нем спектра лазерных импульсов субпетаваттного лазера PEARL.

Параграф 1.8 посвящен увеличению временного контраста с использованием интерферометра Маха-Цендера, работающего в нелинейном режиме.

В Параграфе 1.9 сформулированы выводы к Главе 1.

Глава 2 посвящена увеличению временного контраста с использованием нелинейно-оптического процесса генерации второй гармоники. Обсуждаются вопросы временного сжатия импульсов второй гармоники с использованием chirпирующих зеркал, а также определение условий реализации режима самосжатия импульсов первой гармоники в одноосном нелинейном кристалле. В Главе 2 приведены результаты экспериментов по генерации второй гармоники с использованием стартовых частей мощных фемтосекундных лазерных комплексов PEARL и ASUR, рассмотрен метод увеличения временного контраста с использованием каскадной генерации второй гармоники.

В Параграфе 2.1 рассмотрена теоретическая модель генерации второй гармоники сверхмощных лазерных импульсов с учетом линейной дисперсии показателя преломления и само- и кросс-воздействия лазерных импульсов, приведены используемые укороченные уравнения и начальные условия на границе.

Вопросы сокращения длительности импульсов второй гармоники с использованием эффектов кубической нелинейности и чирпирующих зеркал обсуждаются в Параграфе 2.2.

В Параграфе 2.3 приведены результаты численного моделирования процесса генерации второй гармоники при учете влияния эффектов кубической нелинейности, обсуждается увеличение временного контраста импульсов на удвоенной частоте.

Параграф 2.4 посвящен определению условий для реализации в экспериментах режима самосжатия импульсов первой гармоники при каскадной генерации второй гармоники.

Экспериментальные результаты по генерации второй гармоники в кристаллах KDP излучения с пиковой интенсивностью несколько ТВт/см² представлены в Параграфе 2.5.

Раздел 2.5.1 посвящен экспериментам, проведенным с использованием лазерного комплекса PEARL, а в разделе 2.5.2 представлены результаты, полученные с использованием лазера ASUR.

Параграф 2.6 посвящен вопросу повышения временного контраста интенсивных импульсов первой гармоники с использованием каскадной генерации второй гармоники.

В Разделе 2.6.1 обсуждается идея метода увеличения временного контраста с использованием одноосных кристаллов и поляризатора.

В Разделе 2.6.2 представлено математическое описание метода в приближении плоских монохроматических волн.

Специфика использования метода применительно к интенсивным фемтосекундным лазерным импульсам рассмотрена в Разделе 2.6.3.

В Разделах 2.6.4 и 2.6.5 рассмотрен пример численного моделирования метода повышения временного контраста с использованием кристаллов KDP.

В параграфе 2.7 сформулированы ключевые результаты, изложенные в Главе 2.

Глава 3 посвящена исследованиям, направленным на формирование сложных распределений интенсивности лазерных импульсов. В частности, получены распределения пикосекундной длительности в виде прямоугольного треугольника и прямоугольника во времени; цилиндра, 3D квазиэллипсоида с сечениями в форме эллипса в ортогональных плоскостях и 3D эллипсоида в пространстве. Представлены результаты по созданию лазерного комплекса с возможностью управления 3D распределением интенсивности лазерных импульсов в пространстве для фотоинжектора электронов DESY(PITZ). Рассматриваются особенности генерации второй и четвертой оптической гармоник

профилированных лазерных импульсов с сохранением 3D распределения интенсивности. Приведены результаты генерации электронных сгустков с использованием 3D профилированных лазерных импульсов.

В Параграфе 3.1 изложены требования, предъявляемые к лазерным импульсам, используемым для генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода фотоинжектора электронов.

Параграф 3.2 посвящен методу управления 3D распределением интенсивности лазерных импульсов с использованием пространственных модуляторов света SLM. В параграфе рассмотрена математическая модель метода, приведены результаты экспериментов по формированию импульсов с распределением интенсивностью в форме 3D квазиэллипсоида с эллиптическими сечениями в ортогональных плоскостях, цилиндра в пространстве, а также прямоугольника и треугольника во времени.

В Разделе 3.2.1 рассмотрена математическая модель формирователя спектра с использованием пространственного модулятора света SLM. Приведены особенности формирования импульсов с квазипрямоугольным распределением интенсивности во времени.

Раздел 3.2.2 посвящен описанию экспериментальной установки для генерации лазерных импульсов с 3D квазиэллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве.

В Разделе 3.2.3 приведены результаты экспериментов по генерации лазерных импульсов пикосекундной длительности с распределением интенсивности в пространстве в форме цилиндра.

Результаты экспериментов по формированию лазерных пучков с 3D квазиэллипсоидальным (с эллиптическими сечениями в ортогональных плоскостях) распределением интенсивности в пространстве представлены в Разделе 3.2.4.

Особенности формирования лазерных импульсов с квазитреугольным распределением интенсивности представлены в Разделе 3.2.5.

В Параграфе 3.3 приведены теоретические и экспериментальные результаты по генерации лазерных импульсов с использованием объемной чирпирующей пространственно-неоднородной решетки Брэгга.

В Разделе 3.3.1 описана идея метода формирования лазерного импульса с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве с использованием объемной пространственно-неоднородной чирпирующей решетки Брэгга.

Экспериментальная установка для формирования лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве описана в Разделе 3.3.2.

Результаты экспериментальных исследований по генерации лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве представлены в Разделе 3.3.3.

Параграф 3.4 посвящен лазерной системе с возможностью управления пространственно-временным распределением интенсивности лазерных импульсов. Лазер был создан для ускорительного центра DESY (PITZ). В параграфе рассмотрены ключевые узлы лазерного комплекса, а также методы диагностики 3D распределения интенсивности.

Принципиальная блок-схема лазера представлена в Разделе 3.4.1.

Раздел 3.4.2 посвящен стартовой волоконной части лазера.

В Разделе 3.4.3 описаны особенности многопроходного дискового твердотельного лазерного усилителя с кристаллами Yb:KGW, накачиваемыми диодной накачкой.

Оптическая схема формирователя пространственно-временной структуры рассмотрена в Разделе 3.4.4.

Вопросы посвященные генерации второй и четвертой гармоники chirпированного фемтосекундного излучения растянутого до пикосекундной длительности рассмотрены в Разделе 3.4.5.

Особенности устройства сканирующего кросс-коррелятора, используемого для диагностики 3D распределения интенсивности лазерных импульсов описаны в Разделе 3.4.6.

В Параграфе 3.5 приведены результаты экспериментов по генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода в ускорительном центре DESY. Эксперименты были выполнены с использованием созданного в ИПФ РАН лазера с возможностью управления 3D распределением интенсивности.

Параграф 3.6 посвящен вопросу управления огибающей макроимпульса с использованием акустооптического модулятора, управляемого аналоговым драйвером и цифровым синтезатором электрических сигналов.

В Разделе 3.6.1 обсуждается основная идея метода и необходимость подобных исследований.

В Разделе 3.6.2 приведены результаты экспериментов по формированию макроимпульсов с прямоугольной огибающей. Акустооптический модулятор с волоконными входом и выходом размещался между волоконными усилителями. Предварительно вносимые искажения огибающей макроимпульса позволили получить после усилителя макроимпульс с квазипрямоугольной формой.

Раздел 3.6.3 посвящен вопросу фильтрации лазерной люминесценции с использованием акустооптического модулятора.

В Параграфе 3.7 приведены ключевые результаты исследований, изложенных в Главе 3.

В разделе Заключение приведены результаты диссертационной работы.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Использование кубической нелинейности прозрачных твердотельных диэлектриков совместно с дисперсионными зеркалами позволяет сократить длительность интенсивных (\sim ТВт/см², с энергией десятки мДж и более) лазерных импульсов более чем в два раза, причем соответствующее увеличение пиковой мощности не зависит от наличия аббераций фазы спектра третьего и четвертого порядка по частоте в исходном импульсе.
2. Кубическая нелинейность, возникающая в дефокусирующей линзе при прохождении интенсивного (ТВт/см²) лазерного импульса с поперечным распределением интенсивности в виде функции Гаусса, позволяет квазиоднородно 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/см²) лазерных импульсов.
4. Кристалл KDP может быть использован для высокоэффективной (\sim 73%) генерации второй гармоники интенсивных \sim 2ТВт/см² лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм в условиях существенного влияния кубической нелинейности.
5. Управление только распределением спектральной интенсивности линейно chirпированных фемтосекундных импульсов, 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 chirпирующей 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), а также на международных семинарах и совещаниях проводимых в ИПФ РАН (Нижний Новгород, Россия), DESY (Цойтен, Германия), Ecole Polytechnique: International Center for Zetta-Exawatt Science and Technology (Палезо, Франция). По результатам исследований опубликовано 22 научные 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). Результаты исследований были отмечены жюри проводимого в ИПФ РАН Конкурса работ молодых ученых: в 2013 г. Автор занял Первое место за исследования "Управление временными параметрами интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в эксперименте", а в 2016 году в соавторстве с А.В. Андриановым и Е.И. Гачевой третье место за работу "Формирование трехмерных эллипсоидальных пучков в лазерных драйверах для фотоинжекторов". Направления исследований, посвященных 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", 2015-2017гг. (СП-2089.2015.2) тема исследований "Управление спектрально-временными характеристиками лазерных импульсов петаваттного уровня мощности с использованием атомно-молекулярного эффекта Керра". Направления исследований, посвященные созданию катодных лазеров с управляемым распределением интенсивности в пространстве, были поддержаны фондами РФФИ и РНФ.

Личный вклад Автора:

Все результаты численного моделирования оптических процессов, приведенные в настоящей 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) с использованием фемтосекундного лазерного комплекса ALLS. Временное сжатие части лазерного пучка петаваттного уровня мощности было реализовано в ИПФ РАН совместно с В.Н. Гинзбургом и И.В. Яковлевым. Эксперименты по высокоэффективной генерации второй гармоники в кристалле 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 разработке и создании лазерного комплекса для фотоинжектора электронов DESY PITZ принимали участие Е.А. Хазанов, А.К. Потемкин, М.А. Мартьянов, Е.И. Гачева, А.В. Андрианов, В.В. Зеленогорский, Е.В. Катин 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). 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.

Глава 1 Временное сжатие мощных фемтосекундных импульсов с использованием кубической нелинейности

Метод временного сжатия, основанный на уширении спектра в среде с кубической нелинейностью и коррекции квадратичной составляющей фазы спектра, уже был известен во второй половине двадцатого века [39, 41]. Физика процесса достаточно проста. Кубическая нелинейность изменяет параметры лазерных импульсов при их распространении в среде: приобретает модуляция фазы, происходит модификация спектра. Изначально спектрально-ограниченный импульс на выходе среды перестает быть таковым. Коррекция фазы спектра у таких импульсов позволяет в значительной степени сократить их длительность и увеличить пиковую мощность. Впервые такой способ применительно к фемтосекундным импульсам был реализован с использованием оптического волокна длиной 15 см и классического компрессора Трейси на дифракционных решетках [82, 83]. Для нДж уровня энергии подход позволил сократить длительность с 90 фс до 30 фс. Дальнейшее развитие метода совместно с улучшением техники коррекции фазы спектра дало возможность генерировать импульсы длительностью 6 фс [84]. В указанной работе в качестве корректора фазы спектра последовательно использовались два компрессора. Первый был на дифракционных решетках, а второй на призмах, что позволило управлять не только квадратичной, но и кубической составляющей фазы спектра. Мауро Низоли (Mauro Nizoli) и др. предложили использовать капилляры, заполненные инертным газом в качестве нелинейной среды для увеличения энергии в импульсах до сотен мкДж [45]. В продолжении этой работы были исследованы различные подходы направленные на увеличение энергии лазерного импульса, в частности, создание градиента давления инертного газа в капиллярах, использование планарных волноводов, а также циркулярной поляризации излучения [85-87]. Стоит подчеркнуть, что использование капилляров для лазерных импульсов с энергией более 15 мДж по-прежнему невозможно. Ключевые физические ограничения связаны с проявлением мелкомасштабной самофокусировки, образованием оптических филамент, пробоем среды, неконтролируемым уширением спектра и другими процессами. Использование твердотельных прозрачных диэлектриков для уширения спектра и последующего временного сжатия импульсов с большей энергией было предложено в работах [15, 65, 88]. Отметим также, что с целью подавления мелкомасштабной самофокусировки, возникающей при распространении интенсивных лазерных импульсов в средах с кубической нелинейностью, было предложено [65, 89] использовать несколько последовательно расположенных образцов с кубической нелинейностью, разделенных

между собой пространственными фильтрами. В этом случае становится возможным значительно уменьшить амплитуду пространственных гармоник наиболее подверженных усилению и минимизировать вклад мелкомасштабной самофокусировки [62, 90-92].

В настоящей главе рассматриваются методы повышения пиковой мощности у интенсивных (ТВт/см²) 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) [37], ALLS (Advanced Laser Light Source, г. Монреаль, Канада) [93]. Обсуждаются особенности применения данного метода к лазерным пучкам с гауссовым распределением интенсивности в пространстве [16, 80, 81], рассматривается возможность применения полимеров [47] для уширения спектра у лазерных импульсов петаваттного уровня мощности, а также специфика использования одной и двух стадий сжатия [10].

1.1 Математическое описание метода временного сжатия

Задача формулируется следующим образом. На входе в нелинейную среду имеется интенсивный лазерный импульс, в общем случае, с модуляцией фазы спектра (см. Рис. 1). Обозначим огибающую амплитуду электрического поля $A(t)$. Распространяясь в среде, импульс приобретает дополнительную нелинейную модуляцию фазы и уширяет свой спектр. Модификация параметров импульса описывается квазиоптическим уравнением во втором приближении теории дисперсии [38]:

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

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 нелинейности 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. Отметим, что значения В-интеграла меньше единицы не приводят к заметному искажению спектра и не являются предметом рассмотрения настоящей работы. Уравнение (1) не учитывает эффект самоукручения

импульса (self-steepening effect), поскольку его вклад важен для импульсов с исходной длительностью ~ 10 фс и менее.

Внешние квадратичные корректоры фазы спектра позволяют сократить длительность выходного импульса. Операция описывается следующим образом:

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

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

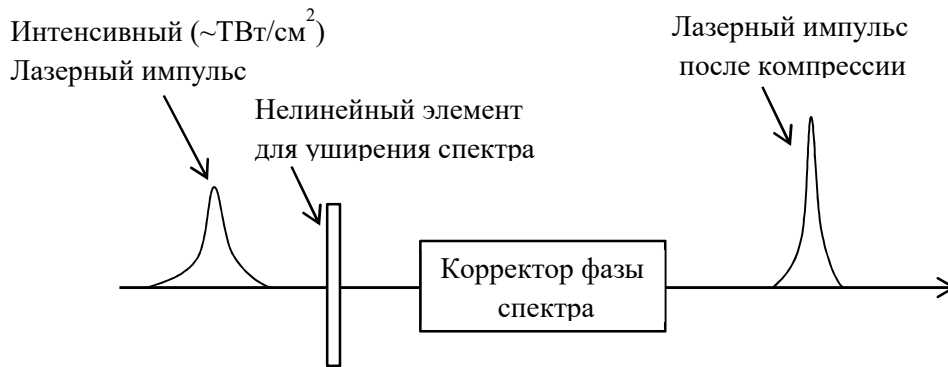


Рис. 1 Принципиальная схема временного сжатия интенсивных лазерных импульсов.

1.2 Влияние aberrаций фазы спектра на эффективность временного сжатия

1.2.1 Теоретическая модель

Рассмотрим задачу об уширении спектра и последующей временной компрессии интенсивных (\sim ТВт/см²) фемтосекундных импульсов с частотной фазовой модуляцией. Частотная фазовая модуляция может быть создана искусственно из-за несогласованной работы пары стретчер-компрессор, либо является следствием технической невозможности полной корректировки фазы спектра [94].

Определим, как влияет спектральная фаза исходного импульса $A(t, z=0)$ на процессы уширения спектра и последующего временного сжатия с использованием квадратичных фазовых корректоров. С этой целью зададим спектр исходного импульса в следующем виде:

$$S(\Omega) = S_0 \cdot e^{-2 \ln(2) \cdot \frac{\Omega^2}{\Omega_{FWHM}^2} - i\varphi(\Omega)} \quad (3)$$

Здесь, S_0 – амплитуда спектра, Ω_{FWHM} – ширина спектра по уровню $1/2$ интенсивности. Поскольку квадратичную составляющую фазы спектра всегда можно скорректировать оптическим компрессором, то ограничимся рассмотрением остаточной фазы вида $\varphi(\Omega) = \frac{\beta}{6} \Omega^3 + \frac{\delta}{24} \Omega^4$. Во временной области, такому распределению спектра соответствует импульс:

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\Omega) \cdot e^{i\Omega \cdot t} d\Omega \quad (4)$$

Используемые для моделирования параметры импульса с гауссовым распределением интенсивности следующие: центральная длина волны 910 нм, длительность Фурье предела $T_F=57$ фс (FWHM), ширина спектра $\Omega_{FWHM}=22$ нм (FWHM). В качестве нелинейного образца рассмотрим плоскопараллельную пластинку толщиной 0.5 мм из полиэтилентерефталата со значением параметра $k_2=120$ фс²/мм. Ограничимся рассмотрением диапазона изменения параметров $\beta \in [-7; 7] \cdot 10^4$ фс³, $\delta \in [-3; 3] \cdot 10^6$ фс⁴. В этом диапазоне только кубическая фазовая модуляция или только модуляция четвертой степени приводят к снижению пиковой интенсивности не более чем на 20%.

Характеризовать эффективность процесса увеличения пиковой мощности будем параметром $K=P_C/P_{in}$, определяемым как отношение пиковой мощности компрессированного импульса P_C к пиковой мощности исходного импульса P_{in} . Внесение спектральной фазовой модуляции приводит к искажению формы импульса, снижению пиковой интенсивности и, как следствие, уменьшению значения накапливаемого В-интеграла. В связи с этим, для более корректного сравнения возможностей повышения пиковой мощности за счет уширения спектра и последующего временного сжатия, будем считать, что при изменении параметров β и δ накапливаемая нелинейная фаза остается постоянной благодаря увеличению энергии входного импульса. На Рис. 2а представлены значения K при реализации квадратичной коррекции фазы спектра (согласно (2)) при В-интеграле 3.1. При фиксированном значении В-интеграла наибольшее увеличение пиковой мощности наблюдается не для спектрально-ограниченного импульса на входе нелинейной

среды, а для импульсов с частотной фазовой модуляцией при положительных значениях параметра δ и близких к нулю значениях параметра β . Несимметричная зависимость коэффициента усиления K от знака параметра δ определяется знаком набираемой нелинейной фазы (В-интеграла). При совпадении знаков процесс самомодуляции фазы происходит более эффективно, чем при противоположенных знаках, поскольку в последнем случае происходит коррекция фазы спектра и вклад нелинейной фазы уменьшается.

На Рис. 2б представлена диаграмма распределения оптимального значения параметра квадратичной коррекции фазы спектра α_{opt} . Параметр оптимизировался по наибольшей пиковой мощности после уширения спектра и коррекции квадратичной фазы спектра. Несмотря на то, что диапазон изменения параметров β и δ достаточно большой максимальное отклонение параметра α_{opt} не превышает 18% от среднего значения.

На Рис. 2в представлена диаграмма K_{FL} коэффициента увеличения пиковой мощности при полной коррекции фазы спектра у прошедшего через нелинейную среду импульса, т.е. для Фурье ограниченного импульса $A_{out}(t)$. Сравнивая Рис. 2а и Рис. 2в, не трудно видеть, что полная коррекция фазы спектра дает незначительный выигрыш по увеличению пиковой мощности: 2.9 раз против 2.6. Следовательно, для экспериментальной реализации вполне достаточно ограничиться коррекцией только квадратичной составляющей фазы.

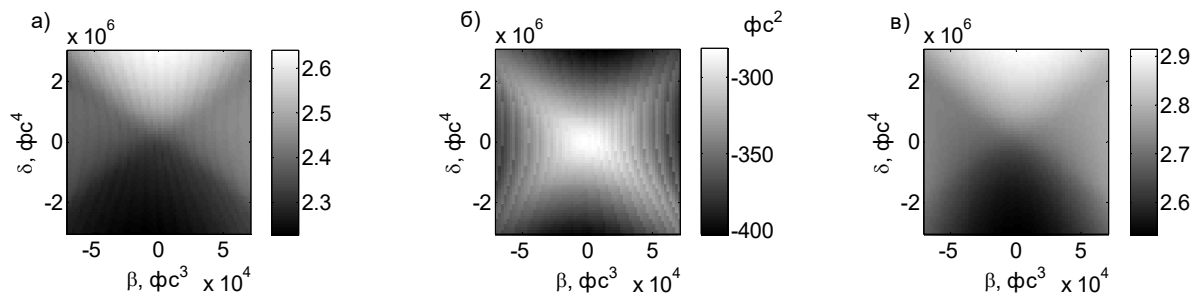


Рис. 2 Диаграммы распределения от параметров β и δ а) коэффициента увеличения пиковой мощности после коррекции квадратичной фазы спектра K ; б) оптимального параметра α_{opt} ; в) коэффициента увеличения пиковой мощности после полной коррекции фазы спектра K_{FL} .

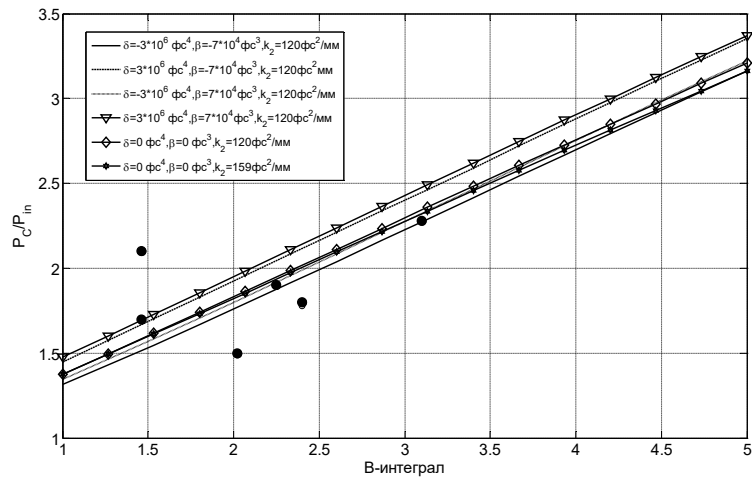


Рис. 3 Расчетные зависимости увеличения пиковой мощности от V -интеграла при различных параметрах β , δ и k_2 (линии), экспериментальные данные (круги).

Важно отметить, что в рамках рассматриваемого приближения увеличение пиковой мощности K при фиксированных параметрах β и δ практически линейно зависит от V -интеграла причем увеличение линейной дисперсии материала k_2 не меняет вид зависимости (см. Рис. 3). Аналогичное поведение зависимости K от V -интеграла наблюдалось при наличии в исходном импульсе только кубической составляющей фазы спектра [95].

У данного метода повышения пиковой мощности существует ряд физических ограничений. Первое связано с оптическим пробоем проходного оптического элемента, который происходит из-за развития мелкомасштабной самофокусировки (ММСФ) при значениях V -интеграла превышающих единицу. В работе [66] рассмотрен метод подавления ММСФ, применимый для излучения петаваттного уровня мощности. Второе ограничение связано с необходимостью учета инерционности нелинейного отклика кубической поляризации [38]. Результатом проявления этого эффекта является зависимость групповой скорости от интенсивности, что приводит к укрупнению хвоста (фронта) импульса для $\gamma > 0$ ($\gamma < 0$), а при достаточных толщинах нелинейной среды и к формированию ударной волны огибающей [38]. Как правило, такие эффекты имеют место для интенсивных импульсов с исходной длительностью 5-10 фс. Другим ключевым ограничением для применения данного метода увеличения пиковой мощности к сверхмощным лазерным пучкам является распределение интенсивности в ближней зоне. При однородном распределении интенсивности уширение спектра происходит одинаковым образом для всех поперечных областей пучка и после коррекции фазы спектра распределение длительности по сечению пучка будет также однородным. При неоднородном – в области с большим значением интенсивности

уширение происходит более эффективно, чем в области с меньшей. Распределение длительности в пучке после временного сжатия будет неоднородным.

1.2.2 Временное сжатие интенсивных импульсов с частотной фазовой модуляцией в эксперименте

Экспериментальные исследования процессов уширения спектра и последующего временного сжатия с применением чирпирующих зеркал были выполнены на субпетаваттном лазерном комплексе PEARL. В качестве нелинейной среды, в которой происходит самомодуляция фазы и, как следствие, модификация частотного спектра использовался промышленный образец полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм. Выбор материала был обусловлен следующими факторами: неограниченная апертура с точки зрения лазерных пучков (>100 мм) при толщине образца менее 1мм; достаточно хорошее качество для работы на просвет [47]; низкая цена.

Принципиальная схема эксперимента представлена в работе [46]. 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 ~ 0.7. Измеренный спектр и автокорреляционная функция (АКФ) интенсивности исходного импульса представлены сплошными линиями на рис.4а,б соответственно.

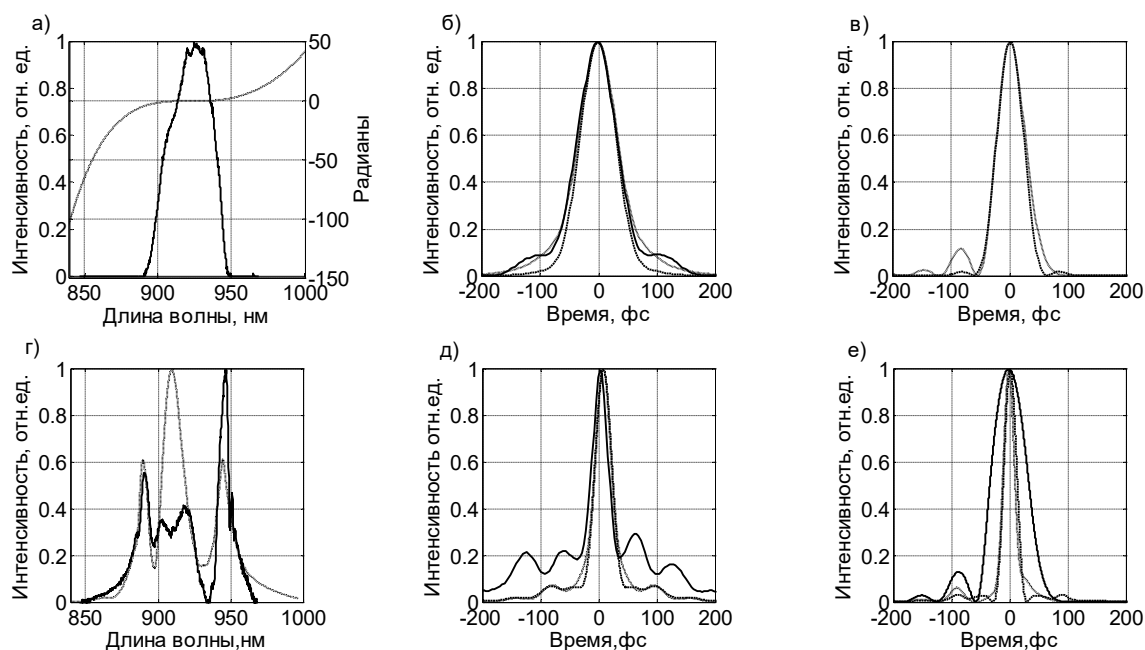


Рис. 4 а) измеренный спектр (сплошная) до нелинейного образца и подобранная спектральная фаза $\varphi(\Omega)$ (точки); б) АКФ интенсивности: исходного импульса в

эксперименте (сплошная), вычисленного от Фурье предела спектра (тире) и подобранного (точки); в) Профили подобранного импульса (точки) и Фурье предела от спектра (тире); г) уширенные спектры после нелинейного образца: 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).

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 настройке оптического компрессора. В связи с этим, фазу спектра будем искать, как и в теоретической части работы: $\varphi(\Omega) = \frac{\beta}{6}\Omega^3 + \frac{\delta}{24}\Omega^4$. 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. 4б). Профиль импульса, который соответствует такой фазе спектра, представлен на Рис. 4в. Его длительность 57 фс. Длительности измеренной и расчётной АКФ составляют 79 фс и 78 фс соответственно. В то же время, длительность спектрально ограниченного импульса (соответствующего спектру Рис. 4а) составляет 53 фс.

Оптический импульс, распространяясь в материальной среде (выходное окно компрессора толщиной 4мм, 1 м воздуха, 1 мм клин, дополнительный компенсатор дисперсии из плоскопараллельной пластины полиэтилентерефталата толщиной 1.5 мм) накапливает положительную частотную дисперсию групповой скорости. Материал окна К8, кварц КУ1 и воздух обладают соответствующими линейными дисперсиями $k_2=33.8 \text{ фс}^2/\text{мм}$, $28.6 \text{ фс}^2/\text{мм}$ и $18 \cdot 10^{-3} \text{ фс}^2/\text{мм}$ для центральной длины волны 920 нм. Зависимости показателей преломления от длины волны для кварца и стекол взяты из [96], а для воздуха из[97]. Суммарная величина положительной дисперсии, набранной импульсом при распространении от нелинейного образца до измерителя длительности, составляла: 362 фс^2 . Для коррекции фазы спектра применялись диэлектрические чирпирующие зеркала (производства UltraFast Innovations GmbH, Германия) с вносимой (при каждом отражении) аномальной дисперсией -100 фс^2 . Для реализации временного сжатия использовали шесть отражений от чирпирующих зеркал так, что суммарная аномальная дисперсия составляла -600 фс^2 . Таким образом, оставшаяся аномальная дисперсия

$\alpha_c = -238 \text{ фс}^2$ использовалась для коррекции фазы спектра, набранной в нелинейном образце из полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм. На Рис. 5 представлена зависимость отношения исходной длительности АКФ ($T_{ACF_{in}}$) к длительности АКФ (T_{ACF_c}) после коррекции квадратичной фазы спектра от параметра α (см. формулу 2). Зависимость вычислена для параметров эксперимента. Полученная в эксперименте точка со значением α_c близка к оптимальному положению на графике (-284 фс^2). Важно также отметить, что представленная (на Рис. 5) зависимость достаточно грубая. В связи с этим, даже серьезная ошибка в подборе параметра коррекции фазы спектра α не приводит к существенному уменьшению мощности компрессированного импульса. Например, ошибка в 100 фс^2 относительно оптимального значения приводит к уменьшению коэффициента увеличения пиковой мощности с 2.4 до 2.1.

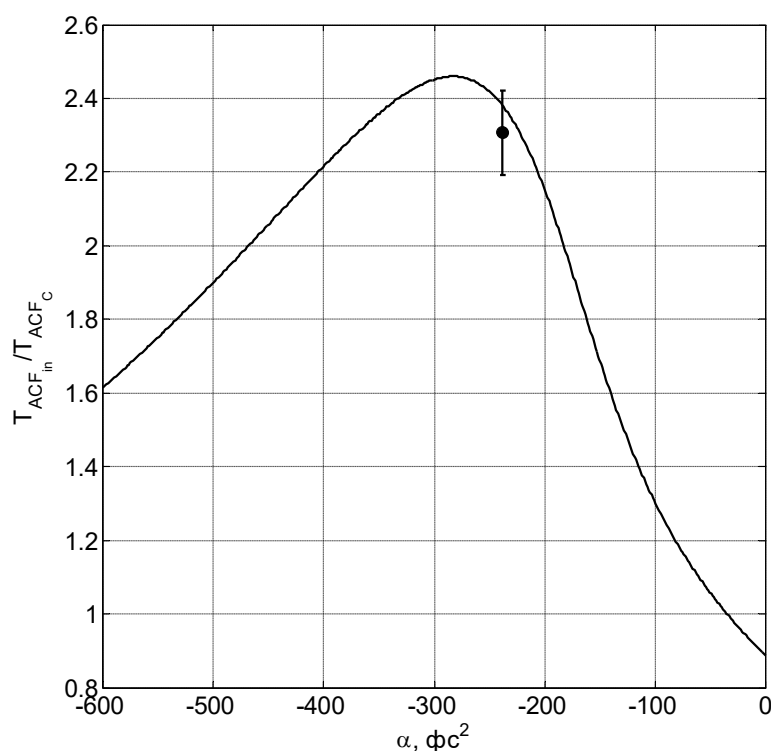


Рис. 5 Отношение длительностей исходной АКФ и АКФ после коррекции фазы спектра от параметра коррекции квадратичной фазы спектра α (сплошная), экспериментальная точка (круг).

На Рис. 4г 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. 4е 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.4е. Длительности расчетной и экспериментальной АКФ составляют 33 фс и 34 фс соответственно. Таким образом, в результате компрессии с использованием чирпирующих зеркал в эксперименте достигнуто сокращение длительности автокорреляционной функции АКФ (импульса) с 79 (57) фс до 34 (22) фс.

Пиковая интенсивность в среде достигала $\sim 1.5 \text{ ТВт/см}^2$, при этом накопленный В-интеграл составил ~ 3.1 . Для оценки В-интеграла использовали значение кубической нелинейности $6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$ [47].

Подчеркнем, что АКФ исходного импульса измерялась в области пучка не проходящей через нелинейный элемент, но испытавшей 6 отражений от чирпирующих зеркал. Несмотря на это, ошибка, получаемая при таком измерении длительности исходного импульса, несущественная для указанных экспериментальных параметров. Поскольку, добавление только квадратичной фазы с параметром частотной дисперсии -238 фс^2 к исходному спектру (Рис. 4а) увеличивает длительность от Фурье предела (53 фс) менее чем на 0.5 фс.

Важно отметить, что используемый в настоящей работе подход к увеличению пиковой мощности у оптических импульсов достаточно просто может быть адаптирован и для применения в стартовой части сверхмощных лазеров. В подтверждение этому приведем экспериментальные данные (см. Рис. 3) по сжатию импульсов на выходе стартовой части лазерного комплекса PEARL. В экспериментах использовалось лазерное излучение с центральной длиной волны 910 нм, диаметром ~ 20 мм, коэффициентом заполнения ~ 0.5 , энергией в импульсе ~ 20 мДж, длительностью 66 фс (Фурье предел 50 фс). Для уширения спектра использовался образец из полиэтилентерефталата толщиной 3 мм. Коррекция фазы спектра осуществлялась за счет отражения от системы чирпирующих зеркал с суммарной дисперсией -600 фс^2 . Для указанных параметров оценочное значение В-интеграла составило ~ 2.2 . В экспериментах реализовано сокращение длительности до 31-34 фс.

Несмотря на то, что рассмотренный метод подразумевает использование лазерных пучков с квазиплоским поперечным распределением интенсивности в пространстве, он также может быть адаптирован для излучения с 3D гауссовым распределением интенсивности [16, 80, 81]. Рассмотрим особенности его применения более подробно.

1.3. Временное сжатие интенсивных лазерных пучков с 3D гауссовым распределением интенсивности

1.3.1 Теоретическая модель

Ключевую роль в задаче о дополнительной временной компрессии оптических импульсов с гауссовым временным и пространственным распределением интенсивности является накопленная нелинейная фаза или В-интеграл:

$$B(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \gamma \cdot I(r, t, \xi) d\xi \quad (5)$$

здесь λ – центральная длина волны, γ – кубическая нелинейность, $I(r, t, \xi)$ – интенсивность, r – поперечная координата, L – толщина нелинейной среды, ξ – 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 стеклянную 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 постоянного значения результата произведения интенсивности на длину трассы распространения в нелинейной среде было минимальным. Далее, внеосевое параболическое зеркало может быть использовано для коллимации лазерного пучка. В результате оптическое излучение сохранит плоскую поперечную фазу, гауссов профиль интенсивности и накопит квазиоднородный В-интеграл по сечению пучка. Принципиальная схема представлена на Рис. 6.

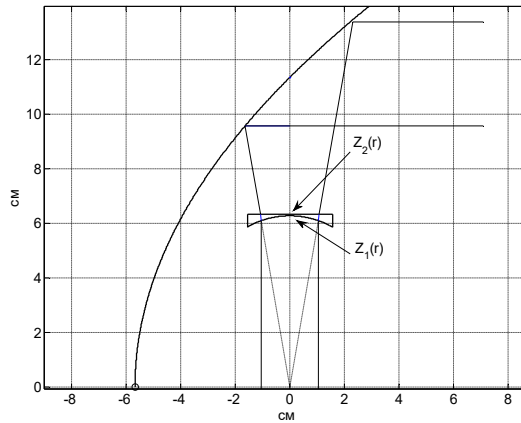


Рис. 6 Принципиальная схема квазиоднородного накопления В-интеграла гауссовыми пучками.

Оптимальная толщина линзы, радиусы кривизны входной и выходной поверхностей могут быть найдены с использованием приближения геометрической оптики и численного моделирования. Определим входную и выходную поверхности, как функции $z_1(r)$ и $z_2(r)$ (см. Рис. 6). Для сферических поверхностей указанные функции имеют следующий вид:

$$z_{1,2}(r) = \pm \sqrt{R_{1,2}^2 - r^2} \mp \left(\frac{d}{2} + R_{1,2} \right) + |F| \quad (6)$$

Здесь R_1, R_2 радиусы сферических поверхностей, d – толщина линзы, F – фокусное расстояние линзы. Определим пространственное распределение интенсивности:

$$I = I_o e^{-\frac{r^2}{R_{\perp}^2} - 4 \ln(2) \frac{t^2}{T^2}} \quad (7)$$

здесь I_o – пиковая интенсивность, R_{\perp} радиус гауссова пучка, t – время, T – длительность импульса по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности (FWHM). Минимальная толщина линзы должна выбираться исходя из требуемой величины В-интеграла, набираемого центральным лучом:

$$B_o = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma \cdot I_o \cdot d \quad (8)$$

В зависимости от поперечной координаты лучи накапливают В-интеграл:

$$B(r_1, t) = B_o \frac{\int_0^{L(r_1)} e^{-\frac{(r_1 + \Delta r(\xi))^2}{(R_1 + \Delta R(\xi))^2} - 4 \ln(2) \frac{t^2}{T^2}} d\xi}{d} \cong B_o \cdot e^{-\frac{r_1^2}{R_1^2} - 4 \ln(2) \frac{t^2}{T^2}} \cdot \frac{L(r_1)}{d} \quad (9)$$

здесь $L(r_1) = \sqrt{(r_2 - r_1)^2 + (z_2(r_2) - z_1(r_1))^2}$, $r_{1,2}$ – поперечные координаты входа и выхода луча.

В (9) сделано предположение, что лазерный пучок на выходной поверхности линзы увеличивает свой диаметр незначительно, т.е. $\Delta R/R \ll 1$. Задача по накоплению квазиоднородной нелинейной фазы гауссовым пучком сводится к задаче по минимизации разности $\min |B(r_1) - B_o|$ при фиксированных значениях переменной t и длительности T .

Варьируя радиусы кривизны входной и выходной поверхности линзы R_1, R_2 , становится возможным обеспечить квазиоднородное накопление нелинейной фазы по сечению пучка для заданных параметров излучения.

Рассмотрим минимизацию указанной разности на пространственных масштабах $|r_1| \leq R$ и $|r_1| \leq w = \sqrt{2} \cdot R$, соответствующих 63% и 86% полной энергии пучка. Выбор между пространственными масштабами R или w (или другим) должен определяться требованиями к отклонению длительности по сечению гауссова пучка.

В качестве примера рассмотрим гауссов пучок с $R_1 = 0.74$ см, $T = 30$ фс, энергией 100 мДж и центральной длиной волны 800 нм. Для указанных параметров пиковая интенсивность составляет 1.8 ТВт/см², толщина линзы $d = 0.63$ мм для стекла марки К8 (значение кубической нелинейности $\gamma = 3.35 \cdot 10^{-7}$ см²/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 . 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 внеосевое параболическое зеркало изображены на Рис. 6. На Рис. 7 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

(w) пространственных масштабов, в тоже время для плоскопараллельной пластины указанная величина составляет 63%.

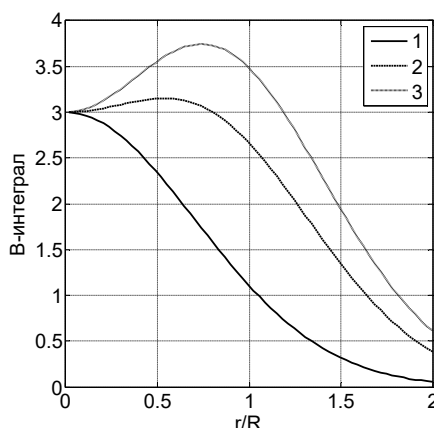


Рис. 7 Зависимости накопленного В-интеграла гауссовым пучком от нормированной поперечной координаты в плоскопараллельной стеклянной пластине (1), в дефокусирующей линзе оптимальной для пространственного масштаба R (2) и w (3).

Важно также отметить, что кубическая нелинейность приводит к проявлению самофокусировки, которая бывает двух типов: крупномасштабная и мелкомасштабная. Для указанных параметров лазерного излучения характерный пространственный масштаб, на котором проявляется крупномасштабная самофокусировка, составляет 30см, что значительно превосходит толщину линзы. Крупномасштабная самофокусировка оказывает влияние на расходимость лазерного пучка, но в рассмотренном случае не существенна. Пространственный масштаб, на котором проявляется мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ), определяется условием равенства В-интеграла единице. При этом, происходит усиление пространственных шумов в лазерном пучке, что является причиной пробоя оптических элементов. Для рассматриваемого случая ($B=3$) существует возможность повреждения линзы, однако, использование техники подавления ММСФ [66, 98] делает эту вероятность минимальной.

Кубическая нелинейность приводит к тому, что изначально спектрально-ограниченный импульс расширяет свой спектр и приобретает спектрально-фазовую модуляцию. Нелинейный чирп частоты может быть частично скомпенсирован за счет отражения излучения от дисперсионных зеркал. Как показано в [13, 98], даже коррекция только квадратичной составляющей фазы спектра позволяет значительно сократить длительность импульса. Математически, операция компенсации описывается формулой (2).

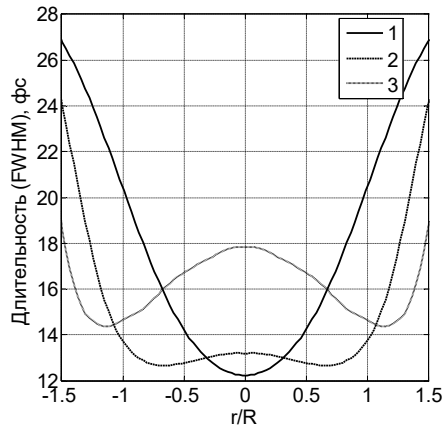


Рис. 8 Зависимости распределения длительности от нормированной координаты гауссова пучка после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра для случаев, когда В-интеграл был набран в плоскопараллельной стеклянной пластине (1) и в дефокусирующей линзе оптимальной для пространственного масштаба R (2) и w (3).

В общем случае, для нахождения распределения поля на выходе линзы в добавлении к законам геометрической оптики необходимо также учитывать эффект дисперсии групповых скоростей. Эволюция огибающей поля входного импульса описывается уравнением (1). Для рассмотренного оптического стекла значение параметра k_2 составляет $47.1 \text{ фс}^2/\text{мм}$. На Рис. 8 представлено распределение длительности импульса вдоль сечения гауссова пучка после коррекции квадратичной составляющей фазы частотного спектра. Для гауссова пучка, прошедшего через дефокусирующую линзу, параметр квадратичной дисперсии α был выбран таким, чтобы минимизировать длительность импульса на краю пучка, т.е. при ($r=R, w$) и для указанных параметров составил $-105 \text{ фс}^2 (-169 \text{ фс}^2)$. При рассмотрении уширения спектра гауссовым пучком в стеклянной плоскопараллельной пластине параметр α был выбран, чтобы минимизировать длительность в центре пучка и составил -65 фс^2 .

В соответствии с Рис. 8 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 7фс. Рассмотренная концепция квазиоднородной временной рекомпрессии 3D гауссовых пучков имеет важный недостаток, ограничивающий ее использование для более коротких лазерных импульсов. В задаче, важными становятся не только значения кубической нелинейности и показателя преломления, но и дисперсионные свойства стекла, поскольку дефокусирующая линза вносит в излучение групповую задержку, которая зависит от поперечной координаты. Различие между фазовой и групповой скоростью не позволяет скомпенсировать эффект в

полной мере. Однако, правильный выбор материала линзы позволяет значительно его минимизировать. Для рассмотренной линзы (оптимальной на масштабе R) групповая задержка центральной части относительно краев пучка ($r=R$) после прохождения дефокусирующей линзы и внеосевого параболического зеркала составляет не более длительности исходного импульса, в предположении, что телескоп сохраняет волновой фронт плоским. Отметим, что эффект может быть уменьшен при использовании техники описанной в [99], реализованной в условиях незначительного проявления эффектов кубической нелинейности.

В настоящем разделе проанализирован метод накопления квазиоднородной нелинейной фазы по сечению гауссова пучка с интенсивностью несколько ТВт/см² с использованием дефокусирующей линзы со сферическими поверхностями. Накопленный таким образом В-интеграл способствует квазиоднородному уширению спектра по сечению пучка, что может быть использовано для однородного временного сжатия с использованием внешних чирпирующих зеркал. С применением численных методов продемонстрирована возможность квазиоднородного временного сжатия гауссова импульса с 30 фс до 14(16) фс с отклонением 1.5(2) фс на радиусе, соответствующем 63 (86)% энергии полного пучка. В рамках рассмотренной модели техника временного сжатия может быть использована для любых трехмерных гауссовых импульсов. Для успешной экспериментальной реализации необходимо лишь обеспечить высокую стабильность распределения интенсивности в пространстве.

1.3.2 Экспериментальные результаты

Описанный в предыдущем разделе подход к реализации однородной по сечению пучка временной рекомпрессии был апробирован в экспериментах на лазерном комплексе ALLS (Advanced Laser Light Source), который находится в институте INRS (г. Монреаль, Канада). Принципиальная схема эксперимента представлена на Рис. 9.

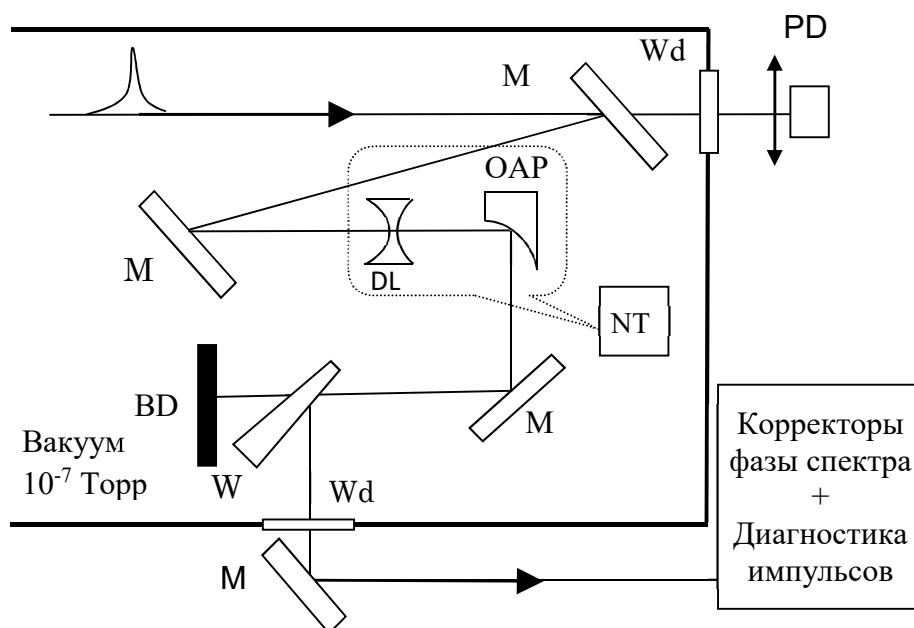


Рис. 9 Схема эксперимента по квазиоднородному временному сжатию 3D гауссовых лазерных импульсов. На рисунке DL – дефокусирующая линза, OAP – внеосевое параболическое зеркало, NT – нелинейный телескоп, PD – фотодиод, W – клин, Wd – выходное окно, BD – поглотитель импульсов.

Для временного сжатия использовались лазерные импульсы с 3D квазигауссовым распределением интенсивности в пространстве, центральной длиной волны 800 нм, длительностью 40-45 фс по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности (FWHM), энергией до 28 мДж и характерным радиусом пучка по уровню e^{-1} от максимального значения $R_{\perp} = 0.26$ см. В экспериментах пиковая интенсивность достигала значений 3.1 ТВт/см^2 . Здесь и далее будем называть дефокусирующую линзу и параболическое зеркало (см. Рис. 9), используемые для квазиоднородного уширения спектра по сечению пучка, нелинейным телескопом. Профили пучка в ближней и дальней зонах до и после нелинейного телескопа, их поперечные срезы, а также результат аппроксимации гауссовой функцией представлены на Рис. 10.

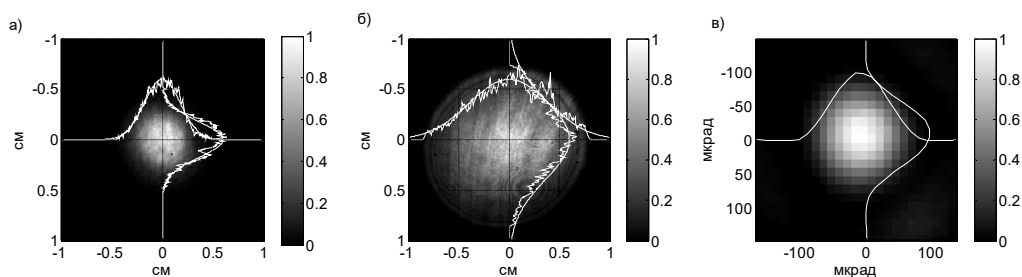


Рис. 10 Распределение интенсивности в ближней зоне а) до и б) после нелинейного телескопа, в) дальняя зона пучка после нелинейного телескопа. Сплошные линии – срезы пучка и аппроксимация функцией Гаусса.

Нелинейный 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 $k_2=223 \text{ фс}^2/\text{мм}$ и кубической нелинейности. В данном разделе, для оценок использовалось значение $\gamma=9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$, полученное с использованием эмпирической формулы [100]. При его получении было учтено, что формула дает систематически завышенные значения примерно на 30 % при γ превышающих $3.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$ [101]. Отметим также, что значение было уточнено в последующих экспериментах (представленных ниже) и его корректная величина составляет $2.49 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{ГВт}$ [16].

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 фс^2 . Измеренные распределения спектра исходного импульса и импульса после нелинейного телескопа в различных точках по сечению пучка представлены на Рис. 11.

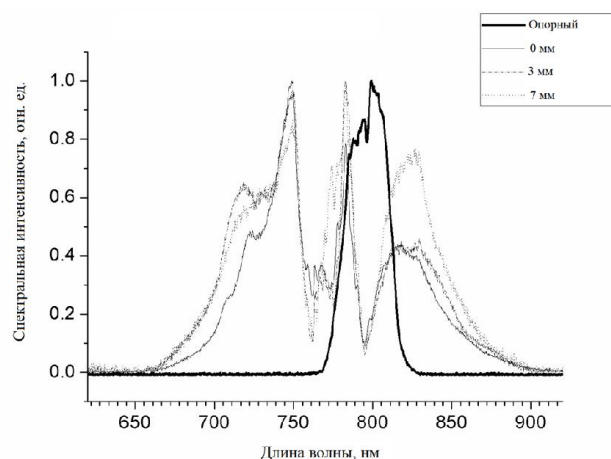


Рис. 11 Спектральная интенсивность исходного импульса (опорный) и импульса с уширенным спектром в центральной части пучка (0), а также в 3 мм и 7 мм от центра.

Измеренные спектры в различных точках пучка, прошедшего через нелинейный телескоп, имеют схожую топологию. Уширение спектра происходит практически идентично для различных областей поперечного квазигaussianового распределения интенсивности. Для измерений применялся одномерный спектрограф, произведенный компанией Ocean Optics. 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 (см. Рис. 12).

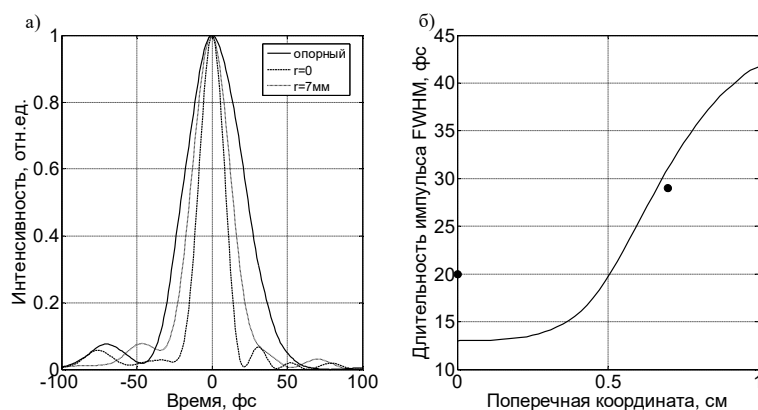


Рис. 12 а) Профили распределения интенсивности исходный (опорный), компрессированный в центральной области пучка $r=0$ мм и в 7 мм от центра; б) зависимость распределения длительности от поперечной координаты: сплошная линия результат численного моделирования, точки – экспериментальные результаты.

Отличие экспериментальных результатов от результатов численного моделирования (Рис. 12б) может быть объяснено неполной коррекцией фазы спектра в экспериментах, поскольку длительность спектрально ограниченного импульса соответствующего распределению спектра в центральной части пучка (см. Рис. 11) составляет 14 фс. Отметим, что теоретическая кривая распределения длительности по сечению пучка была получена при решении уравнения, учитывающего не только дисперсионные эффекты и кубическую нелинейность, но и эффект самоукручения фронта, т.е. решалось уравнение вида:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma_1 |A|^2 A + \frac{3\pi \cdot \chi^{(3)}}{n \cdot c} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) = 0 \quad (10)$$

Максимальное значение В-интеграла в экспериментах составило 4.5. Отклонение его значения на радиусе пучка не превосходит 25% для уровня энергии 28 мДж. В соответствии с результатами численного моделирования отклонение В-интеграла от постоянного значения может быть уменьшено до 10%.

Приведем 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 ГВт/см². В качестве нелинейного элемента использовалась плоско-вогнутая линза из материала ТФ12. Толщина линзы в центральной части составляла 0.3 мм, радиус входной поверхности 110 мм, фокусное расстояние -140 мм. После прохождения через линзу лазерный пучок был коллимирован 90° внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 190 мм. После прохождения нелинейного телескопа размер лазерного пучка составлял 50 мм по уровню $1/e^2$. Коэффициент пропускания нелинейного телескопа составил 85% по энергии, при этом линза имела антиотражательное покрытие, а поверхность параболического зеркала была покрыта золотом. Как и в предыдущих экспериментах, нелинейный телескоп размещался в вакууме. Стадия коррекции фазы спектра и временная диагностика располагалась на воздухе. Для ослабления пучка перед выходом на воздух использовался кварцевый клин, отражавший под 45° 0.6% р-поляризованного лазерного излучения. Окно, разделяющее вакуум и воздух, было изготовлено из плавленого кварца. Его толщина составляла 1 мм. Для диагностики временного распределения интенсивности использовался TG-FROG (Transient-Grating Frequency-Resolved-Optical-Grating). Для подавления мелкомасштабной самофокусировки

в процессе самомодуляции фазы использовался метод описанный в [66], где для фильтрации хорошо усиливаемых гармонических возмущений было предложено использовать распространение пучка в свободном вакуумируемом пространстве. Безопасное расстояние между последним отражающим зеркалом и проходным оптическим элементом может быть найдено в соответствии с:

$$L = D \cdot \sqrt{\frac{1 - 2 \cdot \gamma \cdot I \cdot n}{8 \cdot \gamma \cdot I \cdot n}} \quad (11)$$

Здесь, D – диаметр лазерного пучка, γ – коэффициент кубической нелинейности, I – интенсивность, n – показатель преломления. Для используемых в экспериментах параметрах ($n = 1.7$, $\gamma = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{ГВт}$, $I = 836 \text{ ГВт}/\text{см}^2$ и $D = 38.4 \text{ мм}$) безопасное расстояние должно превышать 19 см, что было достаточно просто реализовать в экспериментах.

Исходный и уширенный спектры представлены на Рис. 13а. Уширенный спектр измерялся в ослабленной реплике пучка. Длительность спектрально ограниченного импульса, соответствующего уширенному спектру, составляет 13 фс.

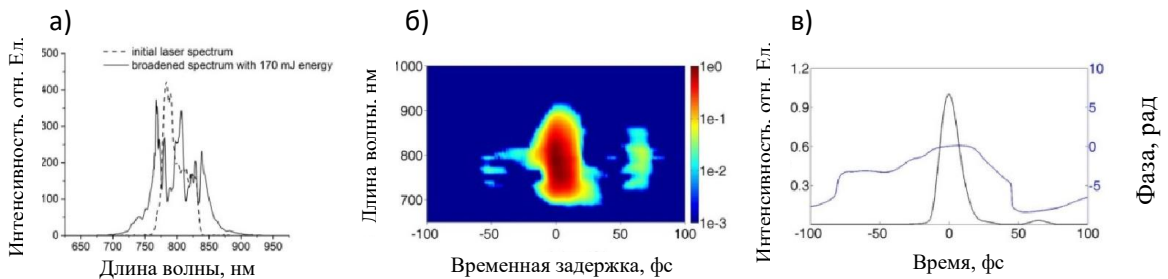


Рис. 13 а) Спектры лазерных импульсов до и после нелинейного телескопа при энергии исходного импульса 170 мДж б) спектрально-временная диаграмма распределения интенсивности компрессированных импульсов (измерена с использованием TG-FROG); в) восстановленная форма импульса и фаза.

Стадия коррекции фазы спектра включала в себя четыре пары chirpiрующих зеркал. Каждая пара вносит отрицательную групповую задержку (GDD group-delay dispersion) - 55 фс^2 . В результате суммарное значение параметра α (см. формулу (2)) составило -220 фс^2 . Для обеспечения наименьшей длительности импульса после системы chirpiрующих зеркал была установлена плоскопараллельная пластина из материала SF10 толщиной 1мм. Пластина использовалась для внесения дополнительной положительной дисперсии величиной 155 фс^2 , поскольку вносимая зеркалами дисперсия была избыточна.

Учтем, что кварцевое окно толщиной 1 мм на выходе вакуумной камеры вносит 36 фс^2 и пробег по воздуху $\sim 1 \text{ м}$ добавляет 20 фс^2 . В результате используемая отрицательная дисперсия для коррекции фазы спектра составляла лишь -9 фс^2 . На Рис. 13в представлена восстановленная форма импульса из измеренной с использованием TG-FROG спектрально-временной диаграммы распределения интенсивности. Длительность импульса составила 16 фс по уровню $\frac{1}{2}$ распределения интенсивности.

После того, как была достигнута временная рекомпрессия в центральной области пучка, также были выполнены эксперименты по измерению длительности в разных точках сечения пучка с шагом 2.5 мм . Результаты представлены на Рис. 14.

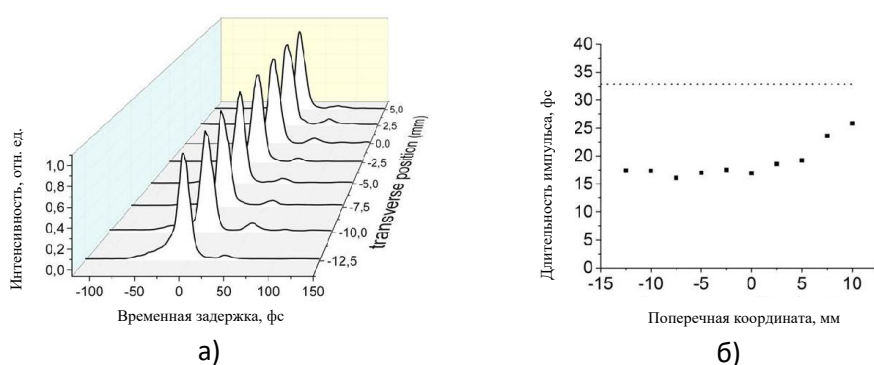


Рис. 14 Распределение длительности по сечению пучка а) Экспериментальные распределения интенсивности, полученные с использованием TG-FROG; б) зависимость длительности восстановленного импульса от поперечной координаты (квадраты), линия из точек – длительность исходного импульса.

Распределения интенсивности от временной задержки, полученные с использованием TG-FROG содержат незначительный постимпульс для всех измеренных поперечных положений. Его наличие связано с оставшейся не скомпенсированной фазой более высокого порядка. Согласно Рис. 14б распределение длительности находится между 16 фс и 18 фс в области более чем 17.5 мм . Поведение длительности асимметрично относительно центра пучка. Это связано с отличием используемого в экспериментах распределения от гауссового.

Таким образом, были выполнены эксперименты по реализации квазиоднородного временного сжатия интенсивных лазерных импульсов с квазигауссовым распределением интенсивности в пространстве. Показано, что использование дефокусирующей линзы позволяет получить уширение спектра по сечению пучка одинаковым образом. В

экспериментах продемонстрировано практически двукратное сокращение длительности по отношению к длительности исходного излучения.

1.4 Временное сжатие выходных импульсов петаваттных лазеров с усилителями на неодимовом стекле

Особый интерес представляет использование техники временного сжатия для петаваттных лазерных импульсов с кДж уровнем энергии. Наиболее яркие примеры таких лазеров являются Texas Petawatt Laser [102], а также лазерный комплекс PETAL[35, 36], расположенный в пригороде г. Бордо, Франция. В обоих лазерах используется метод усиления chirпированных импульсов, реализованный в лазерном стекле допированном неодимом. Приведем параметры выходного излучения лазера PETAL: поперечный размер пучка ~ 400 мм, центральная длина волны 1053 нм, а длительность импульса короче 0.5 пс. Пиковая мощность в лазерном импульсе составляет ~ 2 ПВт.

Приведем результаты численного моделирования процессов уширения спектра и последующего временного сжатия в образце из плавленого кварца толщиной 3 мм. Кубическая нелинейность плавленого кварца составляет $2.43 \cdot 10^{-7}$ см²/ГВт [16, 103], а параметр дисперсии групповых скоростей $k_2 = 20.1$ фс²/мм. Будем считать, что на входе в нелинейную среду импульс имеет гауссовую форму с длительностью 500 фс (FWHM интенсивности) и является спектрально-ограниченным, энергия в импульсе 1 кДж, а поперечный размер пучка 400 мм. Для указанных выше параметров и в предположении того, что поперечное распределение интенсивности в пространстве является плоским, пиковая интенсивность такого излучения составляет 1.5 ТВт/см². Распространяясь в образце из плавленого кварца, импульс накапливает В-интеграл равный 6.5 рад.

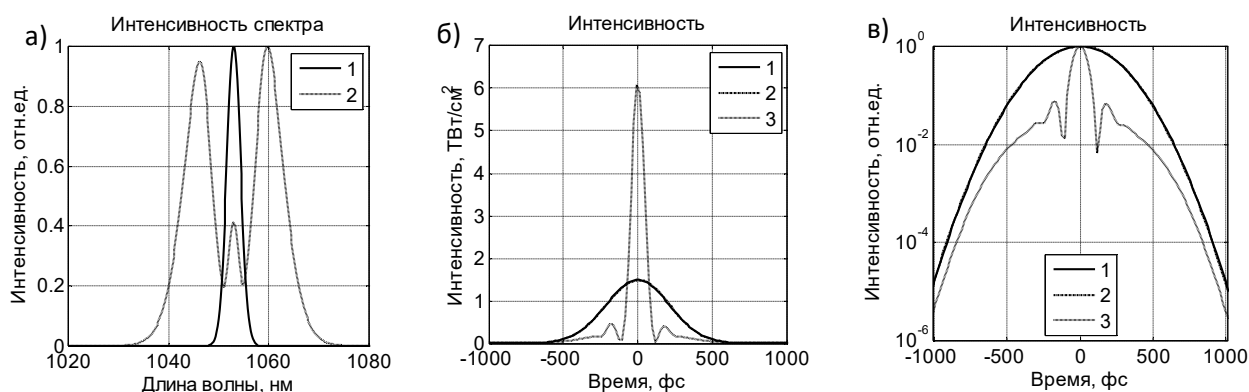


Рис. 15 а) спектральные распределения интенсивности; б) в) временные профили интенсивности; 1 – исходный, 2 – на выходе нелинейной среды и 3 – после коррекции квадратичной составляющей фазы;

На Рис. 15а представлены распределения интенсивностей спектров исходного импульса и импульса после прохождения через нелинейный элемент из кварца. Кубическая нелинейность (В-интеграл, в частности) приводит к уширению спектра и его модуляции. В тоже время различие распределений интенсивностей во времени до и после нелинейного элемента незначительное (см. рис. Рис. 15 б,в). Коррекция квадратичной составляющей фазы у выходного излучения позволяет сократить длительность импульса до 108 фс и увеличить пиковую интенсивность до уровня 6 ТВт/см² в нефокусированном пучке. В этом случае параметр GDD, приводящий к наибольшему увеличению пиковой мощности, составляет $\alpha = -10^4 \text{ фс}^2$. В экспериментах такая коррекция фазы может быть реализована с использованием коммерчески доступных чирпирующих зеркал с аномальной дисперсией групповых скоростей.

Важно отметить, что данный метод увеличивает ближний временной контраст излучения (см. Рис. 15в), при этом дальний остается прежним. Хорошо известно, что дальний временной контраст можно увеличить существенным образом) благодаря использованию процесса генерации второй гармоники (ГВГ), который будет рассмотрен ниже.

Метод временного сжатия лазерных импульсов, примененный к существующим лазерным импульсам с кДж уровнем энергии, позволит в экспериментах достичь пиковой мощности до 8-10 ПВт.

1.5 Двухкаскадное временное сжатие для генерации импульсов петаваттного уровня мощности длительностью в один период светового поля

Логичным продолжением рассмотренной техники сокращения длительности является использование двух [10] и более последовательных стадий временного сжатия. Принципиальная схема представлена на Рис. 16.

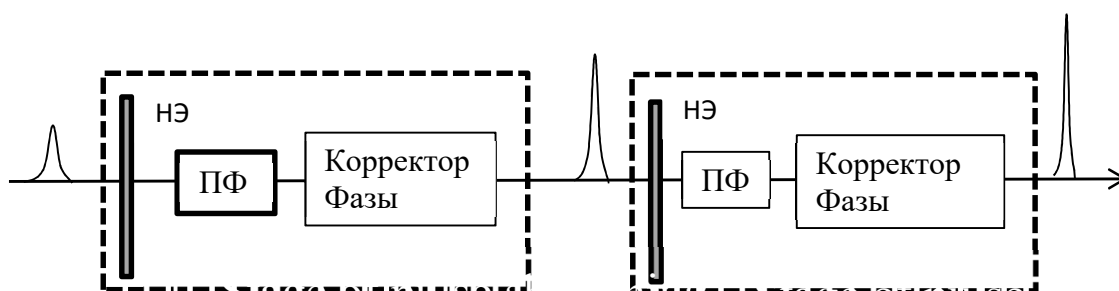


Рис. 16 Принципиальная схема использования двух стадий временного сжатия с использованием эффекта самомодуляции фазы. Здесь НЭ – нелинейный элемент, ПФ – пространственный фильтр.

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. 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, Apollon [104, 105], ALLS[93] и другие), поскольку делает возможным получение сверхмощного излучения с длительностью в один период осцилляций поля [10]. Ниже представлены результаты численного трехмерного моделирования использования двух стадий временного сжатия. Предполагалось, что исходный импульс обладает параметрами, соответствующими выходному излучению петаваттного канала лазера Apollon: центральная длина волны 800 нм, длительность излучения 16 фс, диаметр пучка 14 см энергия в импульсе до 15 Дж, поперечное распределение пучка квазиплоское, спектральная фаза плоская. В этом случае значения пиковой интенсивности в несфокусированном пучке достигают 6.5 ТВт/см^2 . В процессе моделирования решалось уравнение (10), а 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 и -3.8 фс^2 . Пиковые значения интенсивности достигают 16 и 34 ТВт/см^2 , при этом накапливаемый В-интеграл соответственно равен 3.7 и 2.2.

Поперечные распределения интенсивности в ближней и дальней зонах исходного модельного излучения, а также после первой и второй стадии временного сжатия представлены на Рис. 17.

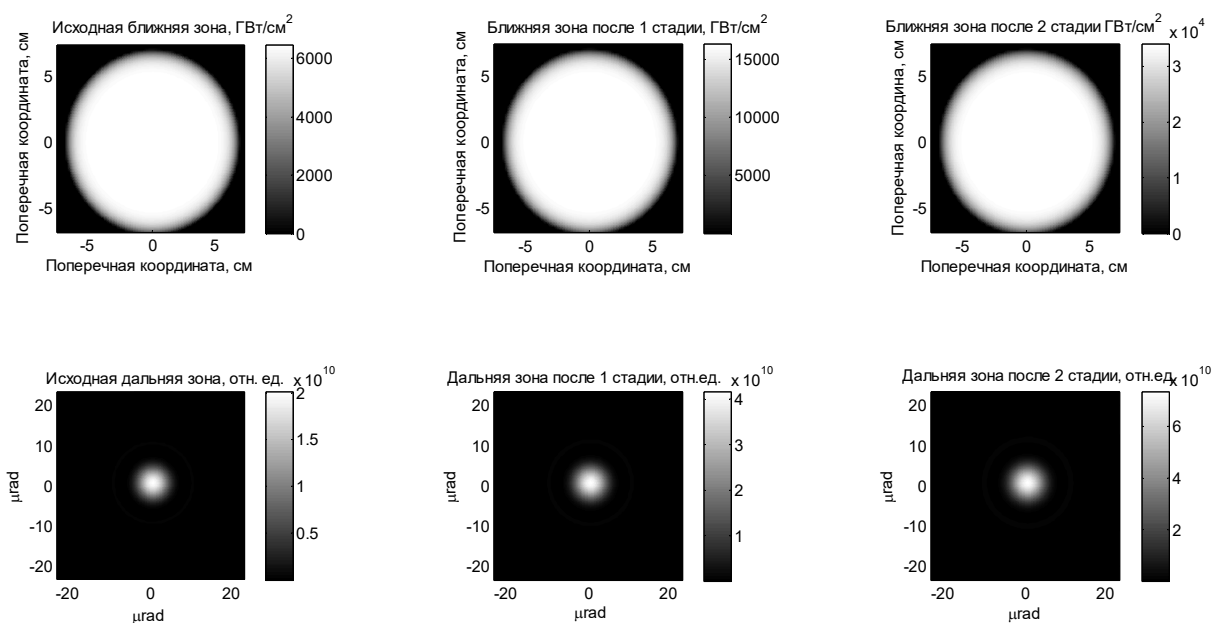


Рис. 17 Распределения интенсивности в ближней и дальней зонах исходного излучения, а также после первой и второй стадии временного сжатия.

Распределения интенсивности в зависимости от пространственной координаты (угла) в ближней (в дальней) зоне и времени представлены на Рис. 18. Интегральные характеристики представлены на Рис. 19. Согласно приведенным результатам для модельного пучка не происходит существенного искажения распределения интенсивности в ближней и дальней зонах. Временной профиль импульса (Рис. 18 и Рис. 19) как после первой, так и после второй стадий сжатия имеет искажения на переднем фронте.

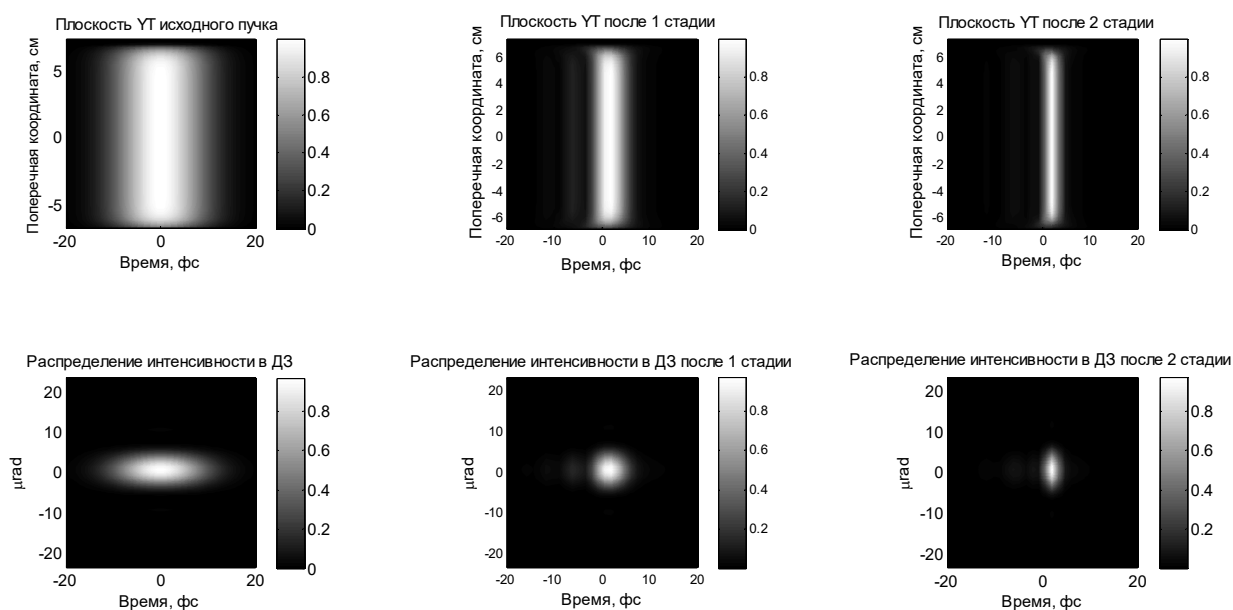


Рис. 18 Распределения интенсивности исходного импульса, а также после первой и второй стадий временного сжатия.

Их природа связана как с не стационарностью кубической поляризации, так и не полной компрессией фазы спектра (см. формулы (2) и (10)). Также, стоит отметить что уширение спектра (см. Рис. 19) носит несимметричный характер.

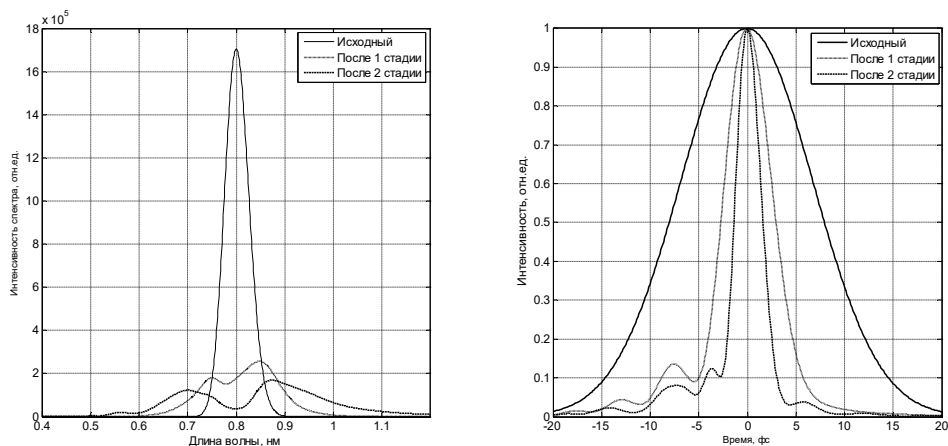


Рис. 19 Распределения интенсивности а) спектра б) во времени у исходного импульса, после первой и второй стадии временного сжатия

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, также, что для излучения с центральной длиной волны 800 нм период осцилляций поля составляет 2.6 фс. Отметим, что аналогичное моделирование было выполнено в работе [10], где было 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 первой и второй стадий временного сжатия. Таким образом, использование данного подхода открывает возможность для получения импульсов петаваттного уровня мощности длительностью в один период осцилляций поля.

1.6 Метод определения коэффициента кубической нелинейности

Рассматриваемый в настоящем разделе метод определения коэффициента кубической нелинейности γ , основан на измерениях уширения спектра интенсивных лазерных импульсов после их распространения в среде с кубической нелинейностью. Предлагаемый подход может быть использован как альтернатива методу z-scan [106-108] или прямыми измерениями фазы лазерных импульсов [103].

Для проведения экспериментов по уширению спектра использовались лазерные импульсы со следующими параметрами: центральная длина волны 800 нм, длительность импульсов 40 фс, максимальная энергия в импульсе 30 мДж. В соответствии с измеренным спектром исходного импульса (см. Рис. 11) длительность Фурье предела составляла 36 фс. Диаметр

по уровню $1/e^2$ составлял $2 \cdot w_0 = 10$ мм. Пиковая интенсивность ~ 66 ГВт/см² на каждый мДж энергии. Значение максимальной пиковой интенсивности составляло ~ 2 ТВт/см². Пиковая интенсивность рассчитывалась в соответствии со следующей формулой:

$$I_0 = \sqrt{16 \ln 2 / \pi^3} W / (\tau_{FWHM} w_0^2) \quad (12)$$

Для того, чтобы избежать влияние воздуха на процесс самомодуляции в нелинейном образце, он был размещен в вакуумной камере. Для измерений уширенного спектра использовалась ослабленная реплика лазерного пучка. Измерения проводились на воздухе. В качестве образцов исследовались: стекло марки ТФ 12, толщиной 0.2 мм и кварцевая пластина толщиной 3 мм. Результаты уширения спектра в 3 мм плавленного кварца представлены на Рис. 20а).

Хорошо известно, что кубическая нелинейность изменяет показатель преломления, делая его зависимым от интенсивности: $n(t) = n_0 + \gamma \cdot I(t)$. Здесь n_0 – линейная часть показателя преломления, γ – коэффициент кубической нелинейности. Как упоминалось ранее, ключевую роль в уширении спектра играет В-интеграл (см. формулу (5)). В случае если интенсивность незначительно изменяется по мере распространения в среде, то интеграл может быть заменен произведением: $B = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \gamma \cdot I \cdot L = k_0 \cdot \gamma \cdot I \cdot L$, здесь L – толщина нелинейной среды, $k_0 = 2\pi/\lambda$.

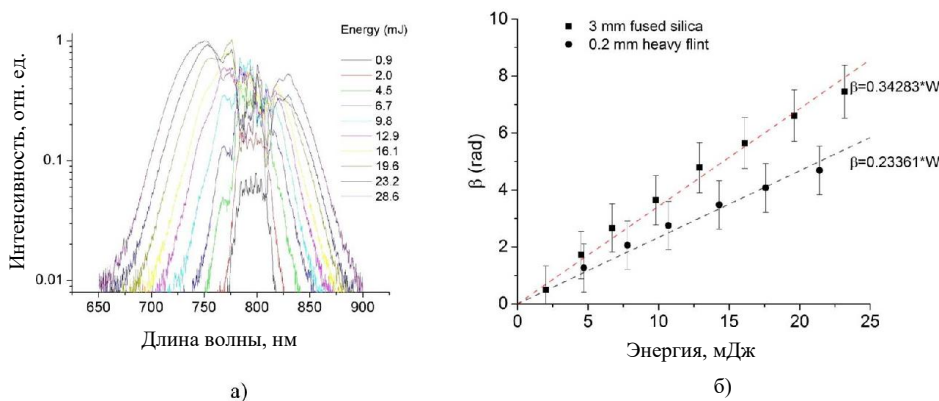


Рис. 20 а) Уширенные спектры в 3 мм пластине из плавленного кварца при различных энергиях б) зависимости ширины спектра от энергии импульса для плавленного кварца (квадраты) и для стекла марки ТФ12 (круги) и их линейные аппроксимации.

Отклонение частоты может быть найдено в соответствии со следующей формулой:

$$\omega_{inst} = \omega_0 - \gamma \cdot k_0 \cdot z \frac{d(I(t))}{dt} \quad (13)$$

Если предположить, что распределение интенсивности во времени исходного импульса описывается гауссовой функцией $I(t) = I_0 \exp(-2at^2)$, где длительность по уровню $\frac{1}{2}$ связана с параметром a , следующим образом $\tau_{FWHM} = \sqrt{2 \ln 2 / a}$, то изменение частоты может быть записано в следующем виде:

$$\omega_{inst} = \omega_0 + 4a \cdot B \cdot t \cdot \exp(-2 \cdot a \cdot t^2) \quad (14)$$

Согласно (14) максимальное и минимальное отклонение частоты достигается при $t_{max,min} = \pm \sqrt{1/4a}$. Подставляя значения для $t_{max,min}$ в (14) и учитывая, что спектр имеет конечную ширину при отсутствии эффектов кубической поляризации ($\lambda_{max0} - \lambda_{min0}$) нетрудно найти связь величины В-интеграла с шириной модифицированного спектра:

$$B = \tau_{FWHM} \pi c \sqrt{\frac{e}{8 \ln 2}} \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{min0}} - \frac{1}{\lambda_{max}} + \frac{1}{\lambda_{max0}} \right) \quad (15)$$

В предположении, что длительность импульса и диаметр пучка в процессе распространения в нелинейной среде остаются постоянными, коэффициент кубической нелинейности γ может быть записан следующим образом:

$$\gamma = \frac{b}{8} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \frac{\lambda_0 \cdot \tau_{FWHM} \cdot w_0^2}{L} \quad (16)$$

Здесь, b – коэффициент связи В-интеграла и энергии, находится из экспериментальных данных по уширению спектра (см. Рис. 206). Ширина спектра измерялась по уровню 1% от максимального значения.

В соответствии с Рис. 206 и формулой (16) значения коэффициентов кубической нелинейности для стекла марки ТФ 12 и плавленного кварца составили

$\gamma = 2.49 \pm 0.1 \times 10^{-6} \text{ см}^2 / \text{ГВт}$ и $\gamma = 2.43 \pm 0.1 \times 10^{-7} \text{ см}^2 / \text{ГВт}$. Величина кубической нелинейности для плавленого кварца достаточно хорошо согласуются с представленным в литературе значением $\gamma = 2.48 \pm 0.23 \times 10^{-7} \text{ см}^2 / \text{ГВт}$ [109, 110]. Коэффициент кубической нелинейности для стекла марки ТФ 12 практически на порядок превышает значение для плавленого кварца.

1.7 Полиэтилентерефталат – новый нелинейно-оптический материал

Полиэтилентерефталат - в аморфном состоянии твёрдое, прозрачное вещество и белое, непрозрачное в кристаллическом состоянии. Продемонстрируем возможность использования для лазерной физики и нелинейной оптики изготовленного для бытовых нужд листового полиэтилентерефталата. С этой целью представим результаты измерений неоднородности оптической толщины, спектрального коэффициента пропускания и максимального уровня вносимой деполяризации.

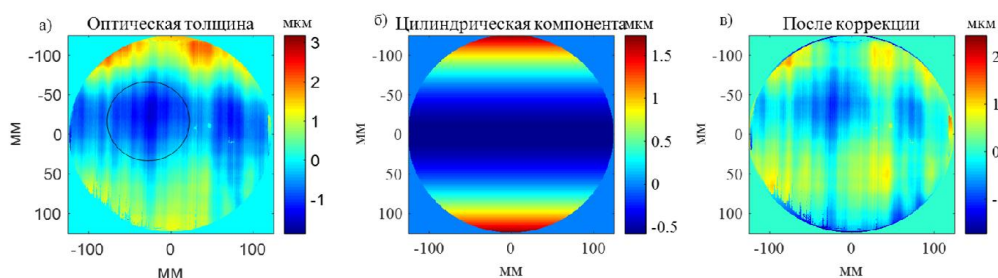


Рис. 21 а) Распределение относительной оптической толщины полиэтилентерефталата на апертуре 250 мм; б) цилиндрическая компонента в) распределение оптической толщины при коррекции цилиндрической компоненты.

Из листа размером 1x2м толщиной 0.7 мм был вырезан образец апертурой 250x250 мм. Результат измерения оптической толщины образца с использованием интерферометра представлен на Рис. 21а). Согласно Рис. 21а) среднеквадратичное отклонение (СКВО) оптической толщины образца на апертуре 250 мм составляет 0.73 мкм. В распределении оптической толщины содержатся связанные с технологией производства периодические структуры и цилиндрическая составляющая. Фазовые aberrации (в частности цилиндрическая линза), возникающие в результате распространения лазерного пучка через такой образец, могут быть частично скомпенсированы с использованием адаптивных зеркал. Отметим, что после коррекции цилиндрической компоненты в распределении оптической толщины Рис. 21в) СКВО уменьшается до уровня 0.45 мкм, а при использовании выделенной на Рис. 21а) области диаметром 100 мм СКВО оптической толщины составляет всего 0.3 мкм.

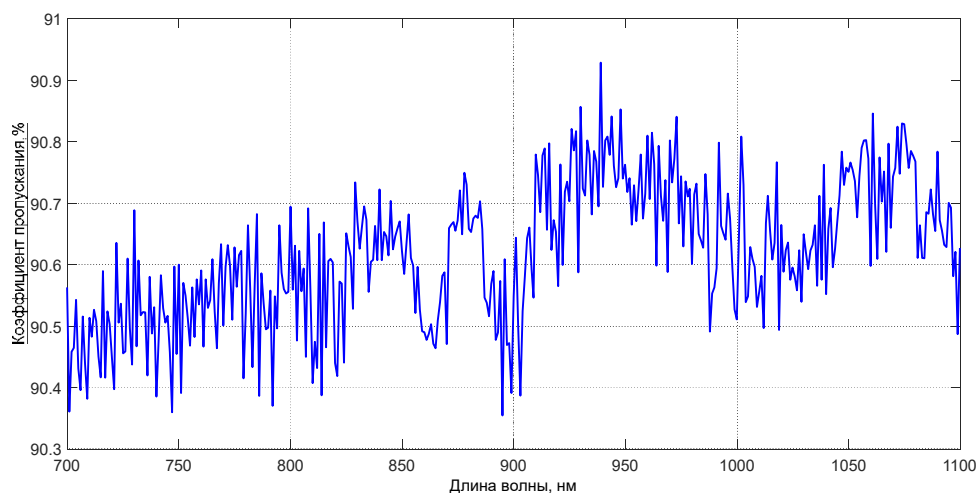


Рис. 22 Коэффициент пропускания плоскопараллельной пластины полиэтилентерефталата толщиной 0.5мм в зависимости от длины волны.

С использованием широкополосного источника света исследовано спектральное пропускание пластикового образца толщиной 0.5 мм. Результаты измерений представлены на Рис. 22. Энергетические потери в образце связаны в первую очередь с отражением Френеля на первой и второй гранях. Отметим, что показатель преломления имеющегося образца полиэтилентерефталата для длины волны 0.63мкм составил $n=1.626$.

Расположив образец между скрещенными поляризаторами, мы измерили деполаризацию, которую листовой полиэтилентерефталат вносит в проходящий лазерный пучок. В качестве источника использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 1.06 мкм, а в качестве поляризаторов шпатовые клинья. Мы перемещали образец в поперечном направлении, а также вращали его вокруг оси z, изменяя его ориентацию относительно поляризации излучения. Степень деполаризации была практически одинакова во всех точках поперечного сечения и сильно зависела от ориентации пластика по отношению к поляризации лазерного излучения. По-видимому, это связано с однородно-распределенными механическими напряжениями в пластике, образовавшимися в процессе его производства. Максимальная степень деполаризации (собственные поляризации образца ориентированы под 45 градусов ко входной поляризации) не значительно изменялась от образца к образцу и ее значение не превосходило 7%, т.е. 93% мощности прошедшего излучения было в исходной поляризации. Когда собственные поляризации образца были параллельны входной поляризации, мощность деполаризованной компоненты была меньше шумов измерителя, поэтому точное значение измерить не удалось, однако степень деполаризации была менее 0.02%. В этом случае, деполаризацией излучения в полиэтилентерефталате можно пренебречь.

Из нелинейных свойств полиэтилентерефталата ограничимся кубической нелинейностью и связанным с ней эффектом самомодуляции фазы и уширения спектра. Уширение спектра в среде определяется как значением накапливаемого В-интеграла, так и наличием оставшейся некомпенсированной фазы у исходного импульса. Важно подчеркнуть, что процесс уширения спектра в одной и той же среде у импульсов с одинаковой интенсивностью, но с наличием или отсутствием фазовой модуляции происходит по-разному.

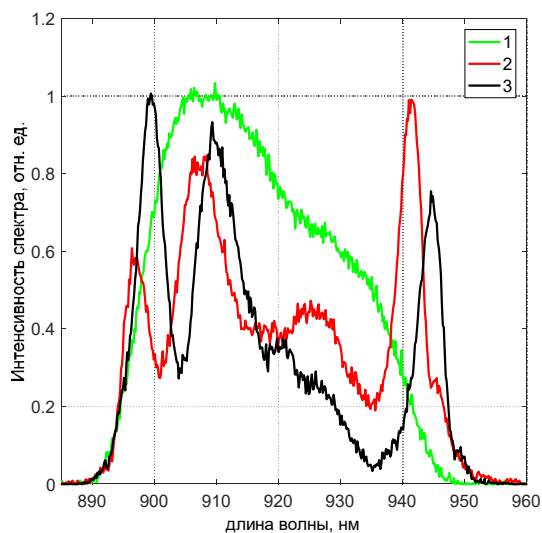


Рис. 23 Спектральная интенсивность (1) исходного импульса, (2) прошедшего через полиэтилентерефталат толщиной 0.7 мм и (3) кварц толщиной 1.7 мм

Для наблюдения нелинейных свойств полиэтилентерефталата использовалось излучение стартовой части петаваттного фемтосекундного лазерного комплекса PEARL [37] со следующими параметрами: энергия в импульсе 1 мДж, длительность 70 фс, интенсивность 1.3 ТВт/см^2 . Непосредственно за исследуемым образцом располагался спектрометр для регистрации частотного спектра излучения. На Рис. 23 приведены исходный и уширенные частотные спектры излучения, прошедшего через кварц толщиной 1.75 мм и полиэтилентерефталат толщиной 0.7 мм.

Величина В-интеграла в кварце ($\gamma=2.42 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$) при интенсивности 1.3 ТВт/см^2 составляет 3.8. Как видно из Рис. 23, топология уширенных спектров в кварце и полиэтилентерефталате совпадает, уширение спектра в образцах из кварца и полиэтилентерефталата отличается незначительно. Следовательно, в соответствии с (формулой (5)) отношение кубических нелинейностей этих двух сред примерно равно отношению толщин образцов, т.е. γ полиэтилентерефталата превосходит значение γ кварца примерно в 2 раза. Определение более точного значения кубической нелинейности полиэтилентерефталата требует проведения дополнительных исследований. Важно

отметить, что видимых повреждений пластикового образца в процессе выполнения экспериментов по уширению спектра фемтосекундного излучения с пиковой интенсивностью, превышающей 1 ТВт/см^2 не было обнаружено.

1.8 Использование нелинейного интерферометра Маха-Цендера для повышения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов

Двухлучевой интерферометр Маха-Цендера широко используется для прецизионных измерений фазовых неоднородностей, приобретаемых лазерным пучком в одном из его каналов. Схема интерферометра представлена на Рис. 24. В тоже время данный тип интерферометра может быть использован для повышения временного контраста [32]. Приведем простейшую модель интерферометра для демонстрации возможности увеличения временного контраста.

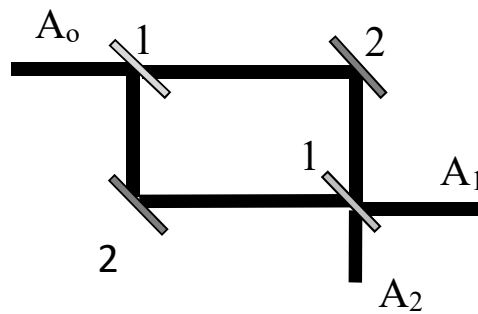


Рис. 24 Принципиальная схема интерферометра Маха-Цендера: 1 – проходной оптический элемент с коэффициентами отражения R и пропускания T , 2 – зеркало, A_0 , A_1 , A_2 – исходное поле, поля в соответствующем плече.

При распространении лазерного импульса в проходных оптических элементах интерферометра (см. Рис. 24) он накапливает нелинейную фазу (B – интеграл). Предположим, что оба проходных элемента (1) имеют одинаковые коэффициенты пропускания T и отражения R такие, что $R+T=1$, а зеркала (2) не вносят потерь, тогда интенсивности на выходе плеч интерферометра могут быть представлены в следующем виде:

$$I_1 = \frac{c}{8\pi} |A_1|^2 = \left(2 \cdot (1-R) \cdot R + 2 \cdot (1-R) \cdot R \cdot \cos(\Delta\varphi_{L1} + B_1(t) - B_3(t)) \right) \cdot I_0$$

$$I_2 = \frac{c}{8\pi} |A_2|^2 = \left(R^2 + (1-R)^2 + 2 \cdot (1-R) \cdot R \cdot \cos(\Delta\varphi_{L2} - (B_1(t) + B_2(t))) \right) \cdot I_0$$

(17)

Здесь $\Delta\phi_{L1}, \Delta\phi_{L2}$ – линейные разности фаз, $V_1(t)=(1-R)\cdot V_0(t)$, $V_2(t)=(1-R)^2\cdot V_0(t)$, $V_3(t)=R\cdot(1-R)\cdot V_0(t)$, $V_0(t)=2\pi/\lambda\cdot I_0(t)\cdot\gamma\cdot h$, h - толщина проходного оптического элемента (1).

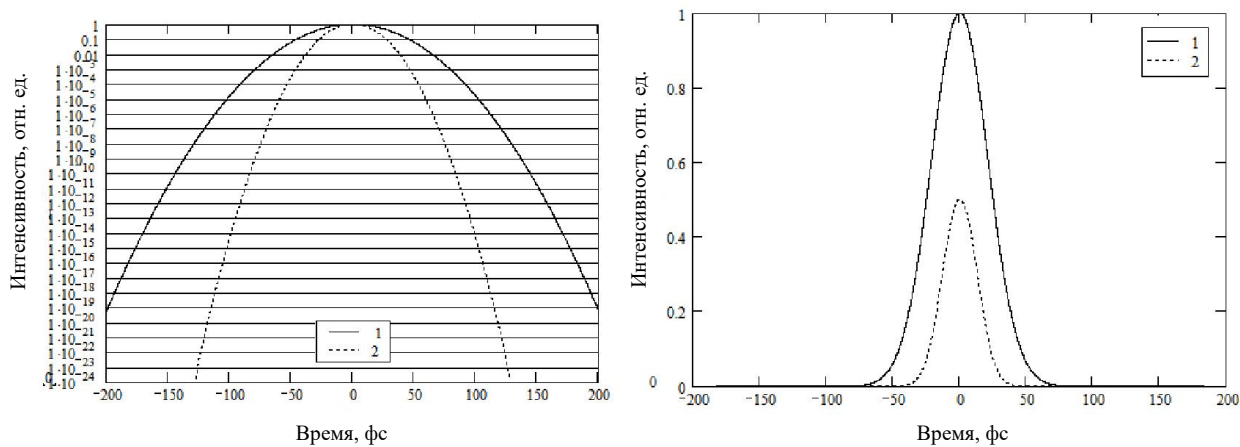


Рис. 25 Повышение временного контраста с использование интерферометра Маха-Цендера. Распределения интенсивностей исходного импульса (1) и на выходе интерферометра (2) а) в линейном и б) в логарифмическом масштабе.

В линейном случае ($V_i=0, i=0, 1, 2, 3$) I_1 в (17) может быть строго равно нулю при $\Delta\phi_{L1}=\pi$ для любого значения коэффициента отражения R . В случае увеличения интенсивности до уровня, когда эффекты кубичной нелинейности становятся значимыми, импульсы накапливают нелинейную фазу и фазовый баланс нарушается. В результате “закрытое” плечо интерферометра открывается. Вполне очевидно, что при выполнении условия $V_1-V_3=\pi+2\pi\cdot N$, где N – целое число, интенсивность I_1 имеет максимальное значение. Условие выполняется только для центральной части импульса и не выполняется для его крыльев, поскольку они не набирают достаточной нелинейной фазы. Для крыльев интерферометр остается закрытым. Результат численного моделирования увеличения временного контраста интенсивных 50-фс лазерных импульсов при выполнении указанного условия на разность V_1-V_3 представлен на Рис. 25. Согласно которому, временной контраст импульса на выходе интерферометра значительно превышает исходный.

1.9 Заключение к главе 1

В главе рассмотрены особенности метода повышения пиковой мощности интенсивных фемтосекундных импульсов. Метод основан на использовании сред с кубической нелинейностью и внешних квадратичных корректоров фазы спектра. Приведенные

результаты теоретических и экспериментальных исследований наглядно демонстрируют перспективы его практического применения.

В экспериментах, выполненных на субпетаваттных лазерных комплексах с использованием лазерного излучения как мДж, так и Дж уровня получено более чем двукратное сокращение длительности фемтосекундных лазерных импульсов. Фактически, показана возможность увеличения пиковой мощности с использованием только пассивных оптических элементов. Рассмотренная идея о возможности квазиоднородного (по сечению гауссового пучка) уширения спектра в средах с кубичной нелинейностью, найдет свое применение в задачах о повышении пиковой мощности у выходного излучения (с поперечным гауссовым профилем интенсивности) стартовых частей петаваттных лазеров. Предложенный метод опубликован в ряде работ [16, 80, 81], а также имеет международный патент [111].

Показана принципиальная возможность использования полимеров, в частности полиэтилентерефталата, для уширения спектра импульсов. В свою очередь, данный результат открывает широкие возможности по применению сверхтонких (менее мм) большеапертурных (более 100 мм) плоскопараллельных пластин оптического качества для уширения спектра и последующего временного сжатия.

С использованием численных методов продемонстрированы перспективы использования двух стадий временного сжатия. Показано, что в этом случае, становится возможным генерировать петаваттные лазерные импульсы длительностью в один период осцилляции светового поля.

Обсуждается возможность применения техники сокращения длительности у лазерных импульсов пикосекундной длительности и кДж уровня энергии. В этом случае, опираясь исключительно на уже развитые лазерные технологии, будут получены в экспериментах лазерные импульсы ~ 10 ПВт уровня мощности.

Подводя итоги Главы 1, выделим основные результаты:

1. Фазовая самомодуляция интенсивного (\sim ТВт/см²) 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 aberrаций спектральной фазы третьего и четвертого порядка. Коэффициент увеличения пиковой мощности определяется величиной В-интеграла и практически не зависит от величины aberrации спектральной фазы и дисперсии линейной части показателя преломления среды [10, 46, 95].
2. Теоретически обосновано и продемонстрировано в экспериментах пространственно-однородное уширение спектра у интенсивных (ТВт/см²) 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 [16, 80, 81].

3. Применительно к усиленным в неодимовом стекле интенсивным (ТВт/см^2) лазерным импульсам с длительностью в сотни фемтосекунд и энергией кДж уровня предложено использовать метод увеличения пиковой мощности за счет сокращения длительности. Сокращение длительности реализуется из-за уширения спектра при распространении таких импульсов в прозрачных твердотельных диэлектриках и последующей коррекции квадратичной составляющей фазы спектра. На примере лазера PETAЛ с параметрами импульсов (энергия 1 кДж, длительность 500 фс, диаметр пучка 400 мм) показано сокращение длительности до 108 фс и увеличение пиковой мощности в 4.6 раза [50].
4. Показано, что дважды последовательно сжимая 16-фемтосекундный петаваттный лазерный импульс с помощью фазовой самомодуляции и корректировки квадратичной составляющей спектральной фазы, можно получить импульс большей мощности с длительностью в один период осцилляций светового поля [10].
5. Предложено использовать полимеры (например, полиэтилентерефталат) в качестве нелинейной среды для уширения спектра интенсивных (ТВт/см^2) лазерных импульсов. Показано, что воздействие лазерного излучения с пиковой интенсивностью 1.3 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 деполяризационные потери (не более 7% по энергии), которые зависят от взаимной ориентации образца и поляризации лазерного импульса [46, 47].
6. Предложен и экспериментально апробирован метод определения коэффициента кубической нелинейности среды по измерению полосы уширенного в ней спектра в зависимости от энергии лазерного импульса [16].
7. Эффект фазовой самомодуляции, возникающий в проходных элементах интерферометра Маха-Цендера, может быть использован для увеличения временного контраста интенсивных (ТВт/см^2) лазерных импульсов. С использованием численных методов продемонстрировано значительное (на несколько порядков) увеличение временного контраста 50-фс лазерных импульсов [32].

Глава 2 Увеличение временного контраста и сжатие мощных лазерных импульсов с использованием генерации второй гармоники

Процесс генерации второй гармоники (ГВГ) находит широкое применение при создании лазерных систем петаваттного уровня мощности [1, 2, 37]. В первую очередь, лазерное излучение удвоенной частоты применяется для накачки как кристаллов Ti:Sa [112], так и параметрических усилителей [37, 113-115]. Процесс преобразования частоты важен также с точки зрения увеличения пиковой интенсивности сфокусированного излучения, поскольку позволяет сократить диаметр пучка в перетяжке примерно в два раза. ГВГ может использоваться и для улучшения временных характеристик сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов, используемых в задачах по взаимодействию с газовыми и твердотельными мишенями. В этих задачах ключевым параметром является временной контраст, определяемый как отношение интенсивности в пике импульса к интенсивности на его крыльях. Уровень временного контраста должен быть достаточным для сохранения мишени до прихода основного импульса и не превышать порог образования плазмы для соответствующих мишеней (например, для металлических мишеней критический уровень составляет $\sim 10^{12}$ Вт/см²). В настоящее время максимальная пиковая интенсивность лазерных импульсов доступная для экспериментаторов составляет 10^{22} Вт/см²[116]. Отметим, что повышение временного контраста при ГВГ связано как с нелинейностью процесса, так и с тем, что не все волновые вектора лазерной люминесценции попадают в угловую полосу процесса удвоения частоты.

В классической нелинейной оптике процесс ГВГ хорошо изучен и достаточно подробно описан в литературе [38, 117]. Преобразование частоты оптического излучения происходит благодаря квадратичной нелинейности в кристаллах без центра инверсии. Оптический импульс, распространяясь в среде, возбуждает волны поляризации на частотах кратных своей частоте. Оптимальный выбор направления распространения в нелинейном кристалле позволяет обеспечить синхронное взаимодействие волны гармоники и волны нелинейной поляризации той же частоты. Для процесса ГВГ важными оказываются волны поляризации на собственной и удвоенной частоте основного излучения. Для эффективного преобразования необходимо выполнение условий фазового синхронизма между генерируемой волной гармоники и волной поляризации [117]. Фазовый синхронизм подразумевает равенство фазовых скоростей, что эквивалентно требованию равенства невозмущенных показателей преломления волн первой и второй гармоники. При отсутствии точного фазового синхронизма эффективность процесса крайне незначительна. В процессе удвоения частоты излучения петаваттного уровня мощности оптический

импульс генерирует волны не только квадратичной, но и соизмеримые с ними волны кубической поляризации. Находящиеся в резонансе с волнами первой и второй гармоник последние обеспечивают дополнительный набег нелинейной фазы, называемый В-интегралом [62, 63]. Другими словами, возникшая из-за большой интенсивности модуляция показателя преломления приводит к нарушению синхронного взаимодействия волн первой и второй гармоник [13, 29, 30, 42, 43]. В этом случае, увеличить перекачку энергии можно за счет корректировки угла распространения в нелинейном элементе на величину, пропорциональную интенсивности излучения первой гармоники на входе в кристалл [13, 30]. Создаваемое таким образом фазовое рассогласование между волной гармоники и волной поляризации позволяет частично скомпенсировать нелинейный фазовый набег. Исследование влияния оптимального угла взаимодействия от интенсивности входного излучения было выполнено и представлено в [30, 118]. Важность учета эффектов кубической поляризации на процесс удвоения частоты обсуждается в работах [13, 29, 30, 42, 43].

В настоящей главе будут рассмотрены теоретические задачи о временном сжатии и повышении временного контраста сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов с использованием генерации второй гармоники [13, 61, 119, 120], представлены экспериментальные результаты по генерации второй гармоники излучения с пиковой интенсивностью до 3.5 ТВт/см^2 в нелинейных кристаллах KDP с эффективностью преобразования 73% [61, 98]. Будет выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов численного трехмерного моделирования, а также рассмотрен оригинальный способ сокращения длительности импульсов первой гармоники (режим временного самосжатия) при удвоении частоты [50].

В главе также рассматривается схема увеличения временного контраста, основанная на использовании каскадной квадратичной нелинейности в одноосных кристаллах. Приведены результаты численного моделирования демонстрирующие возможности метода. Обсуждаются вопросы, ограничивающие эффективность его использования.

2.1 Теоретическая модель ГВГ сверхсильного лазерного поля

Процесс удвоения частоты интенсивных импульсов сверхкороткой длительности в условиях $oo-e$ взаимодействия описывается системой дифференциальных уравнений [30, 38, 42]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} A_1 &= -i\beta \cdot A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} - i\gamma_{11} |A_1|^2 \cdot A_1 - i\gamma_{12} |A_2|^2 \cdot A_1 \\
\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho \frac{\partial A_2}{\partial y} &= -i\beta \cdot A_1^2 e^{i\Delta k z} - i\gamma_{21} |A_1|^2 \cdot A_2 - i\gamma_{22} |A_2|^2 \cdot A_2,
\end{aligned}
\tag{18}$$

где 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; β , γ_{ij} ($i, j = 1, 2$) – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядка [42], ρ – угол сноса необыкновенной волны. Слагаемые с коэффициентами γ_{11} и γ_{22} ответственны за самовоздействие волн первой и второй гармоник, а слагаемые с γ_{12} и γ_{21} – за кросс-воздействие. Система уравнений (18) учитывает различие групповых скоростей импульсов первой и второй гармоники (u_1 и u_2), дисперсионное расплывание, дифракцию лазерных пучков и угловой снос необыкновенной волны второй гармоники. Для гауссовых импульсов граничные условия для системы (18) имеют вид:

$$\begin{aligned}
A_1\left(r_{\perp}, z = 0\right) &= A_{10}\left(r_{\perp}\right) \cdot \exp\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{T^2}\right) \\
A_2\left(r_{\perp}, z = 0\right) &= 0
\end{aligned}
\tag{19}$$

где T – длительность (FWHM), $A_{10}\left(r_{\perp}\right)$ – пространственное распределение амплитуды.

Кубическая нелинейность приводит к нарушению условий фазового синхронизма. Дополнительный нелинейный фазовый набег может быть скомпенсирован за счет изменения угла между волновым вектором первой гармоники и оптической осью кристалла на величину $\Delta\theta$. Согласно [13], значение $\Delta\theta$, приводящее к оптимальному преобразованию в модели плоских монохроматических волн, для оо-е взаимодействия, может быть представлено:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta n}{n_1^3 (n_1^{-2} - n_o^{-2})} \sqrt{\frac{n_1^{-2} - n_o^{-2}}{n_e^{-2} - n_1^{-2}}}.
\tag{20}$$

Здесь $\Delta n = \lambda A_{10}^2 \cdot (2\gamma_{11} + 2\gamma_{12} - \gamma_{21} - \gamma_{22}) / (8\pi)$, n_1 – показатель преломления излучения первой гармоники, n_o , n_e – главные значения показателя преломления излучения второй гармоники. Выражения для коэффициентов γ_{ij} ($i, j=1, 2$) кристалла KDP можно найти в работах [13, 42]. Например, для излучения с интенсивностью 3.5 ТВт/см^2 угловая отстройка $\Delta\theta$, необходимая для эффективной ГВГ в кристалле KDP, составляет -0.35° . Знак “минус” соответствует уменьшению угла между направлением распространения и оптической осью кристалла. Важно отметить, что в случае дополнительного учета временной и пространственной структуры излучения эффективность такой компенсации уменьшается, т.к. интенсивность, а, следовательно, и добавка к показателю преломления Δn становится функцией времени и поперечных координат.

Очевидным следствием из рассмотренной модели является то, что оптимальный режим генерации второй гармоники достигается в квазистатическом режиме взаимодействия импульсов: пространственный масштаб разбега импульсов первой и второй гармоник превышает характерный масштаб преобразования. В дополнение к этому, при экспериментальном исследовании ГВГ интенсивного лазерного поля необходимо обеспечить, чтобы эффекты само- и кросс- воздействия модифицировали параметры излучения первой и второй гармоники незначительно.

2.2 Сокращение длительности импульсов второй гармоники

Кубическая нелинейность среды удвоителя частоты приводит к проявлению эффектов само- и кросс – воздействия у взаимодействующих волн первой и второй гармоники. В результате спектр излучения расширяется, а импульсы приобретают фазовую модуляцию и на выходе кристалла не являются спектрально ограниченными. Нелинейная фазовая модуляция может быть частично скомпенсирована за счет отражения излучения от зеркал с аномальной дисперсией (чирпирующие зеркала). Призмные компрессоры не могут использоваться для дополнительного временного сжатия интенсивных фемтосекундных импульсов из-за проявления эффектов, обусловленных кубической нелинейностью, таких как мелкомасштабная самофокусировка и самомодуляция фазы спектра.

Полная компенсация нелинейной фазы в экспериментах – достаточно сложная задача. Однако, даже коррекция ее квадратичной составляющей позволяет существенным образом сократить длительность. Математически указанная процедура может быть записана следующим образом:

$$A_{2c}(t) = F^{-1} \left(e^{-\frac{i\alpha\omega^2}{2}} F(A_2(t, L)) \right),$$

здесь $A_2(t, L)$ – комплексная амплитуда поля второй гармоники на выходе из кристалла удвоителя частоты, F и F^{-1} – прямое и обратное преобразование Фурье, α – коэффициент квадратичной дисперсии.

Численное моделирование процесса генерации второй гармоники и последующего временного сжатия выполним для параметров лазерных излучения стартовой части лазера PEARL [37]: энергия в импульсе 5 мДж, длительность по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности в предположении гауссового профиля 70 фс, центральная длина волны 910 нм. В качестве нелинейного элемента рассмотрим кристалл KDP толщиной 1 мм, отстроенный на оптимальный угол от угла фазового синхронизма. Поперечное распределение на входе в нелинейный кристалл представлено на Рис. 26.

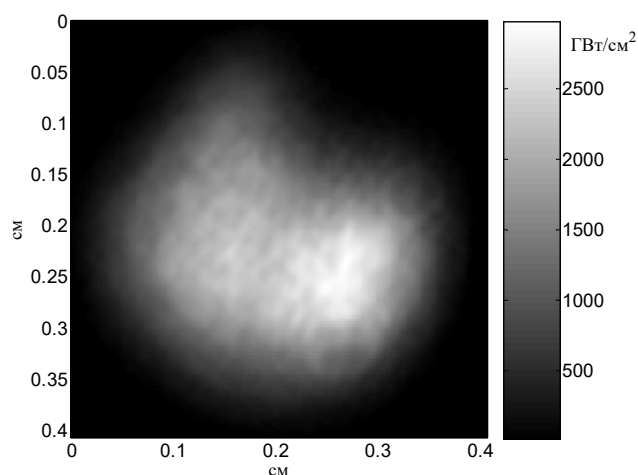


Рис. 26 Распределение интенсивности первой гармоники на входе в кристалл KDP. Интенсивность вычислена для следующих параметров излучения: длительность 70 фс по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности (FWHM) в предположении гауссового профиля, энергия в импульсе 9 мДж.

Параметр α подбирался для минимизации длительности лазерного импульса по сечению пучка плоскостями центра масс. Отметим, что распределение длительности по сечению пучка у излучения второй гармоники на выходе нелинейного элемента значительно зависит от отстройки от угла синхронизма.

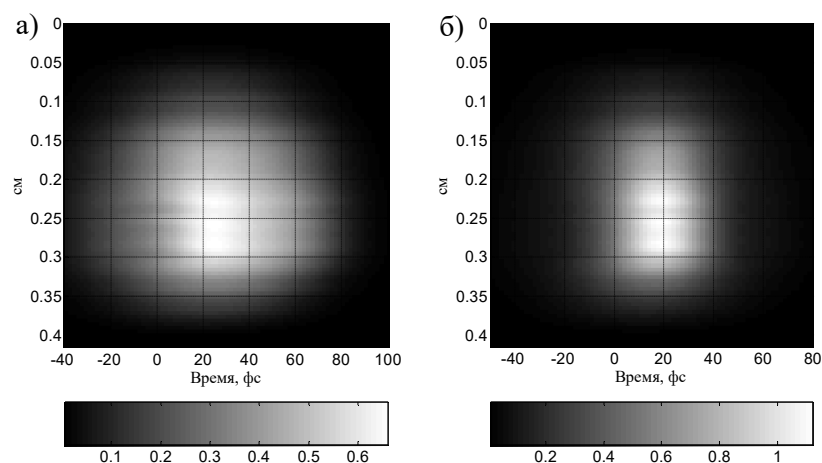


Рис. 27 Нормированное на пиковую интенсивность первой гармоники пространственно-временное распределение интенсивности излучения второй гармоники на выходе кристалла KDP толщиной 1 мм до а) и после б) коррекции квадратичной фазы (плоскость tY в сечении центра масс пучка ВГ по оси X). Получено для энергии импульса первой гармоники 5 мДж и длительности 70 фс FWHM (при В-интеграле равном 4).

Поскольку поперечный профиль пучка первой гармоники на входе в нелинейный кристалл не является однородным, то накопленная нелинейная фаза у различных областей пучка второй гармоники неодинаковая. Это приводит к тому, что применение метода коррекции квадратичной фазы спектра не позволяет обеспечить однородную по сечению пучка длительность. Численное моделирование процесса генерации второй гармоники излучения с профилем, представленным на Рис. 26, показало, что длительность по сечению пучка второй гармоники после дополнительной компрессии может отличаться в два раза. Повышение коэффициента заполнения пучка первой гармоники позволит уменьшить влияние указанного эффекта. Заметим, что профиль пучка у сверхмощных фемтосекундных импульсов обычно близок к П-образному.

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 сечении центра масс пучка. Подчеркнем, что в этом случае у излучения второй гармоники остаются нескомпенсированными более высокие порядки в разложении фазы спектра в ряду Тейлора, поскольку длительность спектрально-ограниченного импульса в сечениях пучка плоскостями центра масс составляет 17 фс.

2.3 Повышение временного контраста при генерации импульсов второй гармоники

Покажем, что импульс на удвоенной частоте может обладать большей пиковой мощностью по сравнению с исходным импульсом первой гармоники, а также большим временным контрастом [50]. Численное моделирование проведем для параметров лазерного комплекса PETA [35]: поперечный размер пучка ~ 400 мкм, центральная длина волны 1053 нм, а длительность импульса короче 0.5 пс. Пиковая мощность в лазерном импульсе составляет ~ 2 ПВт.

В качестве нелинейного кристалла будем рассматривать кристалл KDP. Данный кристалл обладает рядом преимуществ: потенциально может быть выращен до соответствующего поперечного размера ~ 400 мкм при толщинах менее 1 мм; в кристалле крайне малая разность групповых скоростей первой и второй гармоники (для $\lambda=1053$ нм при о-е взаимодействии, $1/u_1 - 1/u_2 = 3$ фс/мм). Стоит также отметить, другую важную особенность кристалла. Параметр дисперсии групповых скоростей для обыкновенной длины волны 1053 нм, является отрицательным $k_2 = -17.1$ фс²/мм, в то время как тензор кубической восприимчивости положительный. Фактически, данный кристалл может быть также использован и для реализации классического режима временного самосжатия интенсивного импульса первой гармоники в условиях проявления эффектов кубической нелинейности. Параметр k_2 для импульса второй гармоники составляет 71 фс²/мм.

Процесс преобразования во вторую гармонику описывается системой связанных уравнений (18). Как упоминалось ранее (см. формулу (20)), для о-е взаимодействия оптимальное преобразование во вторую гармонику происходит при отстройке от угла фазового синхронизма. Для рассматриваемых параметров лазерного излучения (временной профиль импульса имеет функцию распределения Гаусса с длительностью 500 фс по уровню FWHM интенсивности, импульс является спектрально-ограниченным, энергия в импульсе 1 кДж, а поперечный размер пучка 400 мкм) ее величина составляет -2.68 мрад.

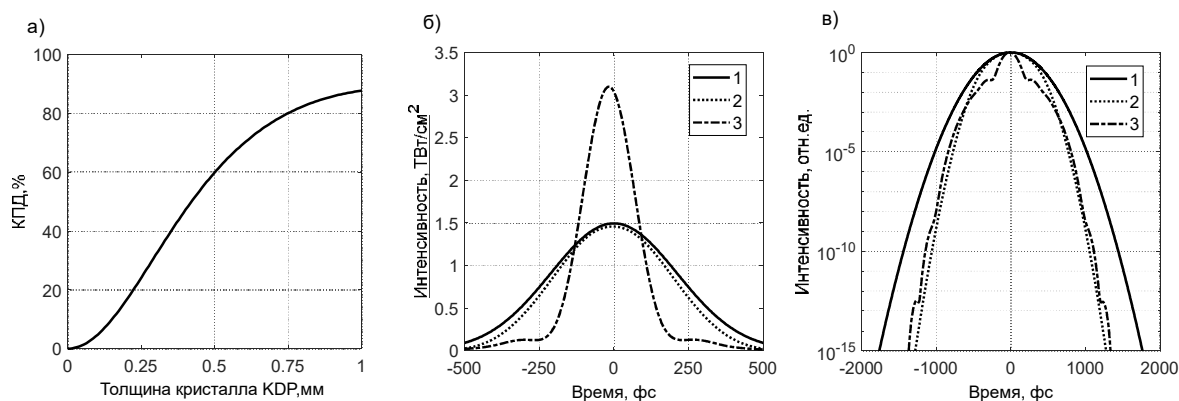


Рис. 28 а) Эффективность преобразования по энергии в зависимости от толщины нелинейного элемента из KDP; б) и в) временные профили интенсивности исходного импульса (1), импульса второй гармоники на выходе нелинейного элемента (2) и импульса второй гармоники после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра.

На Рис. 28 а) представлена зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику в зависимости от толщины нелинейного элемента из KDP. Выражения для коэффициентов γ_{ij} были взяты из работы [42], 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. 28 б) и в) представлены профили исходного излучения и импульса второй гармоники на выходе кристалла и после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра при $-1.77 \cdot 10^4$ фс². 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 становится возможным увеличить пиковую мощность примерно в 2 раза.

Согласно Рис. 28в 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, поскольку эффективность преобразования во вторую гармонику пропорциональна квадрату интенсивности.

2.4 Временное самосжатие интенсивных импульсов первой гармоники в процессе удвоения частоты

Нелинейное взаимодействие волны первой гармоники с волной на удвоенной частоте в нелинейном кристалле может быть использовано для увеличения пиковой мощности исходного импульса. Метод основанный на использовании каскадной квадратичной нелинейности ранее был успешно использован для увеличения пиковой мощности в лазерных системах с малой энергией [48, 49, 121].

Волна первой гармоники накапливает фазу в процессе удвоения частоты, которая зависит от знака и величины волновой расстройке Δk . Оба параметра значительно просто управляются в эксперименте благодаря изменению угла между оптической осью и направлением распространения излучения в нелинейном элементе. Важно также отметить, что фаза, приобретенная при каскадной квадратичной нелинейности пропорциональна интенсивности исходного импульса, также, как и фаза, накапливаемая при самовоздействии. В результате каскадная квадратичная нелинейность может быть использована для минимизации или усиления эффектов обусловленных кубической нелинейностью [49, 122].

Для приведенных выше параметров лазерных импульсов лазерного комплекса PETAL Рис. 29 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. 29 д) без значительного повышения временного контраста (Рис. 29 е) [50].

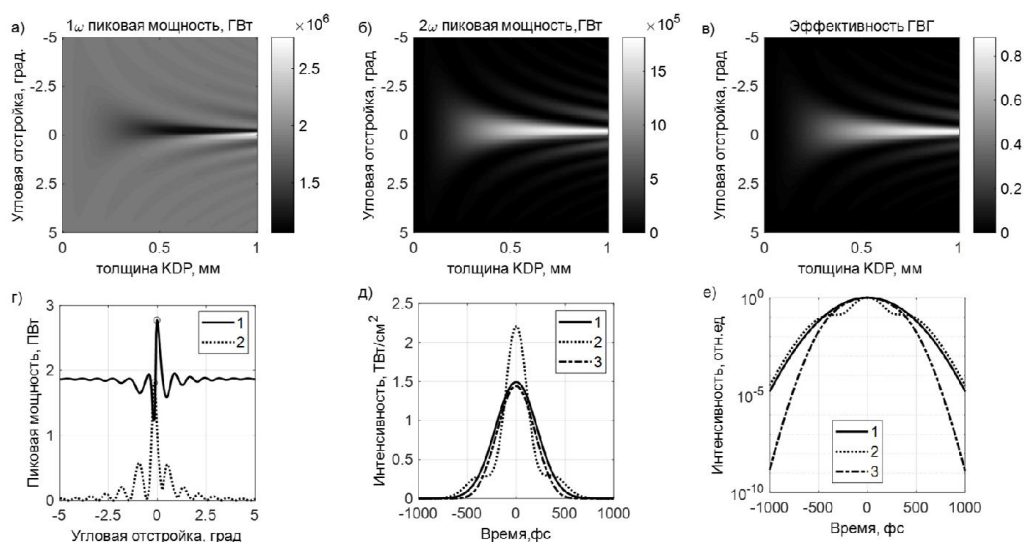


Рис. 29 Результат численного моделирования процесса генерации второй гармоники: а (б) распределение пиковой мощности первой (второй) гармоники в зависимости от отстройки от угла синхронизма и толщины кристалла KDP; в) зависимость эффективности преобразования от угловой отстройки и толщины кристалла KDP; 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.

2.5 Экспериментальные результаты

2.5.1 Преобразование во вторую гармонику фемтосекундных лазерных импульсов с выхода стартовой части субпетаваттного лазера PEARL

Для экспериментального исследования эффективного процесса удвоения частоты интенсивного лазерного поля использовалось выходное излучение стартовой части петаваттного фемтосекундного лазерного комплекса PEARL [37]. Принципиальная схема вакуумного стенда для высокоэффективной генерации второй гармоники представлена на Рис. 30. Необходимость вакуумирования для проведения подобных экспериментов обусловлена сильным влиянием кубической нелинейности воздуха для лазерных пучков с интенсивностью несколько единиц $\text{ТВт}/\text{см}^2$. Влияние мелкомасштабной самофокусировки на процесс ГВГ подробно рассмотрено в [67]. Расстояния между оптическими элементами в схеме были рассчитаны в соответствии с принципом самофильтрации гармонических возмущений интенсивных лазерных пучков, изложенным в [66, 123]. Правильно выбранные

расстояния позволили избежать оптического пробоя зеркал и кристалла KDP несмотря на то, что значение В-интеграла (для ВГ) превышало 4.8.

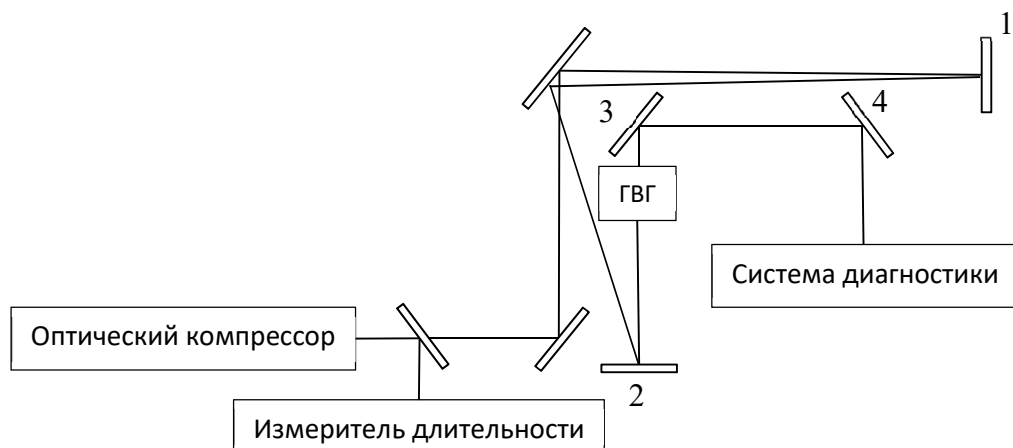


Рис. 30 Блок схема экспериментального вакуумированного стенда для высокоэффективной генерации второй гармоники интенсивного фемтосекундного излучения, 1,2 – сферические зеркала сужающего телескопа, 3,4 – спектрально-селективные зеркала.

Система формирования и контроля параметров излучения первой гармоники включала в себя зеркальный телескоп кратностью 3.29 для уменьшения диаметра излучения, измеритель длительности одиночных фемтосекундных импульсов (автокоррелятор интенсивности второго порядка), измерители энергии, профиля пучка и частотного спектра. Длительность импульса первой гармоники контролировалась до и после экспериментальных серий. Контроль длительности каждого импульса осложнен необходимостью использования делительной пластины (проходного оптического элемента), которая при интенсивности в несколько ТВт/см² приводит к значительной модификации параметров излучения. Центральная длина волны импульсов первой гармоники контролировалась с помощью спектрометра и составляла 910 нм.

Для удвоения частоты использовались нелинейные элементы из кристалла KDP толщиной 1 и 0.5 мм, угол среза кристаллов к оптической оси составлял 42°. Параметры излучения на входе в кристалл KDP были следующими: энергия в импульсе достигала 9 мДж, длительность по уровню ½ 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/см² – 0.23 мм. Угол сноса необыкновенной волны второй гармоники 28.8 мрад. Распределение интенсивности излучения в зоне геометрической оптики в экспериментах с 1 мм кристаллом представлено на Рис. 26. Для данного профиля пиковое значение

интенсивности входного излучения 3 ТВт/см^2 , а среднее по апертуре пучка – 1 ТВт/см^2 при энергии в импульсе 9 мДж и длительности 70 фс .

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.

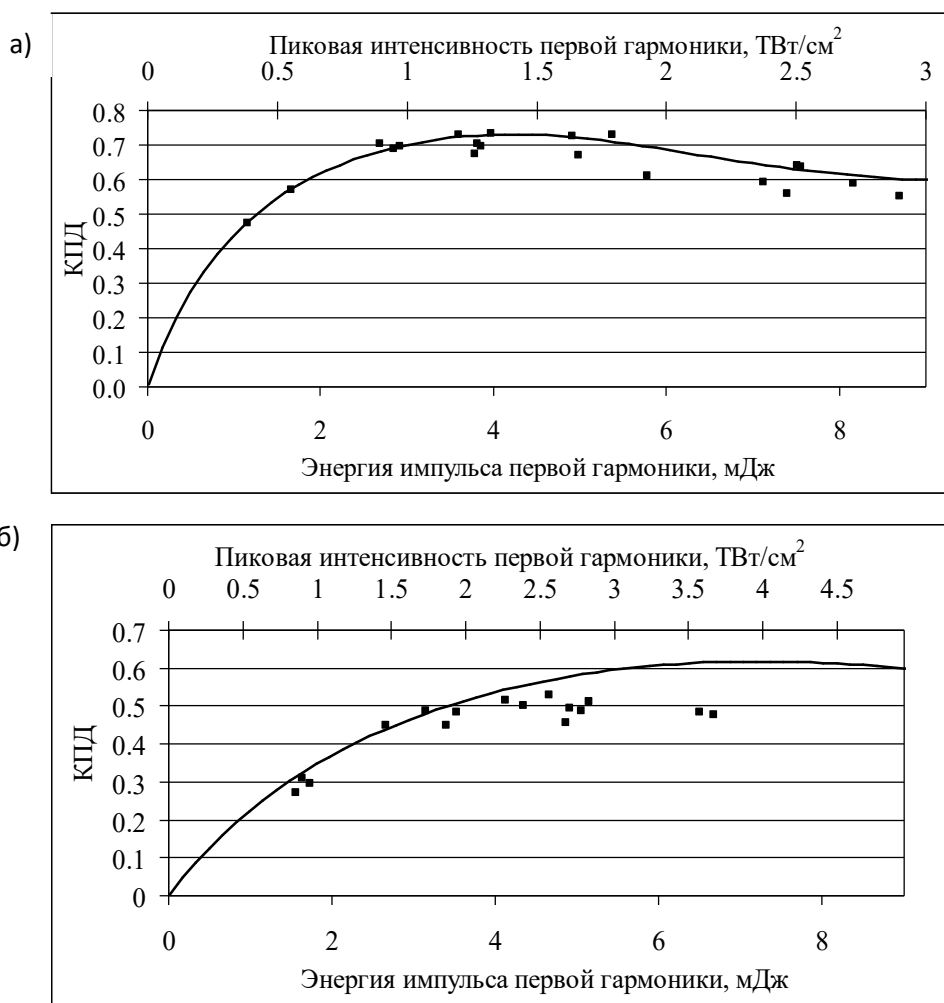


Рис. 31 а) Экспериментальная и теоретическая зависимость энергетической эффективности ГВГ в кристалле KDP толщиной 1 мм (0.5 мм – б)) от энергии и пиковой интенсивности импульса первой гармоники на входе в кристалл. Моделирование выполнено для излучения с пространственным распределением интенсивности, представленным на Рис. 26 (профиль пучка из эксперимента), в предположении гауссового импульса длительностью 70 фс FWHM, при угловой отстройке от угла синхронизма $\Delta\theta=0.95 \text{ мрад}$ ($\Delta\theta=-1 \text{ мрад}$).

На Рис. 31а. представлены экспериментальная и теоретическая зависимости КПД ГВГ в кристалле KDP толщиной 1 мм . Численное моделирование процесса выполнено с использованием уравнений (18), граничных условий (19) и распределения интенсивности

первой гармоники приведенного на Рис. 26. Временной профиль предполагался гауссовым. Как видно из Рис. 31а., повышение интенсивности первой гармоники позволяет увеличивать эффективность преобразования только до определенного уровня. Для кристалла KDP толщиной 1 мм оптимальное значение пиковой интенсивности около 1.5 ТВт/см². Дальнейшее повышение плотности энергии приводит к снижению эффективности преобразования. Уменьшение КПД обусловлено проявлением кубической нелинейности в среде удвоителя частоты. Как показано в работах [30, 118], угловая отстройка нелинейного элемента от угла синхронизма позволяет повысить эффективность преобразования для лазерного излучения с П-образным профилем пучка. Для каждого уровня интенсивности оптимальная угловая отстройка своя. Для экспериментальных лазерных пучков, подобных приведенному на Рис. 26 отстройка от угла синхронизма способствует лишь незначительному повышению эффективности преобразования (см. Рис. 32). Наблюдаемое снижение эффективности (см. Рис. 31а) при увеличении энергии от 6 мДж, объясняется тем, что большие значения В-интеграла (при этой энергии для импульса второй гармоники он уже составляет 4.8) приводят к значительной модуляции спектра.

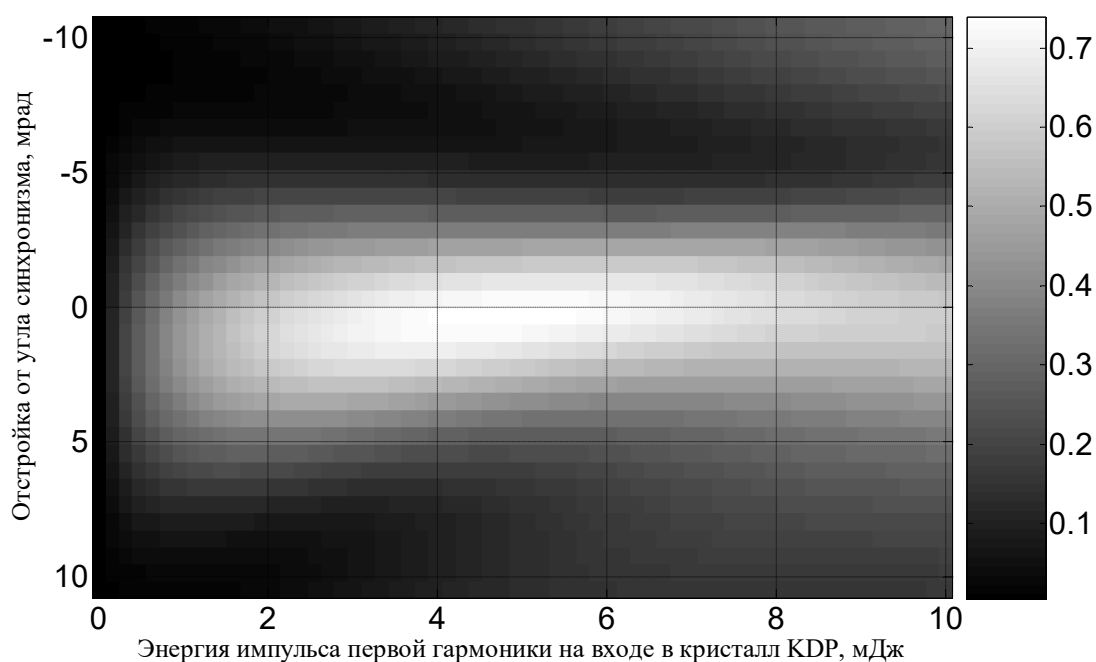


Рис. 32 Зависимость эффективности преобразования в кристалле KDP толщиной 1 мм от энергии излучения первой гармоники и отстройки от угла синхронизма. Моделирование выполнено для гауссова импульса длительностью 70 фс FWHM для экспериментального профиля (Рис. 26).

Уменьшение влияния кубичной 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. 31 б) представлена зависимость эффективности ГВГ в нелинейном элементе KDP толщиной 0.5 мм. В этой экспериментальной серии профиль пучка незначительно отличался от приведенного на Рис. 26 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 ТВт/см^2 .

Как видно из Рис. 31, экспериментальные и теоретические результаты достаточно хорошо согласуются друг с другом. Следовательно, можно утверждать, что используемый теоретический подход для описания ГВГ в условиях существенного влияния кубичной поляризации экспериментально проверен и является справедливым для рассмотренных параметров излучения и толщин нелинейных элементов. В то же время, дальнейшее повышение интенсивности излучения требует дополнительного учета нелинейности четвертого порядка. Использование более коротких длительностей излучения первой гармоники делает необходимым учет эффектов нестационарности поляризации среды: зависимости групповой скорости от интенсивности и дисперсии тензоров нелинейной восприимчивости [38].

2.5.2 Преобразование во вторую гармонику фемтосекундных лазерных импульсов лазера ASUR

Аналогичные эксперименты были выполнены на лазерном комплексе ASUR [124], расположенном в лаборатории LP3 университета г. Марсель, Франция. Лазерный комплекс ASUR создан компанией Amplitude Technology. Конструктивно лазер включает в себя задающий генератор, предварительный усилитель, стретчер, регенеративный и два многопроходовых усилителя, а также оптический компрессор. Лазер позволяет генерировать лазерные импульсы с пиковой мощностью более 5 ТВт при частоте повторения 100 Гц [124].

Параметры лазерных импульсов, используемых в экспериментах по генерации второй гармоники, были следующие: центральная длина волны 800 нм, длительность импульса 40 фс, энергия до 0.8 мДж, поперечный профиль пучка имел квазигауссовую функцию распределения интенсивности с диаметром 1.1 мм по уровню $1/e^2$. Поперечное распределение лазерного пучка представлено на Рис. 33.

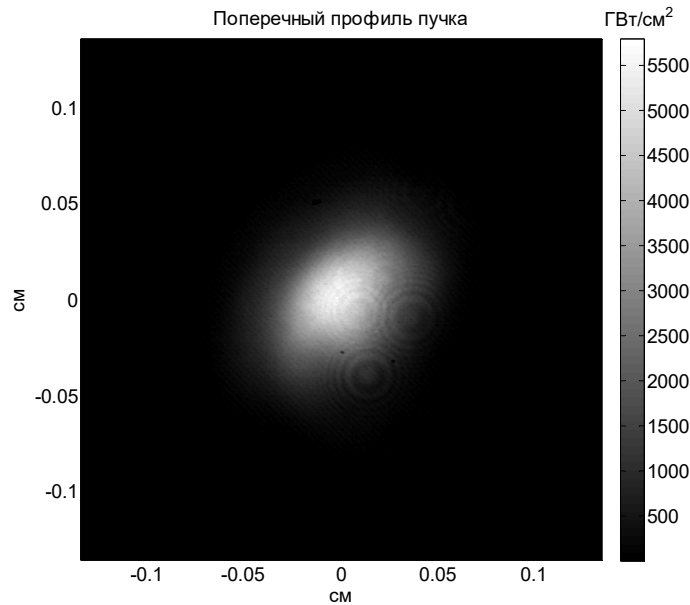


Рис. 33 Поперечный профиль пучка на поверхности нелинейного кристалла KDP.

В качестве генератора второй гармоники использовался кристалл KDP толщиной 0.5 мм. Максимальная эффективность преобразования в излучение второй гармоники в экспериментах составила 50%, пиковая интенсивность достигала значений 5 ТВт/см². Зависимость эффективности преобразования от энергии импульса первой гармоники представлена на Рис. 34.



Рис. 34 Зависимость эффективности преобразования от энергии импульса первой гармоники точки – экспериментальные данные, сплошная линия результат численного моделирования с использованием поперечного распределения пучка из эксперимента.

Кубическая нелинейность приводит к уширению спектра импульсов второй гармоники и к появлению у них частотной фазовой модуляции. Измеренные спектры исходного импульса и импульсов второй гармоники при различных энергиях представлены на Рис. 35. Численное моделирование показывает, что импульс второй гармоники может быть компрессирован до 15 фс с использованием внешних фазовых корректоров.

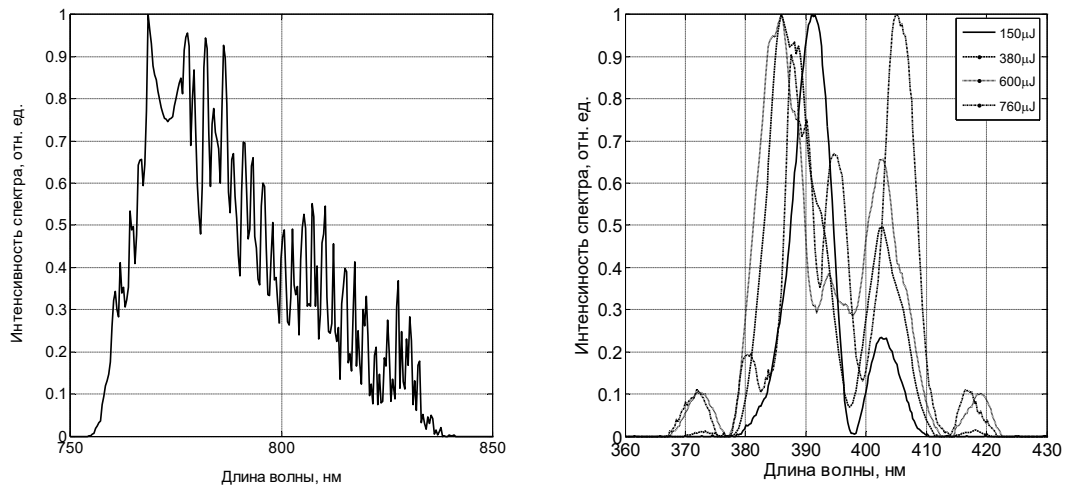


Рис. 35 Спектр импульса первой гармоники (слева) и спектры импульсов второй гармоники при различных энергиях (справа).

2.6 Повышение временного контраста с использованием каскадной генерации второй гармоники

2.6.1 Идея метода

Рассмотрим задачу о возможности увеличения временного контраста с использованием оптической схемы состоящей из двух последовательно расположенных одноосных кристаллов, у которых плоскости синхронизма (их также называют критическими плоскостями взаимодействия) взаимно ортогональны, и отражательного поляризатора (см. Рис. 36). Линейно поляризованный в плоскости XY (под 45 градусов к плоскости YZ) лазерный импульс направляется последовательно в кристалл 1, а затем в 2. Поляризатор настроен так, чтобы при малой интенсивности (когда эффекты квадратичной и кубической поляризации являются несущественными) выходное излучение полностью проходило через поляризатор. Отметим также, что для повышения временного контраста оба кристалла должны быть отстроены от направления фазового синхронизма - первый кристалл в плоскости XZ, а второй в плоскости YZ. Эффективность генерации второй гармоники (ограничимся оо-е взаимодействием) в обоих кристаллах должна быть незначительной. В первом кристалле в процессе удвоения частоты участвует волна первой гармоники №1, а во втором №2 (см. Рис. 36). Волны первой и второй гармоник испытывают на себе эффекты само и кросс-воздействия, а также эффекты, обусловленные проявлением частотной дисперсии линейной части показателя преломления.

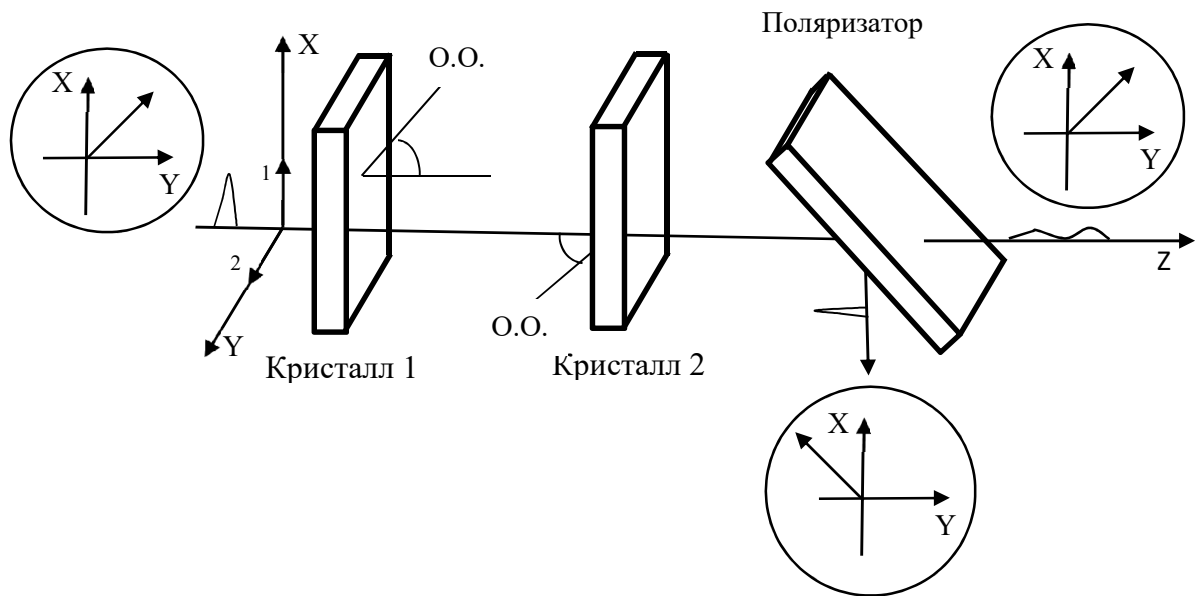


Рис. 36 Принципиальная схема увеличения временного контраста с использованием двух последовательно расположенных одноосных кристаллов.

При правильном выборе толщин кристаллов и их угловой отстройки от направления синхронизма можно добиться, чтобы разность фаз, возникшая из-за проявления квадратичной и кубичной нелинейности, у ортогональных компонент первой гармоники составляла $(-\pi)$ на выходе второго кристалла. Подчеркнем, что разность фаз набирается только в области достаточной интенсивности, вблизи максимума импульса. Использование отражательного поляризатора позволяет выделить данную область из исходного импульса и тем самым увеличить временной контраст.

2.6.2 Приближение плоских монохроматических волн

Наиболее наглядно рассматриваемый метод может быть описан в приближении плоских монохроматических волн. Отметим сразу, что данный подход не может использоваться для описания взаимодействия импульсов фемтосекундной длительности. Будем считать, что в первом кристалле взаимодействуют волны 1 и 3, а во втором 2 и 3. В первую очередь рассмотрим, как изменяются характеристики поля в первом кристалле. В рассматриваемом приближении эволюция полей $A_j = a_j \cdot \exp(i\varphi_j)$ ($j=1,2,3$) может быть описана с использованием системы уравнений (21) с условиями на границе $A_1(z=0) = a_{10}$, $A_2(z=0) = a_{20}$, $A_3(z=0) = 0$.

$$\begin{aligned}
\frac{dA_1}{dz} &= -i\beta \cdot A_3 \cdot A_1^* \cdot e^{-i\Delta k \cdot z} - i \cdot A_1 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{1,j} |A_j|^2 \\
\frac{dA_2}{dz} &= -i \cdot A_2 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{2,j} |A_j|^2 \\
\frac{dA_3}{dz} &= -i\beta \cdot A_1^2 \cdot e^{i\Delta k \cdot z} - i \cdot A_3 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{3,j} |A_j|^2
\end{aligned}
\tag{21}$$

Здесь $\Delta k = k_2 - 2 \cdot k_1$ – расстройка волновых векторов, β , γ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядка [42]. Уравнения (21) не учитывают несинхронную генерацию второй гармоники. Удобно перейти к действительным переменным, в результате получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{da_1}{dz} &= \beta \cdot a_3 \cdot a_1 \cdot \sin(\Psi); & \frac{d\varphi_1}{dz} &= -\beta \cdot a_3 \cdot \cos(\Psi) - \sum_{j=1}^3 \gamma_{1,j} a_j^2 \\
\frac{da_2}{dz} &= 0; & \frac{d\varphi_2}{dz} &= -\sum_{j=1}^3 \gamma_{2,j} a_j^2 \\
\frac{da_3}{dz} &= -\beta \cdot a_1^2 \cdot \sin(\Psi); & \frac{d\varphi_3}{dz} &= -\beta \cdot \frac{a_1^2}{a_3} \cdot \cos(\Psi) - \sum_{j=1}^3 \gamma_{3,j} a_j^2 \\
\Psi &= \varphi_3 - 2 \cdot \varphi_1 - \Delta k \cdot z \\
\frac{d\Psi}{dz} &= -\beta \cdot \left(\frac{a_1^2}{a_3} - 2 \cdot a_3 \right) \cdot \cos(\Psi) - \sum_{j=1}^3 (\gamma_{3,j} - 2 \cdot \gamma_{1,j}) \cdot a_j^2 - \Delta k
\end{aligned}
\tag{22}$$

Система уравнений (22) имеет следующие интегралы:

$$\begin{aligned}
a_1^2 + a_3^2 &= a_{10}^2; & a_2 &= a_{20} \\
\frac{d}{dz} \left(a_1^2 \cdot a_3 \cdot \cos(\Psi) - \Delta k \cdot \frac{a_1^2}{2 \cdot \beta} - \frac{1}{3} (\gamma_{3,1} - 2 \cdot \gamma_{1,1}) \cdot a_1^3 - (\gamma_{3,2} - 2 \cdot \gamma_{1,2}) \cdot a_{20}^2 \cdot a_1 - (\gamma_{3,3} - 2 \cdot \gamma_{1,3}) \cdot \left(a_{10}^2 \cdot a_1 - \frac{a_1^3}{3} \right) \right) &= 0
\end{aligned}
\tag{23}$$

Далее, для наглядности, рассмотрим частный случай, когда влияние эффектов кубической нелинейности незначительно. Для этого, положим слагаемые $\gamma_{ij} = 0$ ($i, j = 1, 2, 3$). Выражения (22) и (23) значительно упрощаются, а выражение для разности фаз у волн 1 и 2 принимает наглядный вид:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\Delta k}{2} \int_0^L \frac{a_3^2}{a_1^2} dz \quad (24)$$

Согласно (24) знак разности фаз определяется знаком величины Δk , а абсолютная величина зависит как от расстройки волновых векторов Δk и толщины кристалла L , так и от эффективности преобразования. В приближении заданного поля ($a_3 \ll a_1$) справедливы следующие соотношения:

$$|A_3|^2 = a_3^2 = \frac{4a_{10}^2}{(\Delta k \cdot L_{nl})^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right); \quad \Delta\varphi = \frac{1}{(\Delta k \cdot L_{nl})^2} (\Delta k \cdot L - \sin(\Delta k \cdot L)); \quad L_{nl} = (\beta \cdot a_{10})^{-1} \quad (25)$$

Производная $\frac{d\Delta\varphi}{d\Delta k}$ равна нулю при $\Delta k \cdot L = 0, \pm\pi + 2\pi \cdot M$, где M целое число. Случай $\Delta k \cdot L = 0$ не обеспечивает выполнение условий экстремума функции $\Delta\varphi$. Вполне очевидно, что наибольшее и наименьшее отклонение фазы составляет $\Delta\varphi_{\max} = \pm \frac{\pi}{\Delta k^2 \cdot L_{nl}^2} = \pm \frac{L^2}{\pi \cdot L_{nl}^2}$ при $\Delta k \cdot L = \pm\pi$ (см. формулу (25)). Характерный вид зависимости $\Delta\varphi\left(\xi = \Delta k L, \frac{L}{L_{nl}} = \frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)$ представлен на Рис. 37.

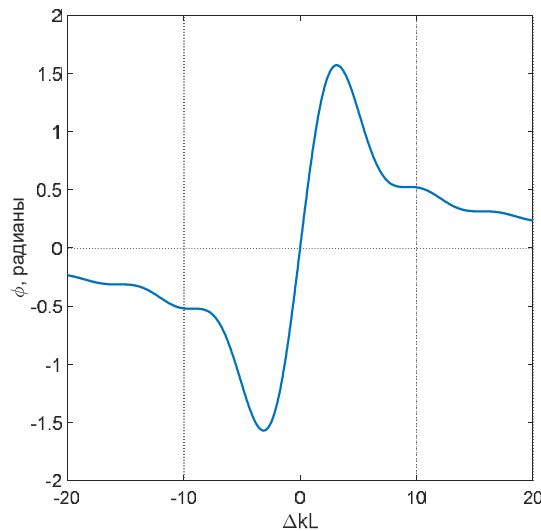


Рис. 37 Зависимость разности фаз $\Delta\varphi$ от линейной расстройки $\Delta k \cdot L$ при $\frac{L}{L_{nl}} = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$.

Таким образом, если в режиме малой перекачки энергии в излучение на удвоенной частоте организовать набор разности фаз у волн первой гармоники $(-\pi/2)$ в первом кристалле и $(\pi/2)$ во втором за счет создания противоположенной отстройки углов от направления синхронизма (Рис. 37), то итоговая разность фаз составит $(-\pi)$.

Для применения данного подхода к лазерным импульсам фемтосекундной длительности необходимо использовать более полную физическую модель, включающую в себя линейные дисперсионные эффекты, а также эффекты, связанные с проявлением кубической нелинейности.

2.6.3 Особенности использования метода применительно к фемтосекундным лазерным импульсам

В квазиоптическом приближении модификация параметров импульсов первой и второй гармоники в кристалле 1 при оо-е взаимодействии может быть описана следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - i \frac{k_{21}}{2} \cdot \frac{\partial A_1}{\partial z} &= -i \cdot \beta \cdot A_3 \cdot A_1^* \cdot e^{-i\Delta k \cdot z} - i A_1 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{1,j} \cdot |A_j|^2 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \left(\frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} \right) \cdot \frac{\partial A_2}{\partial \eta} - i \frac{k_{22}}{2} \cdot \frac{\partial A_2}{\partial z} &= -i A_2 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{2,j} \cdot |A_j|^2 \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} + \left(\frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} \right) \cdot \frac{\partial A_3}{\partial \eta} - i \frac{k_{23}}{2} \cdot \frac{\partial A_3}{\partial z} &= -i \cdot \beta \cdot A_1^2 \cdot e^{i\Delta k \cdot z} - i A_3 \cdot \sum_{j=1}^3 \gamma_{3,j} \cdot |A_j|^2 \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь A_1 и A_2 – поля первой гармоники, A_3 – поле второй гармоники, β и γ_{ij} – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядка, $\Delta k = k_3 - 2 \cdot k_1$ расстройка волновых векторов, u_j ($j=1,2,3$) – групповые скорости, $k_{2,j} = \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega^2}$. В уравнениях (26) несинхронная генерация второй гармоники волной №2 также, как и в предыдущем параграфе, не учитывается. Начальные условия на границе следующие:

$$\begin{aligned} A_1(z=0, t) &= A_{10} \cdot e^{-\frac{2 \ln 2 \cdot t^2}{T^2}}; \\ A_2(z=0, t) &= A_{10} \cdot e^{-\frac{2 \ln 2 \cdot t^2}{T^2}}; \\ A_3(z=0, t) &= 0; \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь, T – длительность импульса по уровню $1/2$ интенсивности, A_{10} – амплитуда поля на входе у волн №1 и №2.

При распространении во втором кристалле система уравнений (26) также применима, за исключением, того, что волны №1 и №2 физически меняются местами, а в качестве начальных условий на границе необходимо использовать поля всех трех волн с выхода кристалла 1.

Таким образом, задачу по увеличению временного контраста с использованием двух одноосных кристаллов и поляризатора можно сформулировать следующим образом: при заданной интенсивности необходимо найти толщины кристаллов и углы их отстройки от положения фазового синхронизма такими, чтобы разность фаз у волн первой гармоники в статистическом центре (центре масс) импульсов на выходе второго кристалла составляла $(-\pi)$.

Поставленная задача может иметь много решений. Наложим дополнительные условия на толщины нелинейных элементов и на разность нелинейных фаз волн первой гармоники, набираемых в кристаллах 1 и 2. Будем искать толщины кристаллов такими, чтобы разность линейных фаз у волн первой гармоники на выходе каждого кристалла была кратна 2π , и обеспечивалось минимальное групповое разбегание импульсов первой гармоники во времени на выходе второго кристалла. Разность нелинейных фаз в статистических центрах (центрах масс) импульсов первой гармоники на выходе второго кристалла по-прежнему должна составлять $(-\pi)$ радиан. Толщины нелинейных кристаллов, также должны обеспечивать минимально возможную эффективность перекачки энергии во вторую гармонику.

2.6.4 Пример численного моделирования

Проанализируем возможности метода на примере кристалла KDP. Коэффициенты квадратичной и кубической связи волн для данного кристалла представлены в работах [42, 125]. Отметим, что в работе [42] тензор кубической нелинейности представлен с ошибками. Будем считать, что на входе в первый нелинейный кристалл волна №1 – обыкновенная, а волны №2 и №3 необыкновенные, приведем аналитические выражения для коэффициентов кубической нелинейности γ_{ij} , учитывая компоненты тензора кубической нелинейности из работы [125]:

$$\begin{aligned}
[oooo] \quad \gamma_{1,1} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_1}{2 \cdot c \cdot No(\omega_1)} \cdot \left(\chi_{1,1} - \frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \cdot \sin^2(2\varphi) \right) \\
[oeee] \quad \gamma_{1,2} = \gamma_{1,3} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_1}{c \cdot No(\omega_1)} \cdot \left(\frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \sin^2(2\varphi) \cdot \cos^2(2\theta) + \chi_{1,2} \cdot \cos^2(\theta) + \chi_{2,3} \cdot \sin^2(\theta) \right) \\
[oooe] \quad \gamma_{2,1} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_1}{c \cdot ne(\omega_1, \theta)} \cdot \left(\frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \cdot \sin^2(2\varphi) \cdot \cos^2(2\theta) + \chi_{1,2} \cdot \cos^2(\theta) + \chi_{2,3} \cdot \sin^2(\theta) \right) \\
[eeee] \quad 2 \cdot \gamma_{2,2} = \gamma_{2,3} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_1}{c \cdot ne(\omega_1, \theta)} \cdot \left(\left(\chi_{1,1} - \frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \cdot \sin^2(2\varphi) \right) \cdot \cos^4(\theta) + \frac{3}{2} \chi_{2,3} \cdot \sin^2(2\theta) + \chi_{3,3} \cdot \sin^4(\theta) \right) \\
[eoee] \quad \gamma_{3,1} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_3}{c \cdot ne(\omega_3, \theta)} \cdot \left(\frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \cdot \sin^2(2\varphi) \cdot \cos^2(2\theta) + \chi_{1,2} \cdot \cos^2(\theta) + \chi_{2,3} \cdot \sin^2(\theta) \right) \\
[eeee] \quad 2 \cdot \gamma_{3,3} = \gamma_{3,2} &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \omega_3}{c \cdot ne(\omega_3, \theta)} \cdot \left(\left(\left(\chi_{1,1} - \frac{1}{2} (\chi_{1,1} - 3\chi_{1,2}) \cdot \sin^2(2\varphi) \right) \cdot \cos^4(\theta) + \frac{3}{2} \chi_{2,3} \cdot \sin^2(2\theta) + \chi_{3,3} \cdot \sin^4(\theta) \right) \right)
\end{aligned}$$

Здесь, No , ne – показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны, θ и φ углы в критической и некритической к синхронизму плоскостях. Используя данные работы [125], приведем найденные значения элементов тензора кубической нелинейности χ : $\chi_{1,1}=2.46 \cdot 10^{-14}$ СГСЭ, $\chi_{1,2}=0.35 \cdot 10^{-14}$ СГСЭ, $\chi_{2,3}=0.75 \cdot 10^{-14}$ СГСЭ, $\chi_{3,3}=1.58 \cdot 10^{-14}$ СГСЭ.

Обозначим искомые толщины элементов и отстройки от угла фазового синхронизма θ_s , как $L_{1,2}$, $\Delta\theta_{1,2}$ соответственно. Угол фазового синхронизма в одноосном кристалле может быть найден по следующей формуле:

$$\sin(\theta_s)^2 = \frac{No(\omega)^{-2} - No(2\omega)^{-2}}{Ne(2\omega)^{-2} - No(2\omega)^{-2}} \quad (28)$$

Здесь, $No(\omega)$ и $Ne(\omega)$ главные значения эллипсоида показателя преломления. Как описано в используемых ограничениях, разность линейных фаз между волнами первой гармоники в каждом кристалле должна быть кратна 2π :

$$\frac{2\pi}{\lambda} (No(\lambda) - ne(\lambda, \theta_s + \Delta\theta_1)) \cdot L_1 = 2\pi \cdot M_1 \quad \frac{2\pi}{\lambda} (ne(\lambda, \theta_s + \Delta\theta_2) - No(\lambda)) \cdot L_2 = 2\pi \cdot M_2 \quad (29)$$

Здесь λ – центральная длина волны, M_1 , M_2 – целые числа, $ne(\lambda, \theta)$ – показатель преломления необыкновенной волны, распространяющейся под углом θ к оптической оси. Каждому направлению в кристаллах соответствует свой определенный набор толщин удовлетворяющий соотношениям (29).

Линейная дисперсия показателя преломления приводит к тому, что импульсы первой и второй гармоник разбегаются во времени. В тоже время, из-за анизотропии показателя преломления импульсы первой гармоники также разбегаются между собой. Временная

задержка между импульсами первой гармоники может быть найдена из следующих соображений. Импульс первой гармоники №1 пробегает первый нелинейный кристалл за время $\tau_1 = \frac{L_1}{u_1(\lambda)}$, а импульс первой гармоники №2 за время $\tau_2 = \frac{L_1}{u_2(\lambda, \theta_s + \Delta\theta_1)}$. Разность времен $\Delta\tau = |\tau_1 - \tau_2|$ и есть время разбега между импульсами первой гармоники №1 и №2 в первом кристалле. Поскольку во втором кристалле импульсы №1 и №2 меняются местами (тот, кто был обыкновенным стал необыкновенным и наоборот), то они догоняют друг друга. Для каждого направления распространения во втором кристалле относительно оптической оси можно найти толщину \tilde{L}_2 на которой импульсы точно совместятся. Однако, при этом второе условие (29) может и не выполняться. Минимальное число M_2 и соответствующая ему толщина L_2 выбираются таким образом, чтобы выполнялось условие $\tilde{L}_2 \leq L_2(\lambda, \theta_s + \Delta\theta_2, M_2)$.

Численное решение уравнений (26) позволяет найти разность нелинейных фаз волн первой гармоники на выходе первого и второго кристаллов. Если на выходе первого кристалла разность фаз в положениях статистических центров импульсов первой гармоники принимает значение $-\pi/2$ при нескольких наборах параметров L_1 и $\Delta\theta_1$, то выбор оптимального набора может быть осуществлен по оценке минимальной перекачки энергии в импульс второй гармоники (№3). Во втором кристалле толщина L_2 определяется направлением распространения к оптической оси и временем задержки между импульсами первой гармоники после первого кристалла. Свободный параметр здесь только один – угловая отстройка $\Delta\theta_2$ от направления синхронизма. Если требуемая разность фаз ($-\pi$) на выходе второго кристалла достигается при нескольких значениях $\Delta\theta_2$, то в качестве оптимального может быть выбрано то, при котором эффективность преобразования во вторую гармонику по энергии минимальна.

Рассмотрим распространение интенсивных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 50 фс и пиковой интенсивностью 3.4 ТВт/см² в кристалле KDP. С целью демонстрации возможности накопления желаемой разности фаз ($-\pi$) в статистических центрах импульсов только за счет квадратичной нелинейности не будем учитывать проявление кубической нелинейности для выбранного кристалла, хотя оно и важно для данного уровня интенсивности. Будем считать, что угол среза и первого и второго кристалла в некритической плоскости ϕ равен 45°, а углы в критической к синхронизму плоскости являются параметрами. Угол синхронизма составляет 42.07° к оптической оси.

Удовлетворяющее всем требованиям решение существует при толщине первого кристалла $L=1634$ мкм и направлении распространения в критической плоскости $\theta=43.78^\circ$ (отстройка от угла синхронизма 1.71°). При этом КПД преобразования во ВГ составляет 3.7% от энергии импульса №1 на входе в кристалл №1, а импульсы первой гармоники разбегаются во времени на 139 фс. Профили импульсов первой гармоники №1 и №2 и второй гармоники №3, нелинейные фазы и их разность $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ представлены на Рис. 38. Параболический вид фаз (крупный масштаб) связан с эффектом дисперсионного расплывания импульсов.

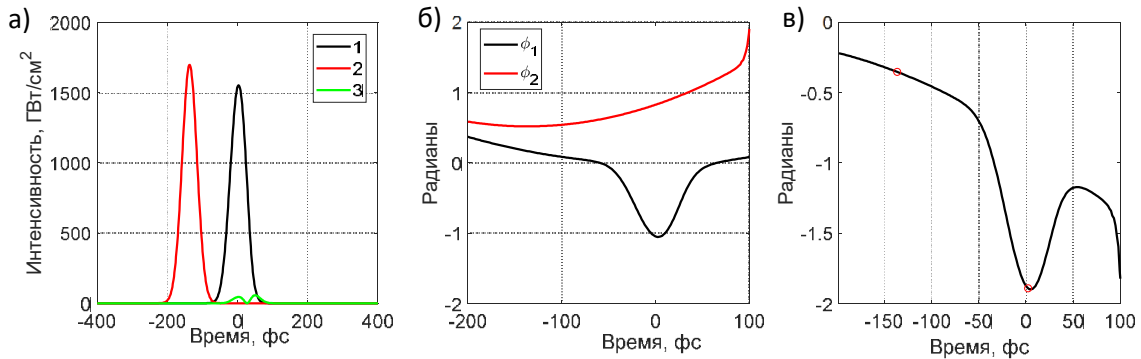


Рис. 38 а) Профили импульсов первой (№1 и №2) и второй гармоники (№3) б) фазы импульсов первой гармоники №1 и №2 и их разность на выходе первого кристалла KDP толщиной 1634 мкм в). Кружками показаны статистические центры импульсов первой гармоники.

Используя полученные поля с выхода первого кристалла в качестве начальных условий на границе второго, нетрудно найти оптимальный угол и толщину второго нелинейного элемента. Амплитуда волны №3 на входе во второй кристалл считается равной нулю. Для рассматриваемых параметров оптимальный угол распространения излучения от оптической оси $\theta=41.8^\circ$ (отстройка от угла синхронизма -0.28°) при этом толщина второго кристалла составляет 1813 мкм, а энергия второй гармоники на выходе кристалла 33.8% от энергии импульса №2 на входе. Профили импульсов, фазы и их разность у импульсов первой гармоники представлены на Рис. 39.

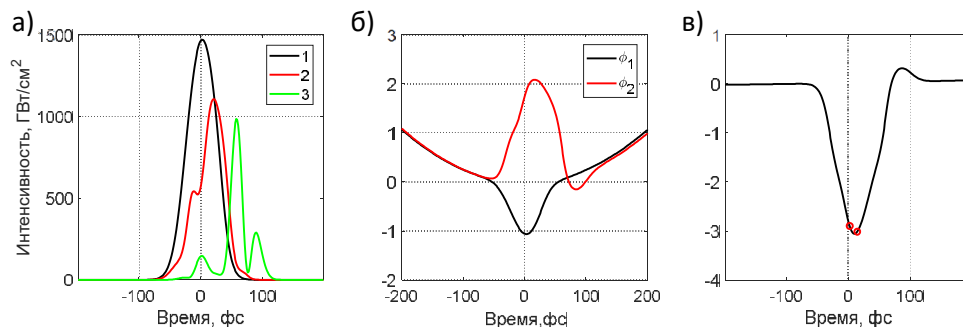


Рис. 39 Профили импульсов первой (№1 и №2) и второй гармоники (№3) б) нелинейные фазы импульсов первой гармоники №1 и №2 и их разность в) на выходе второго кристалла KDP толщиной 1813 мкм.

Таким образом, в более полной физической модели (но, без учета кубической нелинейности) можно найти решения, при которых разность фаз у импульсов первой гармоники на выходе второго кристалла равной $(-\pi)$. Такая разность фаз приводит к повороту поляризации на 90 градусов, что может быть использовано для отделения с помощью отражательного поляризатора этой области импульса.

2.6.5 Функция временного контраста в схеме с двумя кристаллами

Выражение для исходного линейно поляризованного поля запишем в следующем виде:

$$\vec{E}_m = A_1(z=0, t) \cdot \vec{x}_o + A_1(z=0, t) \cdot \vec{y}_o \quad (30)$$

Поле ортогональное к исходному:

$$\vec{E}_\perp = A_1(z=0, t) \cdot \vec{x}_o - A_1(z=0, t) \cdot \vec{y}_o \quad (31)$$

Единичные вектора параллельные и перпендикулярные исходному полю имеют следующий вид:

$$\vec{e}_\parallel = \frac{\vec{E}_m}{|\vec{E}_m|} \quad \vec{e}_\perp = \frac{\vec{E}_\perp}{|\vec{E}_\perp|} \quad (32)$$

Вектор напряженности поля на выходе второго кристалла \vec{E}_{out} может быть разложен в базисе (32):

$$\vec{E}_{out} = A_2 \cdot \vec{x}_o + A_1 \cdot \vec{y}_o = F_1 \cdot \vec{e}_\parallel + F_2 \cdot \vec{e}_\perp \quad (33)$$

Здесь $F_1 = \left(\vec{e}_{\parallel}^* \cdot \vec{E}_{out} \right)$ и $F_2 = \left(\vec{e}_{\perp}^* \cdot \vec{E}_{out} \right)$. Компонента поля F_2 определяет отраженное от поляризатора излучение (Рис. 36). Таким образом, выражения для поля и интенсивности (здесь под интенсивностью понимается квадрат модуля поля) лазерного излучения с улучшенным временным контрастом имеют следующий вид:

$$\vec{E}_{cl} = \frac{\left(\vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{\perp}^* \right)}{\left| \vec{E}_{\perp}^* \right|^2} \vec{e}_{\perp} \quad I_{cl} = \frac{\left| \vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{\perp}^* \right|^2}{\left| \vec{E}_{\perp}^* \right|^4}$$

Параметр характеризующий долю мощности в ортогональной (по отношению к исходной) поляризации после прохождения двух кристаллов, может быть записан в следующем виде:

$$\chi = \frac{F_2^2}{\left| \vec{E}_{out} \right|^2} = \frac{\left| \vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{\perp}^* \right|^2}{\left| \vec{E}_{out} \right|^2 \left| \vec{E}_{\perp}^* \right|^2}$$

Профили импульсов до и после улучшения временного контраста в схеме с двумя кристаллами и поляризатором, а также зависимость параметра χ от времени представлены на Рис. 40. Импульс с улучшенным временным контрастом обладает незначительными искажениями временного профиля интенсивности, которые связаны с совместным проявлением линейных (групповое разбегание и дисперсионное расплывание импульсов) и нелинейных (квадратичная нелинейность) эффектов.

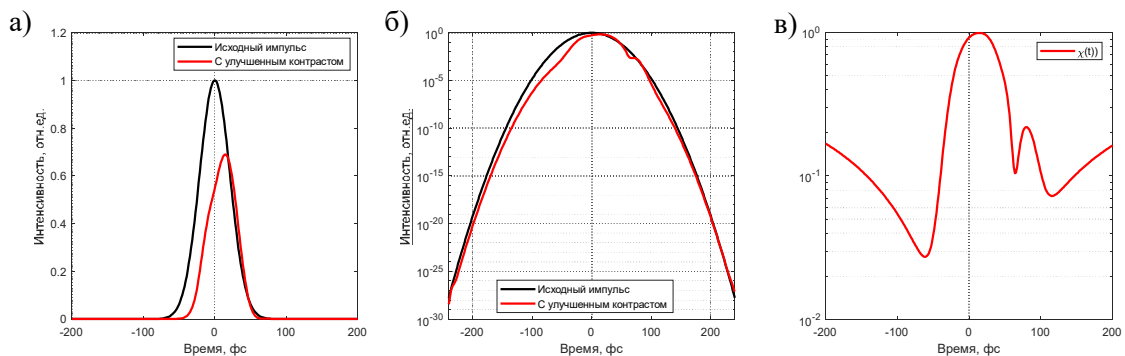


Рис. 40 Профили импульсов (распределения интенсивности во времени) до и после стадии улучшения контраста в линейном (а) и логарифмическом масштабах (б)), а также зависимость параметра $\chi(t)$ от времени (в)).

Отметим, что поскольку разность фаз у волн первой гармоники составляет $(-\pi)$ только в один момент времени, то через поляризатор также проходит излучение. Будем считать

поляризатор идеальным (с бесконечным контрастом и не вносящим искажения в прошедший импульс), тогда поле и интенсивность оптического импульса после него могут быть найдено в соответствии с формулами (34):

$$\vec{E}_{rest} = \frac{\left(\vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{in}^* \right)}{\left| \vec{E}_{in}^* \right|} \vec{e}_{\perp} \quad I_{rest} = \frac{\left| \vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{in}^* \right|^2}{\left| \vec{E}_{in}^* \right|^2} \quad (34)$$

Соответствующая доля мощности от мощности на выходе второго кристалла находится:

$$\chi_{\parallel} = \frac{F_1^2}{\left| \vec{E}_{out} \right|^2} = \frac{\left| \vec{E}_{out} \cdot \vec{E}_{in}^* \right|^2}{\left| \vec{E}_{out} \right|^2 \cdot \left| \vec{E}_{in} \right|^2} \quad (35)$$

Профили исходного импульса и импульса, прошедшего через поляризатор после стадии увеличения контраста (с поляризацией как у исходного), а также зависимость параметра χ_{\parallel} от времени представлены на Рис. 41. Дальний временной контраст у такого импульса не изменяется и соответствует исходному.

Отметим, что для рассматриваемых параметров поляризатор разделяет излучение по энергии в соотношении 23% (в компоненте с поляризацией параллельной поляризации исходного импульса) и 77% (в ортогональной поляризации) от полной энергии излучения первой гармоники на выходе второго кристалла.

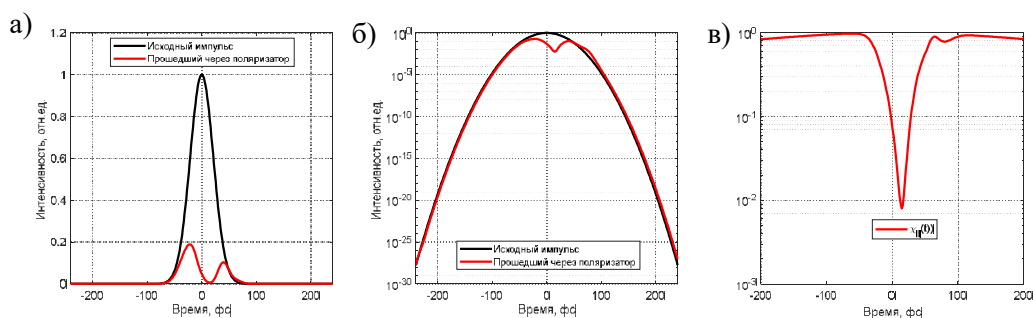


Рис. 41 Профили исходного импульса и импульса прошедшего через поляризатор после стадии улучшения контраста в линейном (а) и логарифмическом масштабах (б)), а также зависимость параметра χ_{\parallel} от времени (в))

Согласно полученным результатам численного моделирования, предложенная схема с двумя одноосными кристаллами позволяет увеличить временной контраст импульса первой

гармоники и сократить длительность (при указанных параметрах до 46 фс). Однако, рассмотренный метод чувствителен к пиковой интенсивности, а также к параметрам нелинейных кристаллов.

Приведенный численный пример носит лишь демонстрационный характер и не может использоваться в качестве основы для проведения эксперимента, поскольку при решении системы уравнений не учитывалось влияние кубической нелинейности. Ее учет для кристалла KDP при заданном уровне интенсивности (3.4 ТВт/см^2) приводит к формированию сложной структуры нелинейной фазы и существенной модуляции лазерных импульсов. Отметим, что использование кристаллов, у которых пространственный масштаб проявления квадратичной нелинейности (нелинейная длина L_{nl}) значительно меньше пространственного масштаба, на котором происходит накопление суммарного В-интеграла ~ 1 позволит реализовать рассмотренный метод увеличения контраста в экспериментах. В качестве возможных кристаллов можно отметить одноосный VBO и двухосный LBO. Задача требует проведения дальнейших исследований.

2.7 Заключение к главе 2

В главе 2 рассмотрены методы повышения временного контраста импульсов с пиковой интенсивностью $\sim \text{ТВт/см}^2$. Методы основаны на использовании тонких ($\sim \text{мм}$) одноосных кристаллов и эффектов квадратичной и кубической нелинейности, проявляющихся в процессе генерации второй гармоники.

Первый из рассмотренных методов – процесс генерации второй гармоники интенсивных лазерных импульсов позволяет улучшить временной профиль интенсивности как за счет нелинейности процесса, так и за счет того, что волновые вектора спонтанной люминесценции не все попадают в полосу процесса ГВГ. Рассмотренные в главе результаты показывают перспективность использования данного метода. В частности, в экспериментах получена эффективность преобразования во вторую гармонику $\sim 73\%$ при пиковой интенсивности $\sim 2 \text{ ТВт/см}^2$; с использованием численных методов продемонстрирована возможность дополнительного сокращения длительности у импульса второй гармоники и увеличения пиковой мощности (вплоть до значений превышающих пиковую мощность исходного импульса первой гармоники).

В главе также рассмотрена возможность улучшения временных характеристик (сокращение длительности и увеличения временного контраста) импульсов первой гармоники с использованием одноосных кристаллов. Показано, что отстройка от угла фазового синхронизма позволяет управлять формой импульса первой гармоники и, в частности,

реализовать режим временного самосжатия импульсов. Более того с использованием численных методов продемонстрировано, что использование схемы с двумя отстроенными от положения синхронизма кристаллами и отражательного поляризатора дает возможность увеличить временной контраст интенсивных лазерных импульсов первой гармоники.

Резюмируя, вышесказанное выделим следующие ключевые результаты Главы 2:

1. Показано, что коррекция квадратичной составляющей фазы спектра у импульсов второй гармоники, полученных при значительном влиянии кубической нелинейности, позволяет сжать во времени импульс второй гармоники, в результате чего его мощность превысит мощность исходного импульса первой гармоники [50, 61].
2. 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 [50].
3. 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^2 [61].
4. В кристалле KDP толщиной 0.5 мм достигнуто 50 % преобразование по энергии в излучение второй гармоники лазерных импульсов с центральной длиной волны 800 нм и пиковой интенсивностью 3.5 ТВт/см^2 [98].
5. Предложен метод увеличения временного контраста, основанный на использовании каскадной квадратичной нелинейности в нелинейных одноосных кристаллах. В рамках модельной задачи, с использованием численных методов была продемонстрирована его работоспособность.

Глава 3 Формирование сложных пространственно-временных (3D) распределений интенсивности лазерных импульсов для облучения фотокатодов линейных ускорителей электронов

Профилированные лазерные импульсы находят свое применение в задачах современной литографии [126], медицинских приложениях [127], в физике фотоинжекторов и лазеров на свободных электронах, при исследовании нелинейных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом [128], в нелинейной оптической микроскопии [129]. Применительно к задачам физики фотоинжекторов электронов управление пространственно-временными параметрами лазерных импульсов позволяет контролировать распределение пространственного заряда в генерируемых электронных сгустках. Для этих целей, особый интерес представляют пикосекундные импульсы ультрафиолетового диапазона с функциями распределения интенсивности в пространстве в форме 3D эллипсоида, цилиндра, треугольника во времени.

В настоящей главе обсуждаются особенности созданного в ИПФ РАН лазерного комплекса с возможностью управления пространственно-временными характеристиками оптических импульсов для линейного ускорителя электронов DESY PITZ (Photo Injector Test Facility at DESY, Zeuthen) [73]. Особое внимание уделено группировки лазерных импульсов во времени, методам управления и диагностики трехмерного распределения интенсивности одиночных импульсов, а также вопросам сохранения 3D структуры поля в задачах по генерации второй и четвертой оптических гармоник. 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 фото-термо-рефрактивного стекла. Обсуждаются результаты исследований по генерации электронных сгустков, выполненные на фотоинжекторе PITZ с использованием созданного лазера [130].

3.1 Требования к лазерным импульсам, используемым для генерации электронных сгустков с экстремально малым эмиттансом

Современные лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) накладывают исключительно высокие требования к параметрам используемых в них электронных пучков. Высокий пиковый ток (~кА после нескольких ступеней компрессии электронных сгустков), малый нормализованный поперечный эмиттанс (< 1 мм·мрад) и малый энергетический разброс (~%) являются необходимыми параметрами для эффективной работы таких установок как

лазер на свободных электронах в Гамбурге (Free-Electron Laser in Hamburg - FLASH[131], DESY Hamburg, Germany), американский проект Linac Coherent Light Source на базе Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC), а также Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах (European XFEL), расположенный в Гамбурге (DESY Hamburg, Germany). На настоящий момент наиболее передовыми источниками электронных пучков являются инжекторы, в которых применяются высокочастотные пушки (ВЧ-пушки) с фотокатодом. Поверхность фотокатода облучается лазерными импульсами, которые генерируют электронные сгустки вследствие проявления фотоэффекта. В последние годы с их помощью продемонстрирована возможность генерации пучков с необходимыми для ЛСЭ параметрами (пиковый ток ~ 50 А, длина электронного пучка 10-20 пс, нормализованный эмиттанс менее 1 мм·мрад). Отличительной чертой ЛСЭ на базе сверхпроводящих линейных ускорителей (FLASH, European XFEL) является высокая скважность. Электронные сгустки (банчи) сгруппированы во времени следующим образом. Короткие сгустки длительностью в несколько пикосекунд объединяются в сравнительно длинные (1 мкс - 10 нс) цуги, идущие с частотой повторения 1-50 Гц [6, 73, 132]. При этом повышается средняя мощность излучения ЛСЭ, необходимая для широкого круга исследовательских задач. Высокая пиковая мощность достигается индивидуальными параметрами каждого банча в цуге. Так для того, чтобы достичь требуемой величины яркости пучков, необходимо получать электронные пучки с поперечным нормализованным эмиттансом на уровне 1 мм·мрад и менее для электронных сгустков с зарядом не менее 1 нКл. При этом, указанные параметры должны повторяться с высокой стабильностью как внутри цуга, так и между последовательными цугами.

Хорошо известно, что одним из эффективных инструментов в оптимизации характеристик электронных сгустков является профилирование временной формы импульса катодного лазера. Переход от гауссовой к прямоугольной форме импульса в значительной мере изменяет структуру пространственного заряда электронного сгустка, эмитируемого с фотокатода. Поскольку значительная часть некоррелированного эмиттанса формируется вовремя фотоэмиссии, то распределение интенсивности лазерного импульса играет значительную роль при оптимизации свойств электронного пучка.

Использование лазеров для генерации электронных сгустков с поверхности фотокатода получило достаточно широкое распространение в мире. Например, на фото инжекторе FLASH ускорителя DESY при использовании 10 пс гауссовых лазерных импульсов получены электронные 1 нКл сгустки с эмиттансом 2.1 мм·мрад при энергии 100 МэВ. А на фото инжекторе PIZ при использовании 21.5 пс лазерных импульсов трапецеидальной формы с фронтами 2 пс достигнут эмиттанс ~ 0.7 мм·мрад. Дальнейшее уменьшение

эмиттанса электронных сгустков возможно при использовании трехмерного профилирования. При этом 3D эллипсоид (время и две поперечные координаты) с равномерной плотностью электронов рассматривается как распределение, отвечающее строго линейным силам пространственного заряда. При этом происходит минимальный рост поперечного эмиттанса (распределение Капчинского – Владимирского [74]). Генерация эллипсоидных лазерных импульсов катодного драйвера рассматривается как первый шаг в этом направлении.

Здесь и далее короткие пикосекундные импульсы будем называть микроимпульсами, а длинные цуги микроимпульсов - макроимпульсами. Энергия микроимпульсов, необходимая для формирования электронных сгустков зависит от эффективности фото катода и полного заряда сгустка. Для наиболее стабильных и эффективных Cs₂Te катодов, работающих в течение многих месяцев подряд с эффективностью порядка 5%, требуется длина волны лазера 0.2-0.3 мкм и энергия в микроимпульсе порядка 1-10 мкДж. Поскольку генерация электронных сгустков обусловлена взаимодействием лазерных импульсов с поверхностью фото катода, то требования к стабильности параметров электронных пучков, а также к временной структуре их последовательности транслируются на требования к лазерному излучению. Пространственные и временные характеристики лазерного микроимпульса должны соответствовать аналогичным параметрам электронного пучка, также необходимо обеспечить высокие требования на стабильность частоты следования микроимпульсов и реализовать ее автоматизированную подстройку к частоте ВЧ накачки модулей ускорителя. Все эти требования определяют невозможность использования коммерческих лазеров.

В настоящее время в ИПФ РАН создан лазер для линейного ускорителя электронов DESY (Германия). Выходное излучение лазера представляет собой микроимпульсы с 3D квазиэллипсоидальной формой и энергией до 5 мкДж при длительности 6-20 пс на длине волны 262 мкм с частотой следования 1 МГц. Микроимпульсы объединяются в макроимпульсы длительностью 300 мкс, которые повторяются с частотой 1 - 10 Гц. В лазерной системе реализован метод профилирования лазерных импульсов на основе жидкокристаллических модуляторов света (SLM). Подробности метода будут изложены в последующих разделах настоящей работы. Отметим также, что с использованием данного лазера были получены электронные сгустки на фотоинжекторе PITZ (DESY, Zeuthen) и измерены их характеристики [130, 133].

3.2 Формирование пространственно-временного распределения интенсивности с использованием пространственного модулятора света

Квазиэллипсоидальное распределение можно рассматривать, как пучок, у которого изменяется диаметр вдоль координаты распространения, а можно считать световым импульсом прямоугольной формы, у которого длительность изменяется в различных точках апертуры. Два описания одного и того же 3D профилированного распределения интенсивности определяют и разные подходы к его формированию. В работе [75] при использовании акустооптического модулятора квазиэллипсоидальное распределение интенсивности формируется в фокусе сильно аберрационной линзы, т.е. при изменении диаметра вдоль продольной координаты распространения. Будем придерживаться второго подхода, т.е. формируем прямоугольные во времени импульсы длительность которых зависит от поперечной координаты лазерного пучка. Длительность максимальна на оси пучка и минимальна к краю апертуры. 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. Для формирования столь коротких временных интервалов не подходят традиционные световые затворы. Такая задача решается при помощи управления спектральными (амплитудными и фазовыми) характеристиками исходных импульсов[134]. В большинстве случаев, амплитуду и фазу спектра исходного импульса трансформируют при помощи амплитудной и фазовой масок. Такие действия удобно осуществлять при помощи компрессора с нулевой частотной дисперсией. На Рис. 42 приведена схема такого компрессора.

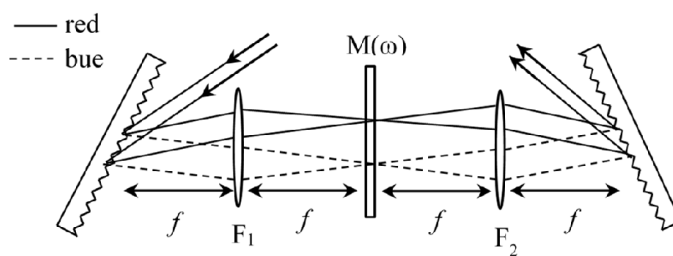


Рис. 42 Принципиальная схема формирователя пространственно-временного распределения интенсивности лазерных импульсов.

Софокусные линзы F_1 и F_2 образуют телескоп Кеплера. Для того, чтобы формирователь пространственно-временного распределения интенсивности не вносил дополнительную частотную дисперсию, дифракционные решетки размещают на фокусном расстоянии от

линз, чтобы телескоп переносил изображение одной решетки на другую. Амплитудно-фазовая маска $M(\omega)$, установленная в фокальной плоскости телескопа, позволяет управлять амплитудой и фазой спектра оптических импульсов. Благодаря чему становится возможным получить желаемое пространственно-временное распределение интенсивности.

Представленную на Рис. 42 схему удобно использовать для управления пространственно-временным распределением импульсов со значительной линейной частотной модуляцией, так называемых спектронов [38]. У таких импульсов огибающая формы распределения спектральной интенсивности повторяет огибающую формы временного распределения, а частота линейно пропорциональна времени. Если телескоп Кеплера образован цилиндрическими линзами, то в фокальной плоскости реализуется двумерное распределение спектральной интенсивности. В этом случае, для управления длительностью в различных точках поперечной координаты достаточно изменить соответствующую пропускаемую спектральную полосу.

В этой схеме два главных недостатка: невозможность формирования аксиально симметричного пространственно-временного распределения интенсивности и вносимый цилиндрическим телескопом Кеплера сильный астигматизм, вызванный тем, что цилиндрический телескоп переносит изображение дифракционной решетки только в одной плоскости. С первым недостатком можно бороться путём многократного прохождения пучка через формирователь пространственно-временной структуры с поворотом изображения на некоторый угол. Второй недостаток можно почти полностью устранить, компенсируя астигматизм дополнительным цилиндрическим телескопом, развёрнутым относительно исходного на 90 градусов.

В качестве маски $M(\omega)$ удобно использовать отражательные пространственные модуляторы света SLM (Spatial Light Modulator). Одними из лучших показателей, как по отражательной способности, так и по минимальному вносимому шуму обладают аналоговые SLM производства Hamamatsu. Важно отметить, что модуляторы позволяют управлять фазой спектра, но в паре с поляризатором и полуволновой пластинкой их можно использовать в качестве устройств для управления амплитудой спектральных компонент.

3.2.1 Математическое описание работы формирователя спектра

Рассмотрим возможность использования амплитудной спектральной маски для создания квазипрямоугольных оптических импульсов. Будем считать, что исходный импульс обладает линейной частотной модуляцией, а его длительность - T значительно превосходит

длительность спектрально-ограниченного импульса T_F . Для определённости будем считать, что исходный спектр имеет гауссовое распределение и квадратичную модуляцию фазы (что соответствует линейной модуляции частоты):

$$S(\Omega) = S_0 \cdot e^{-2\ln(2) \cdot \frac{\Omega^2}{\Delta\Omega^2} - i \frac{\alpha \cdot \Omega^2}{2}} \quad (36)$$

Здесь S_0 – амплитуда спектра, Ω – отстройка от центральной частоты, $\Delta\Omega = 4\ln(2)/T_F$ ширина спектральной интенсивности по уровню $1/2$. Такому распределению соответствует импульс во времени:

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\Omega) \cdot e^{i\Omega \cdot t} d\Omega = \frac{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\Omega \cdot S_0}{\sqrt{4 \cdot \ln(2) + i \cdot \alpha \cdot \Delta\Omega^2}} \cdot e^{-2\ln(2) \frac{t^2}{T^2} + i \frac{\alpha_t \cdot t^2}{2}} \quad (37)$$

$$\text{где } T = T_F \sqrt{1 + \frac{16 \cdot \ln(2)^2 \cdot \alpha^2}{T_F^4}}, \quad \alpha_t = \frac{\alpha \cdot \Delta\Omega^2}{T_F^2 + \alpha^2 \cdot \Delta\Omega^2}.$$

Таким образом, гауссовому распределению спектра соответствует гауссовая форма импульса. При выполнении условия ($T \gg T_F$ и при наличии линейной модуляции частоты) распределение во времени повторяет распределение интенсивности в спектральной области [38]. Именно такие импульсы мы будем рассматривать далее.

Очевидно, что для формирования квазипрямоугольных chirпированных импульсов необходимо создать квазипрямоугольное распределение спектра. Рассмотрим идеализированный случай создания точного прямоугольного распределения спектра из исходного гауссового. Для этого можно использовать спектральную маску вида применяемую к распределению $|S(\Omega)|^2$:

$$M_r(\Omega) = \begin{cases} \exp\left(4 \ln(2) \frac{\Omega^2 - \Lambda^2}{\Delta\Omega^2}\right), & |\Omega| < 0 \\ 0, & |\Omega| > 0 \end{cases} \quad (38)$$

Результирующий спектр будет представлять собой прямоугольник шириной $2 \cdot \Lambda$. Энергетическая эффективность такой маски определяется следующим соотношением:

$$\eta = \sqrt{\frac{16 \ln(2)}{\pi}} \cdot \frac{\Lambda}{\Delta\Omega} \cdot e^{-4 \ln(2) \frac{\Lambda^2}{\Delta\Omega^2}} \quad (39)$$

При $\Lambda \rightarrow 0$ и при $\Lambda \rightarrow \infty$ $\eta \rightarrow 0$. Пропускание максимально $\eta_{max} = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \sim 0.48$ для $\Lambda_{max} = \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{8 \ln(2)}}$. Таким образом, используя спектральную амплитудную маску (38) с областью пропускания Λ в оптимальном случае можно получить прямоугольный спектр с эффективностью 48%.

В рассматриваемом приближении оптический chirпированный импульс с прямоугольным спектром будет иметь квазипрямоугольное распределение интенсивности во времени. Пропуская такое излучение через круглую диафрагму, можно получать квазицилиндрические пучки, аналогичные используемым в работе [72]. Если исходное поперечное распределение интенсивности гауссовое, то уменьшение интенсивности на N% от центра к краю диафрагмы, соответствует пропусканию N% от общей энергии пучка. Следовательно, если гауссов пучок с гауссовым спектром пропустить через маску (38) с шириной Λ_{max} , а затем пропустить через диафрагму, формирующую 10% перепад интенсивности от центра к краю, то суммарная эффективность формирования 3D цилиндрического пучка составит 4.8%, что очень мало. Существенно повысить эффективность можно используя аподизирующую диафрагму из кристаллического кварца [135].

Ширина спектра $2 \cdot \Lambda_{max}$ связана с длительностью квазипрямоугольных импульса T_r соотношением $2 \cdot \Lambda_{max} = \alpha_t \cdot T_r$. Используя его, а также формулы (37) и условие ($T \gg T_F$) нетрудно показать, что длительность гауссового импульса T , до которой необходимо растянуть спектрально-ограниченный импульс с целью наиболее эффективного (с энергетической точки зрения) получения прямоугольного импульса длительностью T_r , может быть найдена:

$$T \approx \sqrt{2 \ln(2)} T_r \approx 1.17 \cdot T_r \quad (40)$$

Прямоугольный спектр соответствует модулированному распределению интенсивности во времени даже для импульсов, у которых ($T \gg T_F$). Уменьшение влияния модуляции может быть реализовано благодаря использованию сглаженной маски, применяемой к амплитуде спектра $S_r(\Omega) = M_G(\Omega) \cdot S(\Omega)$:

$$M_G(\Omega) = \exp\left(-\left(\frac{\Omega}{\Lambda}\right)^{2N}\right) \cdot \begin{cases} \exp\left(2 \cdot \ln(2) \frac{\Omega^2 - \Lambda^2}{\Delta\Omega^2}\right), & |\Omega| < \Lambda \\ 1, & |\Omega| > \Lambda \end{cases} \quad (41)$$

Здесь, N – натуральное число. Для маски (41) амплитуда спектра не испытывает скачков производной. Применение такой маски к гауссовому спектру chirпированных импульсов (36) позволяет сформировать квазипрямоугольное распределение интенсивности во времени. Пример использования приведен ниже при сравнении экспериментальных и теоретических данных.

Важным параметром получаемого профилированного квазипрямоугольного импульса является длительность фронта - τ_F , определяемая как время нарастания интенсивности с уровня 0.1 до уровня 0.9 от максимального значения. Применительно к лазерным драйверам для фотоинжекторов, особый интерес представляют прямоугольные импульсы длительностью T_r в диапазоне 10-100 пс. На Рис. 43 представлены зависимости фронта импульса τ_F от длительности T_r полученные применительно к рассматриваемым оптическим импульсам при различных значениях параметра N в маске (41). В качестве исходного, использовался гауссов импульс с шириной спектра 7.3 нм по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности с центральной длиной волны 1033 нм. Растяжение импульса и обрезание спектра оптимальны для каждого значения T_r . Фронт импульса увеличивается с ростом длительности прямоугольного импульса, что является ограничением метода на получение импульсов с резкими фронтами. Резкость фронта может быть улучшена за счет увеличения степени N в маске (41). Однако, в этом случае возрастает значение параметра PV (Peak to Valley), характеризующего модуляцию в области основного импульса (после времени нарастания и до времени спадания) и определяемого как отношение максимального к минимальному значению интенсивности. На Рис. 43 представлены зависимости параметра PV от длительности прямоугольного импульса при $N=4,8,12$. Эффективность формирования квазипрямоугольных импульсов также зависит от степени N и для указанных значений составляет 42%, 45%, 46% соответственно. При $N \rightarrow \infty$ маска (41)

переходит в (38) и следовательно эффективность формирования стремится к 48%. Степень N для эксперимента определяется исходным импульсом и требованиями к фронтам и модуляции профилированного импульса. Отметим, что для реализации более коротких фронтов и минимизации параметра PV необходимо дополнительно к амплитудной применять также и фазовую маску.

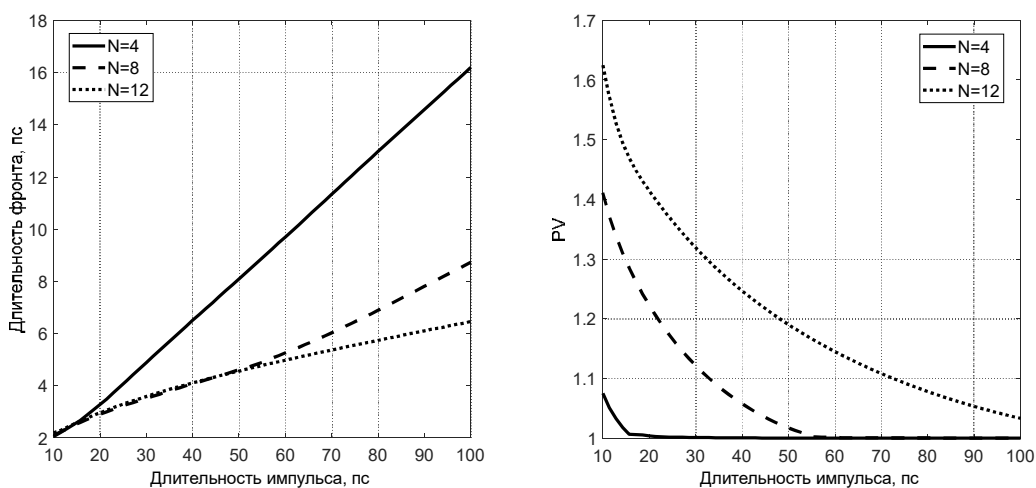


Рис. 43 Зависимость фронта импульса τ_f и б) параметра PV от длительности прямоугольного импульса T_r при значения $N=4,8,12$.

Рассмотренный подход может быть адаптирован и для получения квазиэллипсоидальных импульсов, благодаря заданию двумерной (эллиптической) амплитудной маски в формирователе пространственно-временной структуры (Рис. 42) в случае использования в телескопе Кеплера цилиндрических линз. Примеры экспериментального применения такой маски будут представлены далее.

3.2.2 Описание экспериментальной установки

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на Рис. 44. В качестве источника оптических импульсов использовался волоконный Yb лазер, который имеет на выходе два канала: рабочий и диагностический. Излучение рабочего канала направлялось в формирователь пространственно-временной структуры для получения квазицилиндрических или квазиэллипсоидальных пучков. Излучение диагностического канала компрессировалось до минимальной длительности (~ 250 фс) и использовалось в сканирующем кросс-корреляторе для наблюдения за временными и пространственными характеристиками профилированного рабочего пучка.

Волоконный лазер состоит из фемтосекундного Yb волоконного задающего генератора, работающего в режиме пассивной синхронизации мод. Частота следования импульсов 47.6 МГц, выходная длительность 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. 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 выходного излучения $T=41$ пс, энергия $W=5.7$ нДж. Ширина спектра по уровню $\frac{1}{2}$ 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.

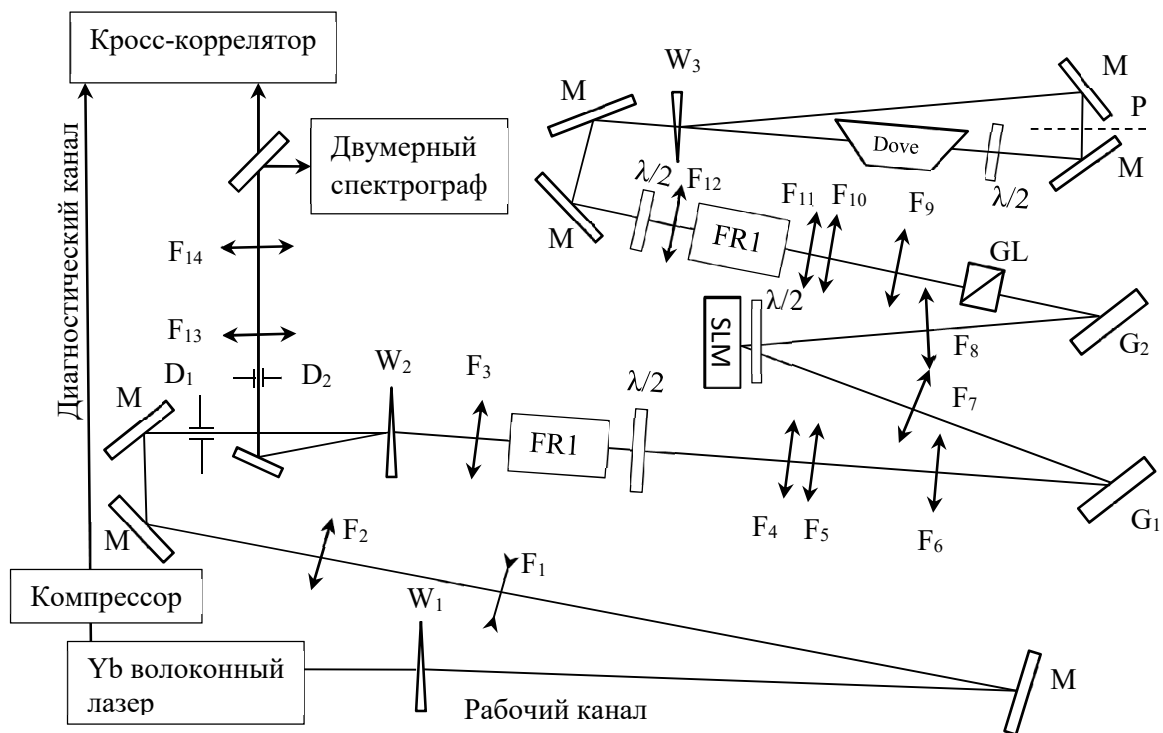


Рис. 44 Схема экспериментальной установки: М – зеркало, $G_{1,2}$ – дифракционная решетка, FR1 и FR2 45°вращатели Фарадея, SLM – пространственный модулятор света, GL – призма Глана, $W_{1,2,3}$ - кальцитовый клин, $D_{1,2}$ диафрагмы, P – плоскость переноса изображения решетки G_2 , F_i ($i=1..14$) – линзы ($F_1=-140$ мм, $F_2=350$ мм, $F_3=400$ мм, $F_4=169$ мм, $F_5=259$ мм,

$F_6=369$ мм, $F_7=F_8=405$ мм цилиндрические, $F_9=368$ мм, $F_{10}=174$ мм, $F_{11}=394$ мм, $F_{12}=414$ мм, $F_{13}=160$ мм, $F_{14}=260$ мм)

После волоконного коллиматора излучение диагностического канала направлялось в объемный оптический компрессор на основе дифракционной решетки с плотностью штрихов 1200 шт/мм (производитель Spectrogon, 50x110 мм). 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.

Основной и самой важной частью экспериментальной установки является формирователь пространственно-временной структуры распределения интенсивности (Рис. 44). Рассмотрим его работу более подробно. Линейная поляризация коллимированного излучения рабочего канала обеспечивается при помощи 10-градусного кальцитового клина W_1 . Телескоп, построенный по схеме Галилея $F_1 - F_2$ расширяет пучок и компенсирует его расходимость. Диафрагма D_1 формирует поперечное распределение в виде гауссовой функции с обрезанными крыльями. Плоскость диафрагмы при помощи линзовой системы $F_3 - F_6$ транслируется в плоскость пространственного модулятора SLM (производитель Hamamatsu) с увеличением $N=0.8$. Изолятор Фарадея, образованный поляризатором из кальцитового клина W_2 , 45°вращателем Фарадея FR1 (апертура активного элемента из тербий-галлиевый-граната Ø20 мм) и полуволновой пластинкой нулевого порядка, обеспечивает вывод встречного излучения из формирователя. Отражающие голографические дифракционные решетки G_1 и G_2 (Spectrogon, размер 50x50 мм), цилиндрические линзы $F_7 - F_8$ и пространственный модулятор SLM образуют оптический компрессор. Для прохождения компрессора используется горизонтальная поляризация (в плоскости рисунка). Цилиндрические линзы $F_7 - F_8$ в соответствии с Рис. 44 образуют телескоп Кеплера, в фокусе которого устанавливается амплитудная маска (SLM, полуволновая пластинка и поляризатор – призма Глана). В экспериментальной схеме (Рис. 44) призма Глана размещена после дифракционной решетки G_2 исключительно из-за удобства юстировки. Плоскость дифракционной решетки G_1 транслируется на плоскость дифракционной решетки G_2 с масштабом равным единице. Поскольку перенос изображения происходит только в плоскости рисунка, то фаза пучка в ортогональной плоскости приобретает сферическую расходимость. После прямого прохода эта фаза соответствует прохождению пучком 4-х кратного фокусного расстояния цилиндрических линз (в рассматриваемом случае 1620 мм). В результате, в пучке появляется сильный астигматизм, который можно исправить, установив дополнительный цилиндрический

софокусный телескоп развёрнутый относительно исходного на полудусов. В нашем случае этого можно избежать, благодаря использованию системы поворота пучка на 90 градусов. Если оптическая система $F_9 - F_{12}$ переносит изображение плоскости решетки G_2 в плоскость P (см. Рис. 44), то астигматизм, приобретенный после первого прохода, будет скомпенсирован на обратном проходе. Отметим, что в эксперименте поворот пучка на 90 градусов осуществлялся с использованием призмы Дове, повернутой относительно оси пучка на 45 градусов, или складки из четырех 45 градусных зеркал, образующих последовательно вертикальный перископ для поворота и элеватор для возвращения пучка на исходную высоту.

Обход 90 градусного ротатора пучка и обратное заведение в формирователь осуществлялось благодаря использованию изолятора Фарадея: призма Глана, кальцитовый клин W_3 , 45°вращатель Фарадея FR2 и полуволновая пластинка. Полуволновая пластинка, установленная после призмы Дове, делает поляризацию прошедшего излучения вертикальной.

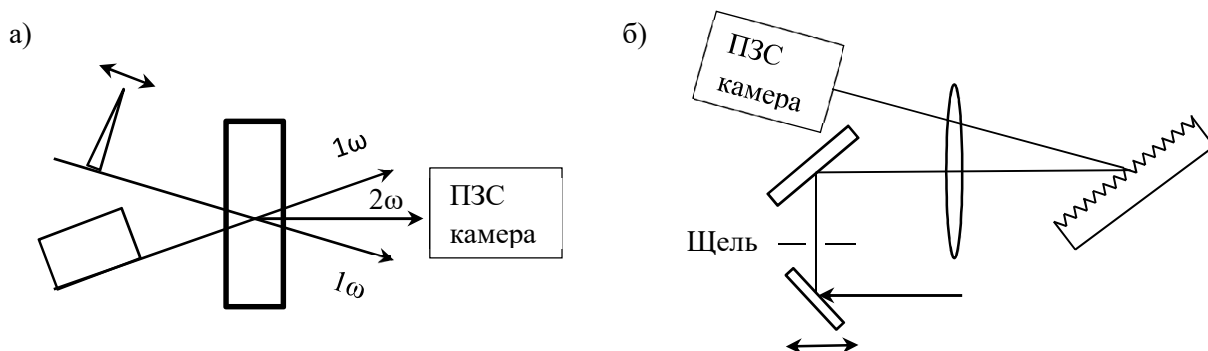


Рис. 45 Принципиальные схемы оптических приборов для измерения трехмерного распределения интенсивности в пространстве и времени у профилированных импульсов.

На Рис. 45 представлены принципиальные схемы приборов, используемых нами для диагностики пространственно-временного распределения интенсивности профилированных импульсов. Работа кросс-коррелятора (Рис. 45а) основана на неколлинеарном процессе генерации излучения второй гармоники, происходящем при взаимодействии профилированного и диагностического импульсов в нелинейном кристалле. В нашем случае пучки сводились под углом 2-3 градуса в кристалле LBO. Использовался первый тип взаимодействия (оо-е). Поскольку длительность импульсов диагностического канала значительно меньше длительности профилированных импульсов, то измеряемое с помощью ПЗС камеры распределение интенсивности суммарной частоты

соответствовало распределению интенсивности профилированных импульсов. Изменяя задержку, можно наблюдать различные временные сечения исследуемых импульсов. Интегрирование в области кадра дает информацию об интегральном временном профиле исследуемого излучения.

Использование двумерного спектрографа (Рис. 45б) позволяет измерить трехмерное распределение интенсивности спектра. На щель спектрографа передается изображение профилированного пучка. Изображение вертикальной щели при помощи объектива передаётся на ПЗС камеру через отражающую голографическую дифракционную решетку с плотностью 1200 шт/мм (производитель Spectrogon, 50x110 мм). С использованием микрометрического транслятора можно параллельно смещать падающий на щель пучок и тем самым получать серию вертикальных распределений спектра исследуемого излучения. Как упоминалось выше, для импульсов со значительной линейной модуляцией частоты, такие измерения соответствуют измерениям распределения интенсивности в пространстве.

3.2.3 Формирование квазицилиндрических пучков

Для получения в эксперименте импульсов с квазицилиндрическим распределением интенсивности в пространстве нет необходимости использовать весь формирователь пространственно-временной структуры (Рис. 44). Его схема может быть значительно упрощена. Для этого цилиндрическая линза F₇ заменялась сферической с таким же фокусным расстоянием, а модулятор SLM настраивался точно назад. В этом случае, формирователь распределения интенсивности работал по традиционной схеме [134] и мог управлять только временными характеристиками импульсов. Важно отметить, что для получения квазицилиндрических распределений использовалась амплитудная маска (41). Формирование прямоугольного поперечного распределения в пространстве осуществлялось при помощи диафрагмы D₂, установленной в плоскость, сопряженную с плоскостью первой диафрагмы.

На Рис. 46 представлено исходное распределение спектра, т.е. при $M(\omega) = 1$, а также после применения спектральной маски с полосой пропускания 7.9 нм. Используемая в эксперименте маска не оптимальна с энергетической точки зрения. На Рис. 46б представлены измеренные для этих случаев кросс-корреляционные функции. Длительность фронта у профилированного импульса 4 пс, что хорошо согласуется с результатами Рис. 43. Для $M(\omega) = 1$. длительность импульсов по уровню 0.5 распределения интенсивности составляет 41 пс. Для сравнения эксперимента с рассмотренной выше теорией было выполнено численное моделирование. К исходному гауссовому спектру с шириной 7.3 нм

по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности и центральной длиной волны 1033 нм была применена маска (б) с полной полосой пропускания 7.9 нм (степень $N=12$). Результаты численного моделирования представлены на Рис. 46 а),б) пунктирными линиями.

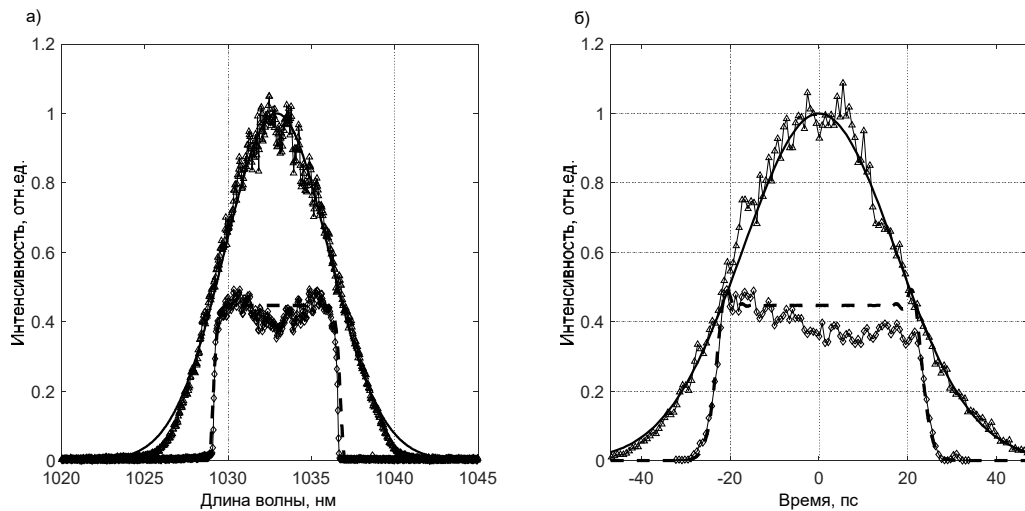


Рис. 46 а) Экспериментальные данные: исходный спектр – треугольники, профилированный – ромбы; результат моделирования по применению маски к гауссовому распределению спектра - пунктирная линия, аппроксимация гауссом исходного спектра - сплошная линия; б) Экспериментальные данные: исходная кросс-корреляционная функция – треугольники и профилированная – ромбы, результат моделирования по применению маски к гауссовому распределению спектра - пунктирная линия, аппроксимация гауссом исходной кросс-корреляционной функции - сплошная линия.

Измеренные пространственные поперечные распределения интенсивности при различных задержках и восстановленная сглаженная квазицилиндрическая структура распределения интенсивности (из 90 экспериментальных снимков) представлены на Рис. 47.

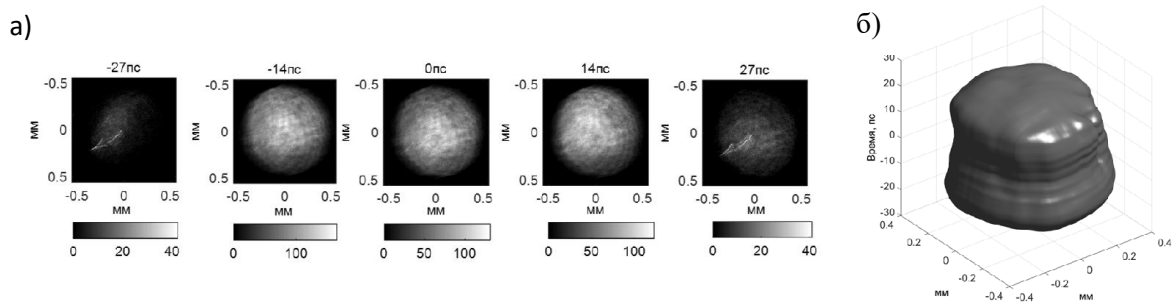


Рис. 47 а) Измеренные поперечные распределения интенсивности квазицилиндрических импульсов; б) восстановленное трехмерное распределение.

3.2.4 Формирование 3D квазиэллипсоидальных пучков

В экспериментах по генерации квазиэллипсоидальных пучков схема формирователя пространственно-временной структуры (Рис. 44) использовалась полностью. В качестве амплитудной маски применялось двумерное распределение в форме эллипса. Коэффициент отражения спектральных компонент в области эллипса - единица, вне - ноль. Пучок проходит через амплитудную маску дважды: на прямом проходе и на обратном после 90 градусного поворота в призме Дове. В результате двойного воздействия в ортогональных направлениях одной и той же амплитудной спектральной маски из исходного пучка формировался пучок с квазиэллипсоидальным распределением интенсивности. У профилируемого таким образом лазерного пучка поперечные сечения представляют собой квадраты. Сторона квадрата изменяется вдоль оси распространения по эллипсоидальному закону $a(t) = a_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2 \cdot t}{T_{el}}\right)^2}$, где t - время, T_{el} - длительность эллипсоида на оси.

В наших экспериментах для визуализации квазиэллипсоидальных пучков мы применяли двумерный спектрограф (Рис. 45б). На Рис. 48 приведены картины поперечного распределения спектральной интенсивности снятые с шагом сканирования пучка по щели спектрографа 0.15 мм. Зная ширину спектра исходного (не профилированного) импульса 7.3 нм и длительность 41 пс по уровням $\frac{1}{2}$ интенсивности, не трудно получить коэффициент пересчета длин волн во время $41/7.3$ пс/нм ≈ 5.6 пс/нм в предположении линейной модуляции частоты. Для получения трехмерных распределений интенсивности спектра записывались серии кадров (50-100 шт) с шагом сканирования 20-50 мкм. Для этой реализации восстановленное распределение интенсивности представлено на Рис. 49.

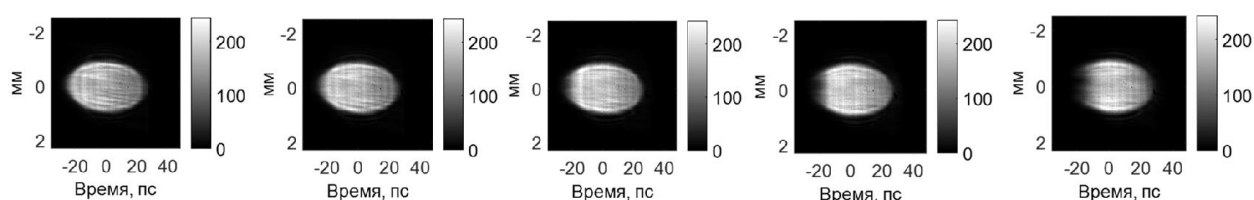


Рис. 48 Различные сечения спектров квазиэллипсоидального пучка. Сечения сняты через 0.15 мм.

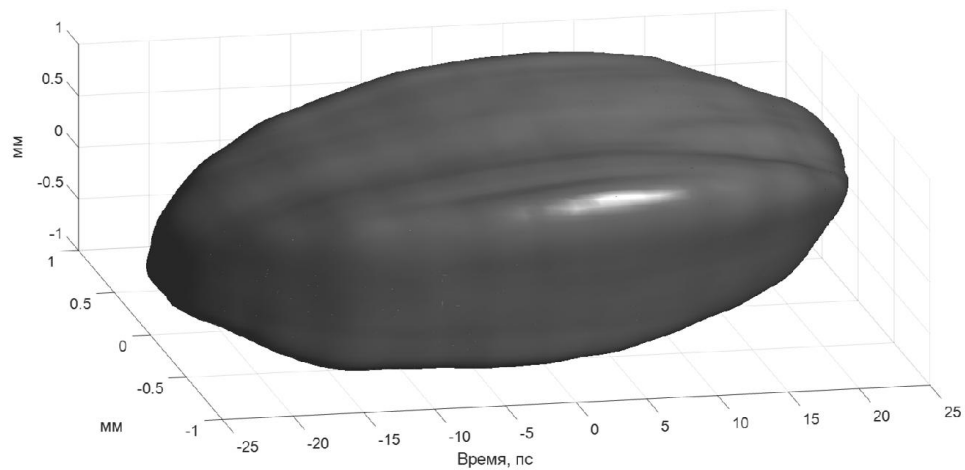


Рис. 49 Экспериментальная реализация квазиэллипсоидального пучка

Важно отметить, что предложенный в данной работе метод получения лазерных импульсов с квазиэллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве принципиально не позволяет получить осесимметричное эллипсоидальное распределение. Дело в том, что в методе реализовано лишь 90 градусное вращение пучка при прохождении формирователя пространственно-временной структуры интенсивности. Приблизиться к эллипсоиду можно следующим образом. Полученное описанным выше способом квазиэллипсоидальное распределение повернуть относительно оси распространения на 45 градусов и пропустить через формирователь еще раз.

3.2.5 Формирование квазитреугольных лазерных импульсов

3.2.5.1 Математическое моделирование

В этом разделе рассмотрим теоретические вопросы, связанные с формированием квазитреугольных лазерных импульсов. Определим оптимальную эффективность формирования треугольных импульсов из импульсов с гауссовым распределением интенсивности во временной и спектральной областях. Также установим ключевые параметры, влияющие на длительность заднего фронта импульса и на искажения распределения интенсивности от ожидаемого. Будем рассматривать процесс формирования квазитреугольных импульсов, основанный на управлении спектральным распределением интенсивности. Как и ранее, для этих целей будем использовать импульсы со значительной линейной частотной модуляцией – спектроны, поскольку у них [38] распределение интенсивности во времени пропорционально распределению интенсивности спектра. В этом случае для формирования квазитреугольных импульсов во времени достаточно сформировать квазитреугольное распределение интенсивности спектра. Отметим, что в

экспериментах такой подход может быть реализован как с использованием акустооптического дисперсионного фильтра (например, Dazzler, французской фирмы Fastlite) или системы на основе оптического компрессора с нулевой частотной дисперсией и пространственного модулятора света SLM (Spatial Light Modulator) [136].

Рассмотрим задачу об оптимальном по энергии вырезании прямоугольного треугольника из гауссового распределения интенсивности спектра. Будем использовать следующие параметры излучения: спектральная амплитуда $A(\omega) = e^{-\frac{2\ln 2 \omega^2}{\Delta\omega^2}} e^{-\frac{i\alpha\omega^2}{2}}$, α - величина, характеризующая линейную частотную модуляцию, центральная длина волны $\lambda = 1.034$ мкм, FWHM 8 нм, длительность спектрально-ограниченного импульса $\tau_F = 198$ фс, чирпированный профилированный импульс во временной области характеризуется длительностью τ по уровню FWHM и длительностью заднего фронта $\delta\tau$, определяемой разницей между уровнями 0.1 и 0.9 по интенсивности.

Вписанный прямоугольный треугольник однозначно определяется положением на кривой гауссова распределения точки M , через которую проходит касательная (Рис. 50а). Отношение площади прямоугольного треугольника к площади под кривой гауссова распределения имеет максимум $\sim 51\%$ при величине интенсивности $I(M) = 0.2$. Важно отметить, что строго треугольное спектральное распределение интенсивности приводит к осцилляциям во временной области распределения интенсивности даже для импульсов с линейной частотной модуляцией (Рис. 50а, б). Амплитуда модуляции зависит от величины коэффициента растяжения импульса $S = \tau_G / \tau_F$, где τ_G – длительность растянутого импульса гауссовой формы, τ_F – длительность Фурье-предела. Примем $S \approx 210$, поскольку это значение использовалось при проведении экспериментов (см. следующий раздел). Определим параметр PV (peak to valley) как отношение максимального значения основного пика к минимальному: $PV = I_{\max} / I_{\min}$ (Рис. 50б). При малых модуляциях параметр PV стремится к единице.

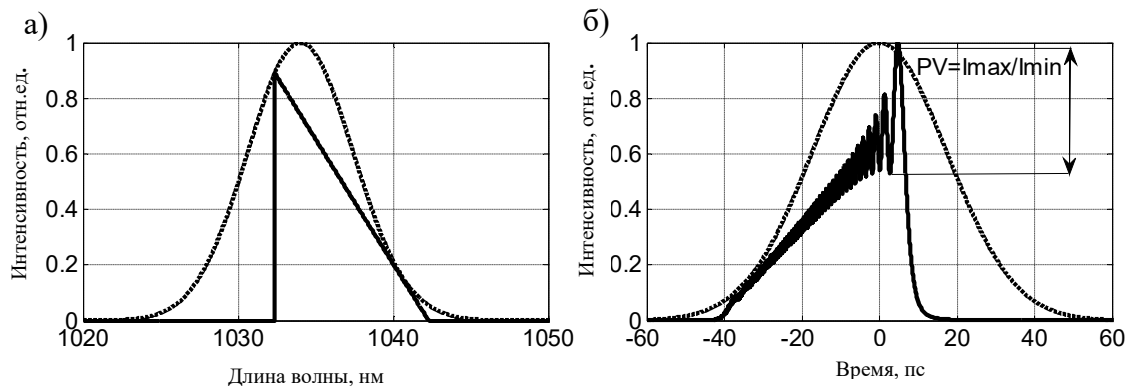


Рис. 50 Исходный спектр с функцией распределения Гаусса и вырезанное из него оптимальное по энергии треугольное распределение (а), временное распределение интенсивности для исходного спектра и оптимально вырезанного по энергии треугольного спектра при $S \approx 210$ (б)

На Рис. 51 представлены зависимости параметра PV и отношения длительности заднего фронта импульса к длительности chirпированного импульса $\delta\tau/\tau$ от коэффициента растяжения.

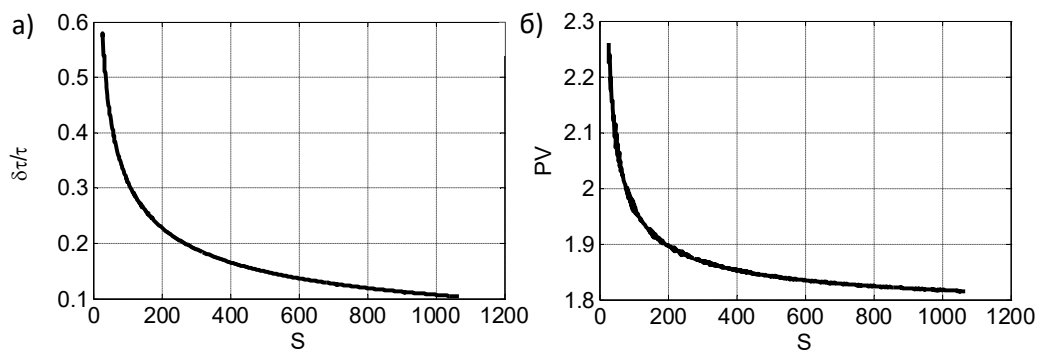


Рис. 51 а) Зависимость отношения длительности заднего фронта импульса к длительности chirпированного импульса $\delta\tau/\tau$ от параметра S , б) Зависимость параметра PV от параметра S ;

Из Рис. 51 видно, что увеличение степени растяжения позволяет значительно сократить соотношение длительности заднего фронта к длительности получаемого треугольного импульса и лишь незначительно уменьшить модуляцию во временном распределении интенсивности.

При фиксированном значении линейной частотной модуляции уменьшение амплитуды осцилляций может быть достигнуто за счет формирования сглаженного квазотреугольного распределения интенсивности спектра. Такое распределение может быть получено заменой

катета треугольного спектрального распределения на участок супергаусса с различными степенями $2N$ (Рис. 52а). В этом случае, величина осцилляций на временном профиле и длительность заднего фронта будут определяться параметрами $\delta\lambda/\Delta\lambda$ и степенью $2N$. Здесь $\delta\lambda$ – ширина спектра, определяемая участком супер-Гаусса по положению точки перегиба, $\Delta\lambda$ – основание спектрального прямоугольного треугольника (Рис. 52а). На Рис. 52 видно, что в зависимости от величины $\delta\lambda$ и степени $2N$ помимо появления осцилляций в распределении интенсивности во времени, также может искажаться сам профиль, который становится трапецеидальным (осцилляций в этом случае незначительные).

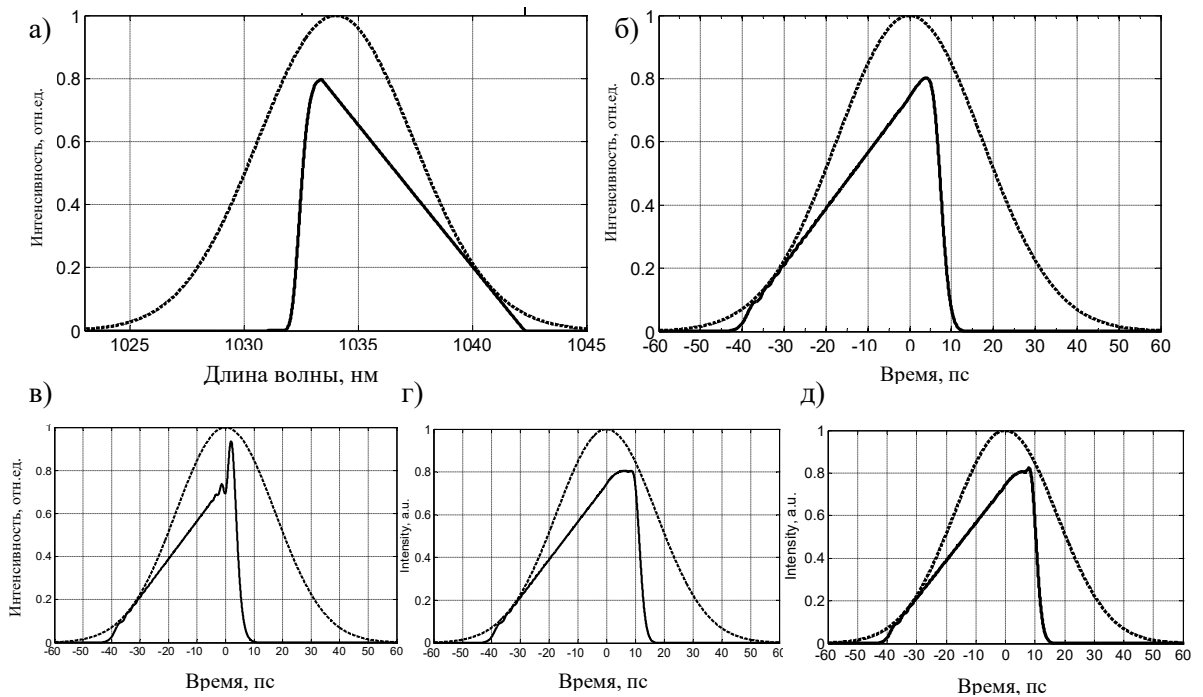


Рис. 52 Исходный спектр и полученное из него спектральное распределение в виде сглаженного треугольника с $2N=6$ и $\delta\lambda/\Delta\lambda=0.1$ (а) и временное распределение интенсивности для непрофилированного спектрального распределения и сглаженного треугольного распределения ($S\approx 210$) при б) $\delta\lambda/\Delta\lambda=0.1$, $2N=6$, в) $\delta\lambda/\Delta\lambda=0.05$, $2N=8$, г) $\delta\lambda/\Delta\lambda=0.2$, $2N=10$, д) $\delta\lambda/\Delta\lambda=0.17$, $2N=10$

На Рис. 53 приведены зависимости PV и $\delta\tau/\tau$ от отношения $\delta\lambda/\Delta\lambda$ при использовании участков супер-Гаусса со степенями $2N=4,6,8,10,12$ и $S=210$. Из приведенных кривых следует, что зависимости $\delta\tau/\tau(\delta\lambda/\Delta\lambda)$ имеют экстремальные значения, отвечающее минимальной величине $\delta\tau/\tau$. Уменьшение значения параметра $\delta\lambda/\Delta\lambda$ (см. Рис. 53а) приводит к росту амплитуды осцилляций (параметра PV) и увеличивает отношение между длительностью заднего фронта и длительностью импульса $\delta\tau/\tau$ (см. Рис. 53). Повышение отношения $\delta\tau/\tau$ при увеличении параметра $\delta\lambda/\Delta\lambda$ справа от оптимального значения связано

с более пологой вершиной получаемого спектрального распределения. Исходя из результатов моделирования, для получения оптимального треугольного распределения, степень $2N$ не должна превышать 8, а величины $\delta\lambda/\Delta\lambda$ и $\delta\tau/\tau$ должны быть в окрестности экстремальной точки, поскольку в точном значении экстремума $PV > 1$ (см. Рис. 52д). Параметр $2N > 8$ приводит к искажению треугольного распределения интенсивности в трапецеидальное при минимальном значении PV , см., например, Рис. 52г.

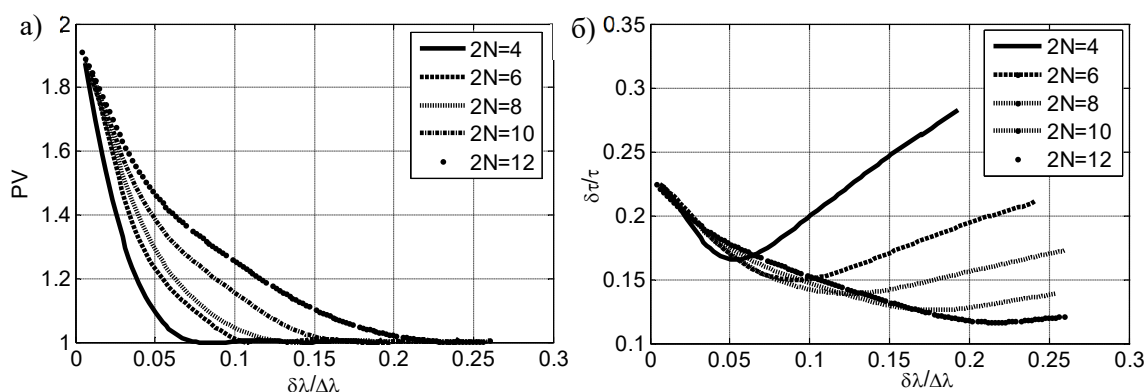


Рис. 53 Зависимости величины PV от отношения $\delta\lambda/\Delta\lambda$ (а) и $\delta\tau/\tau$ от отношения $\delta\lambda/\Delta\lambda$ (б) при использовании участков супер-Гаусса со степенями $2N=4,6,8,10,12$.

В следующем разделе представлены результаты экспериментальной реализации предложенного подхода по формированию квазитреугольных импульсов.

3.2.5.2 Формирование квазитреугольных лазерных импульсов в эксперименте

В качестве источника лазерного излучения использовался волоконный Yb^{3+} -задающий генератор, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Частота следования импульсов 47.6 МГц, длительность спектрально ограниченных импульсов составляет 200 фс, центральная длина волны 1034 нм, ширина спектра (FWHM) 8 нм. Далее излучение разделялось на два канала, рабочий и диагностический. С помощью акустооптического модулятора частота следования импульсов в рабочем канале была уменьшена в 8 раз. Для снижения пиковой мощности длительность импульса была увеличена до 42 пс в волоконном стретчере. С использованием волоконных усилителей с диодной накачкой (волокно допированное ионами Yb^{3+} длиной 1.5 м и 1.3 м) средняя мощность лазерного излучения в рабочем канале составила около 13 мВт, энергия в импульсе $W \approx 2$ нДж. Излучение в диагностическом канале (средняя мощность 0.45 мВт) использовалось для получения кросскорреляционной функции профилированного импульса. На Рис. 54 показана схема эксперимента.

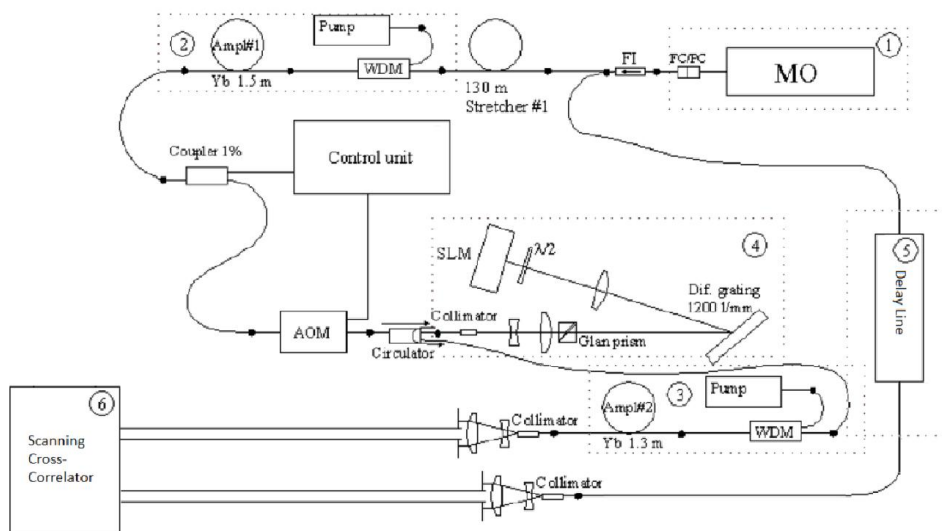


Рис. 54 Схема проведения эксперимента. 1 – волоконный задающий генератор, 2,3 – волоконные усилители, 4 – система профилирования импульса, 5 – диагностический канал с линией задержки, 6 – сканирующий кросс-коррелятор.

Профилирование спектра осуществлялось с помощью пространственного модулятора света SLM, произведенного компанией Hamamatsu. Модулятор представляет собой ячейку с нематическими жидкими кристаллами с нанесенной матрицей электродов 800x600. Система профилирования устроена так, что на каждый пиксель модулятора подается напряжение, позволяющее управлять пропусканием в диапазоне от “0” до “1”, где “0” - минимальное пропускание падающего излучения и “1” - максимальное. Регистрация модифицированного спектра проводилась с использованием цифровой камеры SDU205R, расположенной в спектрометре (разрешающая способность 0.015 нм/пиксель).

В экспериментах использовались следующие спектральные распределения: прямоугольный треугольник ($\Delta\lambda=8$ нм) и треугольник, катет которого заменен участком супергаусса с $2N=6$ ($\Delta\lambda=7$ нм, $\delta\lambda=1.5$ нм). Использованные спектральные распределения приведены на Рис. 55.

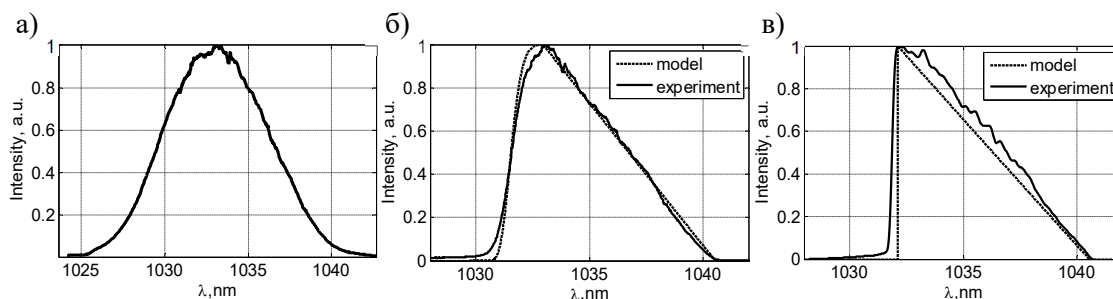


Рис. 55 Спектральные распределения интенсивности:

а) исходный спектр; б) спектр в виде прямоугольного треугольника, катет которого заменен участком супергаусса со степенью $2N=6$; в) спектр в виде прямоугольного треугольника;

Распределение интенсивности во времени для спектрона при длительности $\tau \gg \tau_F$, соответствует сформированному спектральному распределению. Для регистрации, огибающей использовался сканирующий кросс-коррелятор [137]. В нелинейном кристалле (кристалл ВВО толщиной 1 мм, вырезан в направлении синхронизма первого типа под углами к оптической оси $\theta=23.4^\circ$ и $\varphi=30^\circ$) было реализовано взаимодействие рабочего профилированного импульса с импульсом диагностического канала, длительность которого близка к Фурье-пределу и составляла 0.2 пс. В диагностический канал была встроена пьезокерамическая шайба, на которую было навито оптоволокно для реализации управляемой временной задержки между диагностическими и рабочими импульсами. Временное окно сканирования составляло 35 пс, шаг сканирования был около 100 фс. Регистрация кросскорреляционного сигнала проводилась с помощью цифровой камеры SDU205R и измеренный профиль пучка интегрировался для каждой временной задержки. На Рис. 56 показаны полученные распределения интенсивности во времени, соответствующие спектральным распределениям на Рис. 55. Длительность не профилированного импульса по полувысоте 42 пс, профилированных импульсов 17 пс (рис. 56б) и 20 пс (Рис. 56в). Средняя мощность составила 6.5 мВт.

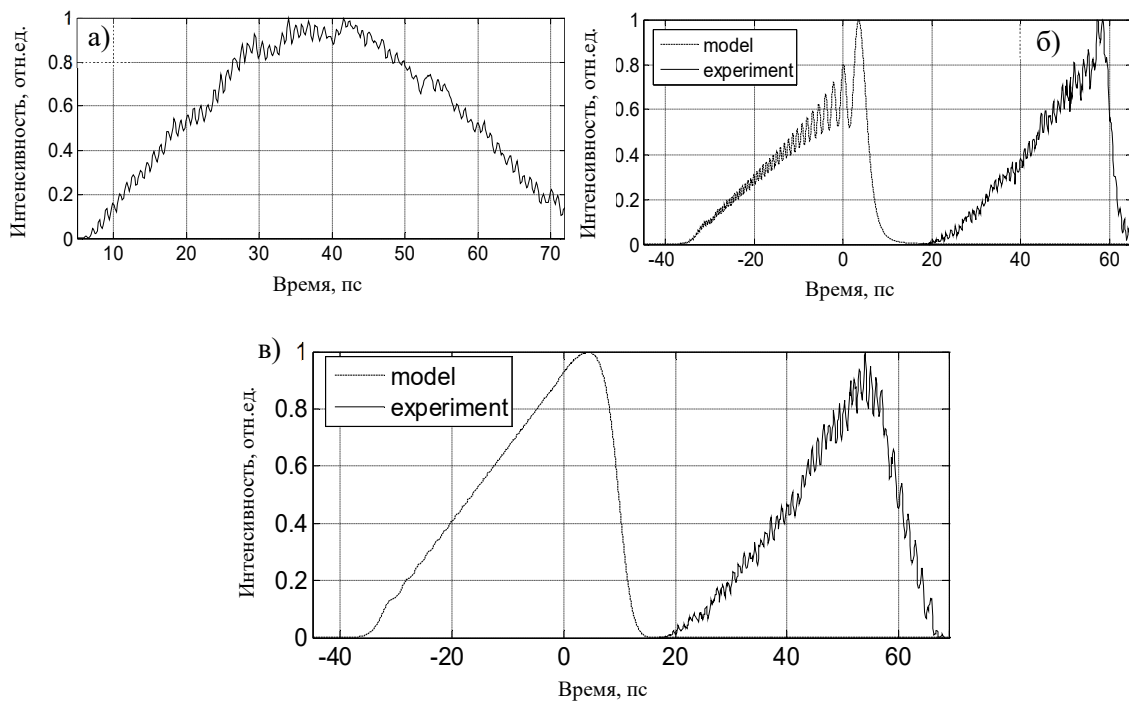


Рис. 56 Временное распределение интенсивности в лазерном импульсе для следующих спектральных распределений: а) не профилированный спектр лазерного импульса; б)

спектр в виде прямоугольного треугольника; в) спектр в виде прямоугольного треугольника, катет которого заменен участком супергаусса со степенью $2N=6$.

Длительности заднего фронта δt составили 4.5 пс (Рис. 56б) и 10 пс (Рис. 56в). Из рисунков видно, что во всех случаях огибающая импульсов имеет осцилляции с характерным периодом ~ 1 пс. Степень $2N=6$ была выбрана с целью получения более гладкого спектра квазипериодической формы. Приведенные спектральные и временные распределения на Рис. 50 и Рис. 52а,б имеют те же параметры, что и при проведении экспериментов. Отметим, что наблюдаемая квазипериодическая модуляция не связана с цифровой камерой. Проведенные измерения относительных колебаний интенсивности показали, что они носят ярко выраженный случайный характер и имеют в 1.5-2 раза меньшую амплитуду колебаний.

Для выяснения причастности модулятора SLM к наблюдаемым осцилляциям была проведена замена модулятора на широкополосное диэлектрическое зеркало. На Рис. 57 показаны распределения интенсивности во времени для не профилированного излучения, полученные с помощью SLM (а) и диэлектрического зеркала (б). На Рис. 57 осцилляции в распределении интенсивности также связаны с тем, что для профилирования спектра использовалась амплитудная спектральная маска в виде прямоугольного треугольника (см. Рис. 50б).

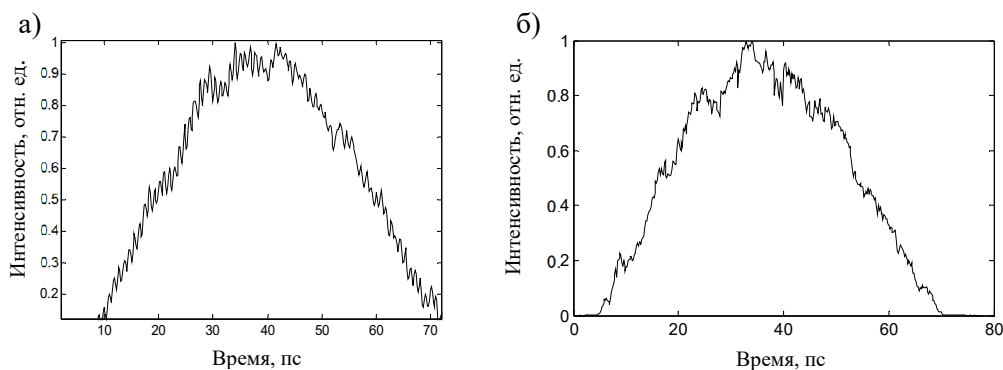


Рис. 57 Распределения интенсивности во времени, полученные с использованием SLM (а), диэлектрического зеркала (б).

Таким образом, причина наблюдаемых искажений связана со спектрально-фазовыми aberrациями, источником которых является модулятор SLM. Осцилляции никак не связаны с дисперсионными и нелинейными эффектами в оптоволокне. Отметим, что искажения временного профиля интенсивности наблюдались при отсутствии управляющего напряжения на SLM, то есть природа наблюдаемых осцилляций связана с прохождением

лазерного излучения через слой нематических жидких кристаллов (НЖК). Кроме того, эта модуляция не зависит от ориентации расположения пикселей – при повороте SLM на 90 или 45 градусов распределение интенсивности на Рис. 57а сохраняется. Более того, модуляция никак не связана с тем, что пучок на SLM разложен в спектр. Чтобы доказать это утверждение, мы заменили дифракционную решетку на диэлектрическое зеркало (Рис. 54). Лазерный пучок без разложения в спектр направлялся на SLM. Результат приведен на Рис. 58 – характерная квазипериодическая модуляция сохранилась.

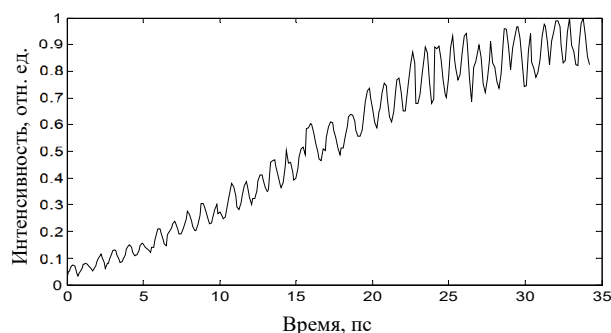


Рис. 58 Распределение интенсивности во времени для отраженного от SLM пучка без разложения в спектр.

Такая временная модуляция может быть вызвана периодической модуляцией фазы спектра. Предположим, что SLM это произвольная фазовая пластинка, вносящая периодическую ошибку малой амплитуды в разность фаз у ортогональных компонент. Тогда SLM вносит искажения фазы спектра, которые не наблюдаются при измерении интенсивности спектра, но проявляются в распределении интенсивности во времени. Проведение вычислений для гауссова и квазипериодического спектров с такой фазовой модуляцией дает распределения интенсивностей во времени, изображенные на Рис. 59. Из Рис. 59 видно, что характер модуляции повторяет присутствующие в эксперименте искажения, включая искажения на квазипериодическом распределении. Период модуляции при расчете был выбран в соответствии с экспериментально наблюдаемым, около 1 пс. Непериодическая фазовая ошибка к подобным результатам не приводит.

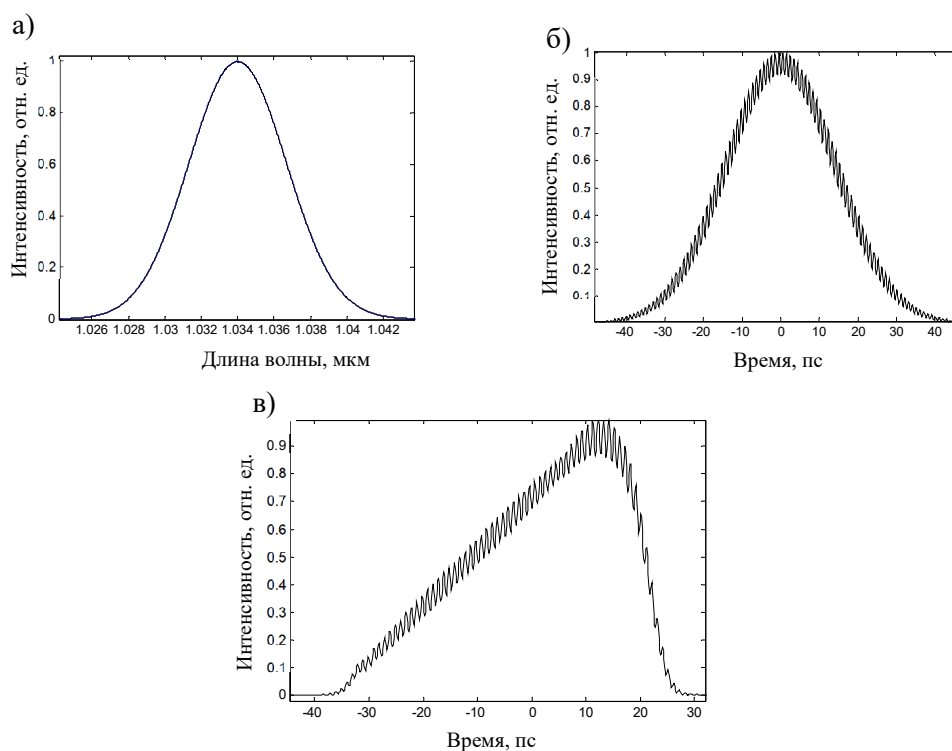


Рис. 59 (а) Спектр импульса при наличии периодической фазовой модуляции в SLM; (б) распределение интенсивности во времени для гауссова спектра; (в) распределение интенсивности во времени для квазитреугольного сглаженного спектра.

Из экспериментальных данных следует, что период колебаний составляет ~ 1 пс (для chirпированного импульса с длительностью $\tau=42$ пс и FWHM 8 нм), что соответствует промежутку длин волн $\Delta\lambda\approx 0.19$ нм. Дисперсия действительной части диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ в области ближнего ИК должна носить квазипериодический характер на монотонной зависимости (поведение аналогично зависимости, изображенной на Рис. 58. В работе [138] приведены экспериментальные результаты по исследованию зависимости $n(\omega)$ в широко используемой в различных приложениях смеси НЖК Е7 в диапазоне частот 0.2-2 ТГц. Измерения проводились для изотропной и анизотропной фаз, и в обоих случаях при приближении к 2 ТГц зависимость действительной части показателя преломления от частоты начинала принимать осциллирующий характер. Возможно, такое поведение характерно и для отдельных участков оптического диапазона спектра. Причиной этого могут быть колебания подвижных молекулярных фрагментов НЖК под действием поля лазерного излучения [139].

3.3 Формирование пространственно-временного распределения интенсивности с помощью объемной чирпирующей решетки Брэгга (3D CBG)

3.3.1 Идея метода

При формировании 3D пучков с помощью SLM аксиально симметричное распределение интенсивности получить принципиально невозможно. В разделе обсуждается способ формирования аксиально-симметричных 3D эллипсоидальных пучков с помощью пространственно-профилированных (имеющих неоднородную по объёму дифракционную эффективность) объемных чирпирующих решеток Брэгга (volume chirped Bragg grating (CBG)). В отличие от SLM эти решетки не требуют пространственного разделения частот (как на Рис. 42).

Объемные брэгговские решетки, в том числе CBG, записанные в фото-термо-рефрактивном (PTR) стекле[140], широко используются в различных лазерах благодаря высокой дифракционной эффективности, лучевой стойкости, температурной и оптической стабильности, см., например, [140-142] и ссылки в них. Период модуляции показателя преломления в CBG меняется вдоль направления распространения света по линейному закону. В этом случае разные длины волн отражаются от решетки на разной глубине, что вносит линейную частотную модуляцию в отраженный пучок. Решетка может быть записана внутри произвольного объема, в том числе и внутри 3D эллипсоида. Такие решетки будем называть профилированными. Их изготавливают из стандартных CBG при удалении модуляций показателя преломления из областей решетки, в которых отражение не требуется (см. Рис. 60). Удаление (уменьшение амплитуды модуляции показателя преломления) осуществляется благодаря использованию ультрафиолетового излучения. Для сохранения созданной 3D структуры применяется последующая термообработка PTR стекла.

Метод формирования эллипсоидальных импульсов с использованием пространственного модулятора света (SLM Spatial Light Modulator) и объемной профилированной решетки Брэгга предложен и экспериментально подтвержден в работе[78]. Суть его заключается в том, что на объемную брэгговскую решетку, записанную внутри эллипсоидального объема и полностью отсутствующую вне его, направляется цилиндрический импульс (см. Рис. 60). Цилиндрический импульс готовится с использованием формирователя пространственно-временной структуры на основе SLM [77, 78] и, как правило, обладает

линейной частотной модуляцией. При отражении от пространственно-профилированной решетки Брэгга такой импульс трансформируется в эллипсоидальный (см. Рис. 60).

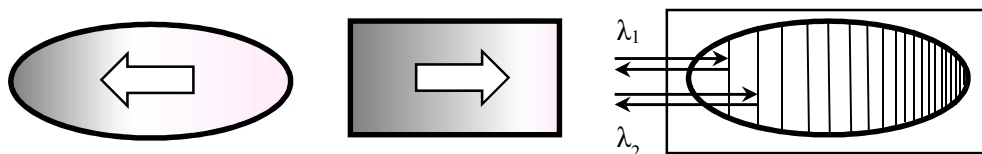


Рис. 60 Принципиальная схема формирования 3D эллипсоидальных импульсов с использованием объемной профилированной решетки Брэгга.

В процессе формирования импульса с цилиндрическим распределением интенсивности в пространстве, с использованием схемы на основе SLM, есть возможность управления и фронтом, и формой. При фиксированной длительности исходного chirпированного гауссового импульса, применение спектральных масок с более резкими фронтами, вырезающих из гауссового спектра квазипрямоугольный, приводит не только к укорочению фронта во временной области, но и к росту модуляции продольного (временного) распределения интенсивности [77]. В том случае, если исходный импульс с гауссовой функцией распределения интенсивности во времени обладает строго линейной модуляцией частоты, увеличение его длительности по отношению к его Фурье пределу перед применением спектральной маски позволяет уменьшить модуляцию во временной области. Формирование цилиндрического импульса является лишь необходимым первым шагом на пути к формированию 3D эллипсоидальных структур. Профилированная решетка Брэгга производит не только профилирование распределения интенсивности спектра в пространстве, но и изменяет фазу частотного спектра и, как следствие, длительность импульса. Управлять длительностью можно за счет изменения частотного chirпа в исходном цилиндрическом импульсе. Это может быть реализовано как с использованием оптического компрессора, так и другой не профилированной в пространстве решетки Брэгга с противоположенной последовательностью отражательных слоев. Ключевыми параметрами решетки Брэгга являются спектральная полоса отражения и вносимый частотный chirп.

В качестве примера, рассмотрим возможность формирования 3D эллипсоидальных импульсов с длительностью 7 пс в инфракрасном диапазоне длин волн из лазерных импульсов с гауссовым спектром шириной $\Delta\Omega=22$ нм (FWHM) и центральной длиной волны 1030 нм. Отметим, что с математической точки зрения, из гауссового спектра может быть вырезан прямоугольник произвольной ширины, однако энергетическая

эффективность такого вырезания может быть крайне малой. Оптимальная ширина прямоугольника $2 \cdot \Lambda$, вписанного в гаусс, связана с шириной гаусса $\Delta\Omega$ по уровню $\frac{1}{2}$ следующим соотношением [77]:

$$2 \cdot \Lambda = \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{2 \cdot \ln(2)}}.$$

В этом случае, как упоминалось выше, эффективность составляет 48%. Применение двумерной амплитудной маски к поперечному распределению интенсивности позволяет трансформировать гауссов профиль в прямоугольный.

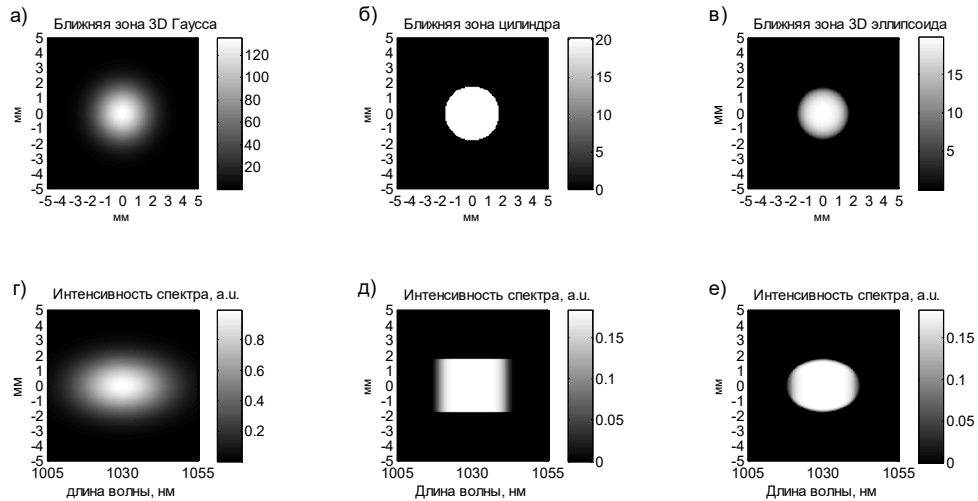


Рис. 61 Трансформация 3D гауссового импульса в цилиндрический и 3D эллипсоидальный.

На Рис. 61 (а,б,в) представлена последовательная трансформация поперечного распределения интенсивности в ближней зоне из гауссовой в квазиоднородную и в ближнюю зону 3D эллипсоида. Соответствующая трансформация спектральной интенсивности приведена на Рис. 61 (г,д,е). Трехмерное распределение интенсивности во времени и в пространстве представлено на Рис. 62. Длительность приведенного эллипсоида 7.4 пс, при этом длительность фронтов составляет 1.6 пс.

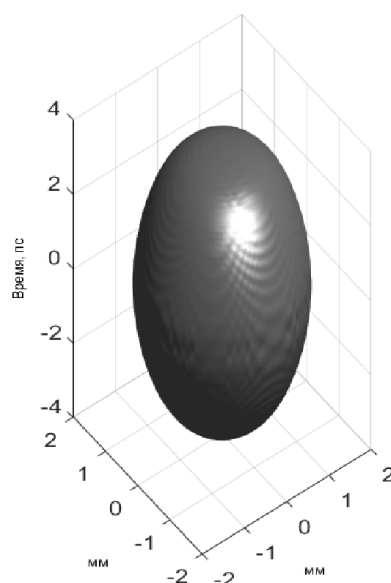


Рис. 62 3D Распределение интенсивности эллипсоидального импульса

Для формирования 3D эллипсоидальных импульсов в эксперименте были изготовлены пространственно-профилированные СВГ. В такой решетке поперечная область отражения для каждой длины волны представляет собой круг, в котором коэффициент отражения однороден. Диаметр области отражения изменяется от длины волны (продольной координаты решетки). На границах отражательной полосы решетки Брэгга поперечный размер области отражения минимальный, а для центральной длины волны отражения – максимальный (см. Рис. 60). Такая решетка позволяет управлять диаметром отраженного пучка в зависимости от продольной координаты.

Для формирования 3D эллипсоидальных лазерных импульсов использовалась 3D СВГ, изготовленная компанией OptiGrate, со следующими параметрами: апертура 6х6.3 мм, максимальный диаметр эллипсоида 6 мм, длина 35 мм, центральная длина волны 1029.9 нм, спектральная полоса по уровню FWHM 5 нм, стретчирующий фактор 63.3 пс/нм. Коэффициент отражения (дифракционная эффективность) этой решетки была измерена в зависимости от поперечной координаты и длины волны, см. Рис. 63. Измерения проводились при помощи суперлюминесцентного светодиода и спектрального анализатора. СВГ была установлена на XY линейном трансляторе, что позволило измерить спектральный профиль коэффициента отражения для всей апертуры решётки. Уменьшение эффективности отражения в 2 мм от центра Рис. 63а объясняется тем, что тестовый пучок имеет конечный диаметр ~ 1мм. Согласно Рис. 63б граница распределения коэффициента отражения у профилированной решетки Брэгга размыта по поперечной координате. Это связано с конечным размером пучков используемых для стирания решетки и измерения отраженного спектра.

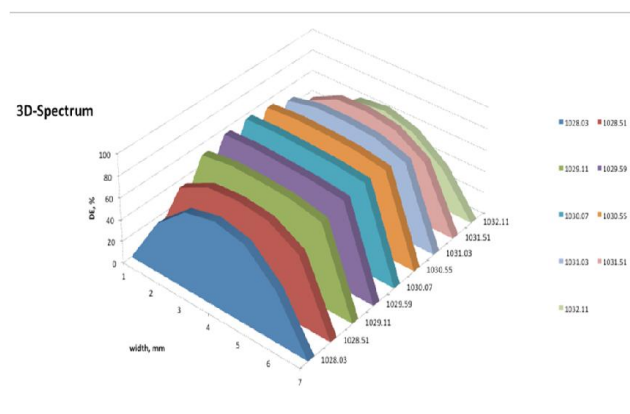
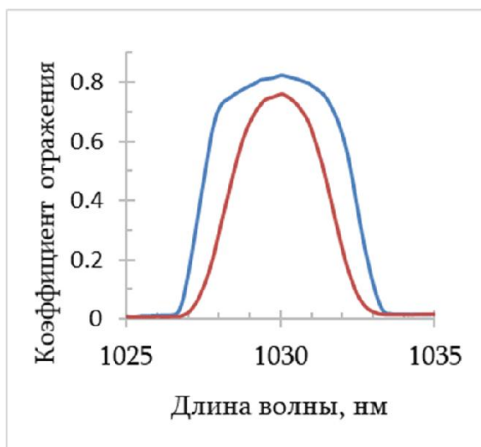


Рис. 63 а) Спектральный профиль дифракционной эффективности измеренные в центре (синяя линия) и в 2х мм от центра (красная линия); б) Зависимость коэффициента отражения решетки от поперечной координаты и длины волны

Полученные данные были использованы для расчёта пространственного профиля коэффициента отражения в зависимости от длины волны, см Рис. 63б. Если на такую решетку падает однородный по поперечным координатам пучок диаметром больше 6 мм с прямоугольным спектром шириной больше 5нм, то отраженный пучок будет иметь форму близкую к эллипсоиду.

3.3.2 Описание экспериментальной установки

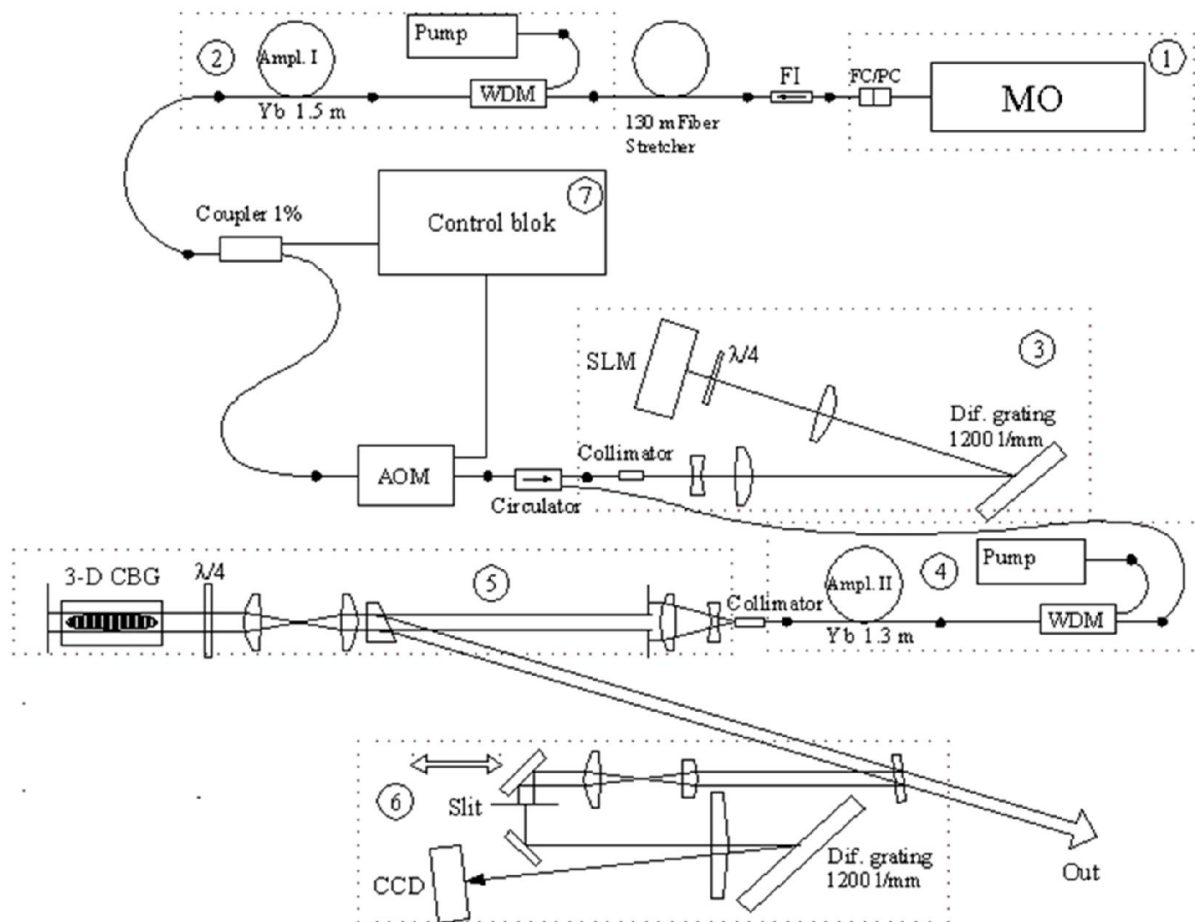


Рис. 64 Схема экспериментальной установки. 1 – волоконный задающий генератор, 2 – предварительный волоконный усилитель, 3 – спектр-шейпер, 4 – волоконный усилитель, 5 – формирователь на основе 3D CBG, 6 – двумерный спектрограф, 7 – блок управления лазером.

На Рис. 64 приведена схема экспериментальной установки. Волоконный задающий генератор 1 на основе одномодового Yb волокна с удержанием поляризации работает в режиме пассивной синхронизации мод, осуществляемой при помощи SESAM. Внутррезонаторная дифракционная решетка компенсирует дисперсию в волокне, что обеспечивает длительность импульсов 200 фс со спектральной шириной (FWHM) 8 нм, центральной длиной волны 1034.6 нм. Частота повторения 47 МГц, средняя мощность излучения 0.45 мВт.

Волоконный предварительный усилитель 2 представляет собой Yb волокно с удержанием поляризации (PM) марки PM-YSF-PI длиной 1.5 м, накачиваемое диодной накачкой с волоконным выходом и выходной мощностью 400 мВт. Перед усилителем были расположены волоконный изолятор Фарадея и стретчер, изготовленный из 130 м отрезка

одномодового РМ волокна. В стретчере импульсы растягивались до 40 пс. 1%-ный волоконный делитель (Coupler) выводил импульсы для контроля работы лазера и для синхронизации акустооптического модулятора, который использовался для уменьшения частоты повторения импульсов в 4, 8, 16, 32 или 64 раза. Для уменьшения уровня шумов люминесценции он открывался на короткое (порядка 10 нс) время.

Для управления спектром выходного излучения между усилителями был установлен формирователь спектра 3 на Рис. 64. Его устройство аналогично формирователю, изображенному на Рис. 42. Отличие только в том, что использовался отражательный SLM и модулировалась только спектральная координата (x на Рис. 42). Отраженное от формирователя 3 излучение направлялось циркулятором на усилитель 4. Кроме формирования прямоугольного спектра для эффективной работы СВГ необходимо было сдвинуть спектр в область эффективного отражения СВГ (см. Рис. 63). Работа формирователя продемонстрирована на Рис. 65.

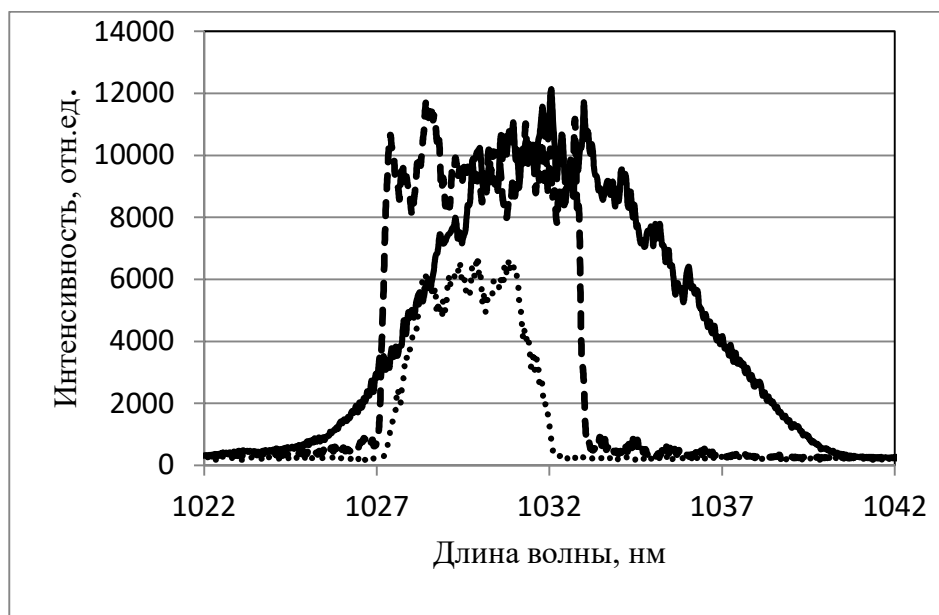


Рис. 65 Спектры излучения до спектр-шейпера (сплошная), между формирователем спектра и СВГ (пунктирная) и после СВГ на оси пучка (точки).

Усилитель 4 отличается от предварительного усилителя 2 только длиной активного волокна - 1.3 м. Выходная средняя мощность излучения на выходе усилителя 4 при полностью открытом формирователе спектра была 95 мВт. Если формирователь вырезает прямоугольный спектр шириной 5.5 нм сдвинутый на 5 нм от центра излучения (Рис. 65), то эффективность отражения не превышает нескольких процентов. Тем не менее, благодаря тому, что усилитель 4 работает в режиме насыщения, выходная мощность излучения

снижалась незначительно - до 79 мВт. К выходу усилителя 4 приварен скошенный волоконный одномодовый РМ коллиматор с диаметром моды 1 мм.

Из описания 3D CBG (см. раздел 2.2.6) следует, что для того чтобы сформировать 3D эллипсоидный пучок необходимо на решетку послать пучок диаметром 4-5 мм с равномерным заполнением апертуры и прямоугольным спектром с центром 1029.9 нм шириной не менее 5 нм. Необходимый спектр выходного излучения был получен с использованием формирователя 3, что наглядно демонстрирует сравнение пунктирной и точечной кривых на Рис. 65. Поперечное распределение интенсивности формировалось круглой диафрагмой диаметром 4 мм, на которую падал гауссов пучок диаметром 10 мм. Изображение диафрагмы переносилось 1.5-кратным телескопом Кеплера в центр 3D CBG. Для вывода отраженного от решетки излучения использовался 10-градусный кальцитовый клин и четверть волновая пластинка нулевого порядка.

3.3.3 Формирование 3D эллипсоидального пучка в эксперименте

Для 3D диагностики формы пучка был использован двумерный спектрограф 6, (Рис. 64). Как упоминалось выше, для импульсов со значительной линейной частотной модуляцией временное распределение интенсивности повторяет распределение интенсивности спектра [38], поэтому, зная спектр в каждой точке поперечного сечения пучка, можно построить 3D пространственное распределение интенсивности. Входная щель спектрографа объективом с фокусным расстоянием 564 мм проецировалась через дифракционную решетку на ПЗС камеру, которая записывала 2D спектральное распределение интенсивности. Смещая пучок поперек щели, было измерено сто 2D измерений, которые затем были объединены в 3D распределение интенсивности пучка.

На Рис. 66 приведена пространственная 3D форма падающего на CBG излучения. Как видно из рисунка, форма близка к цилиндрической. Диаметр пучка 4 мм длительность 40 пс. Заметим, что излучение с таким распределением имеет самостоятельную ценность. Авторы [73], используя цилиндрический пучок для облучения фотокатода, получили рекордно низкое значение эмиттанса электронных банчей с суммарным зарядом 1 нКл.

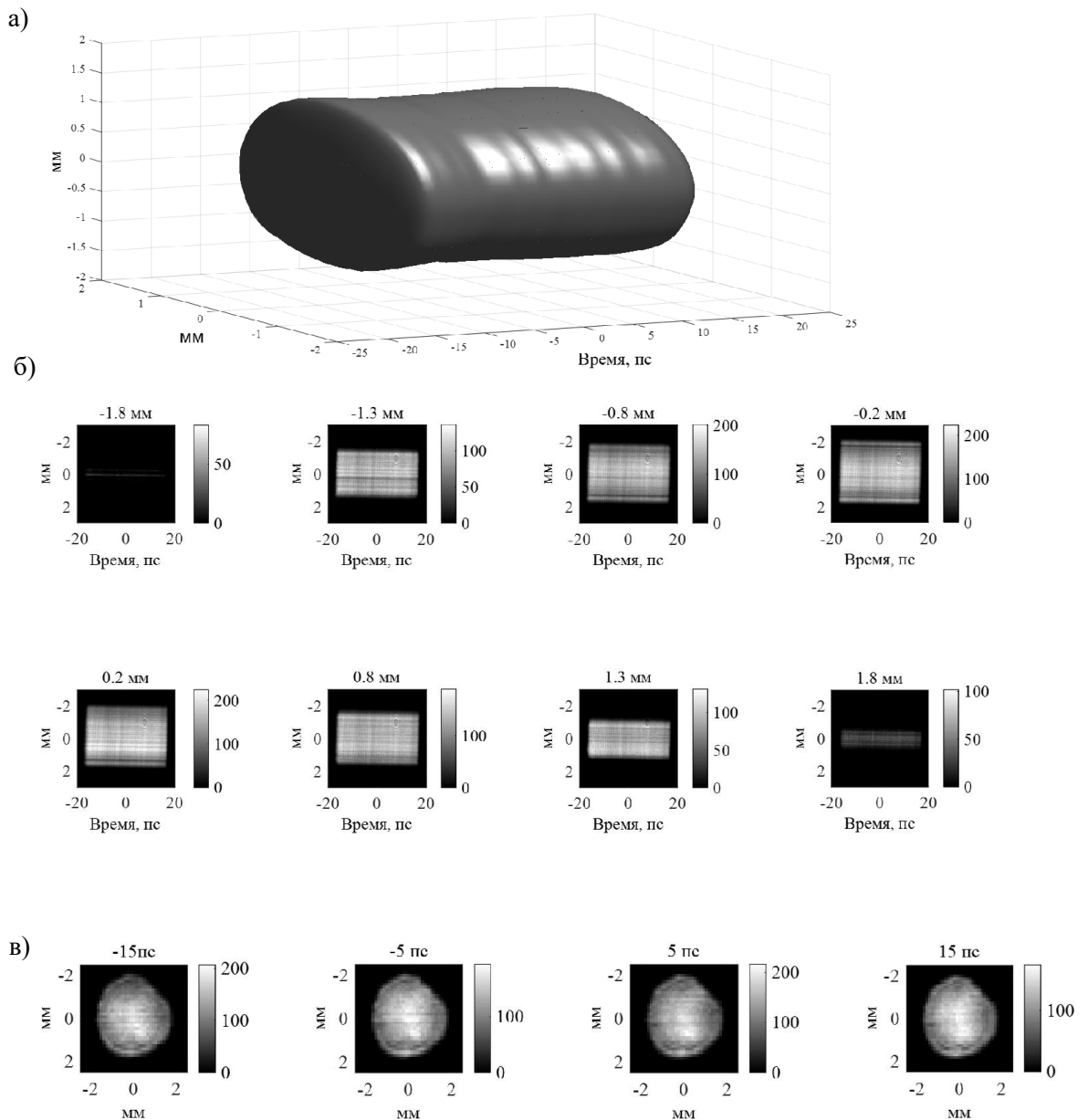


Рис. 66 3D распределение падающего на СВГ цилиндрического пучка (а) и его продольные (б) и поперечные (в) сечения в начале и конце импульса. Продольный масштаб пучка 40 пс (спектр изменяется в пределах 1029.9 ± 2.75 нм), поперечный – 4 мм.

На Рис. 67 приведены формы отраженного от 3D СВГ пучка и его 2D срезы: продольные для различных значений x (Рис. 67б) и поперечные для различных значений времени (Рис. 67в). 3D СВГ решетка не только формирует эллипсоидальный пучок, но и вносит дополнительный чирп, растягивая импульс до 264 пс на оси пучка. Как видно из Рис. 67, поперечные сечения эллипсоидального пучка круглые во все моменты времени, т.е. получаемый профилированный лазерный 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 ортогональных плоскостях.

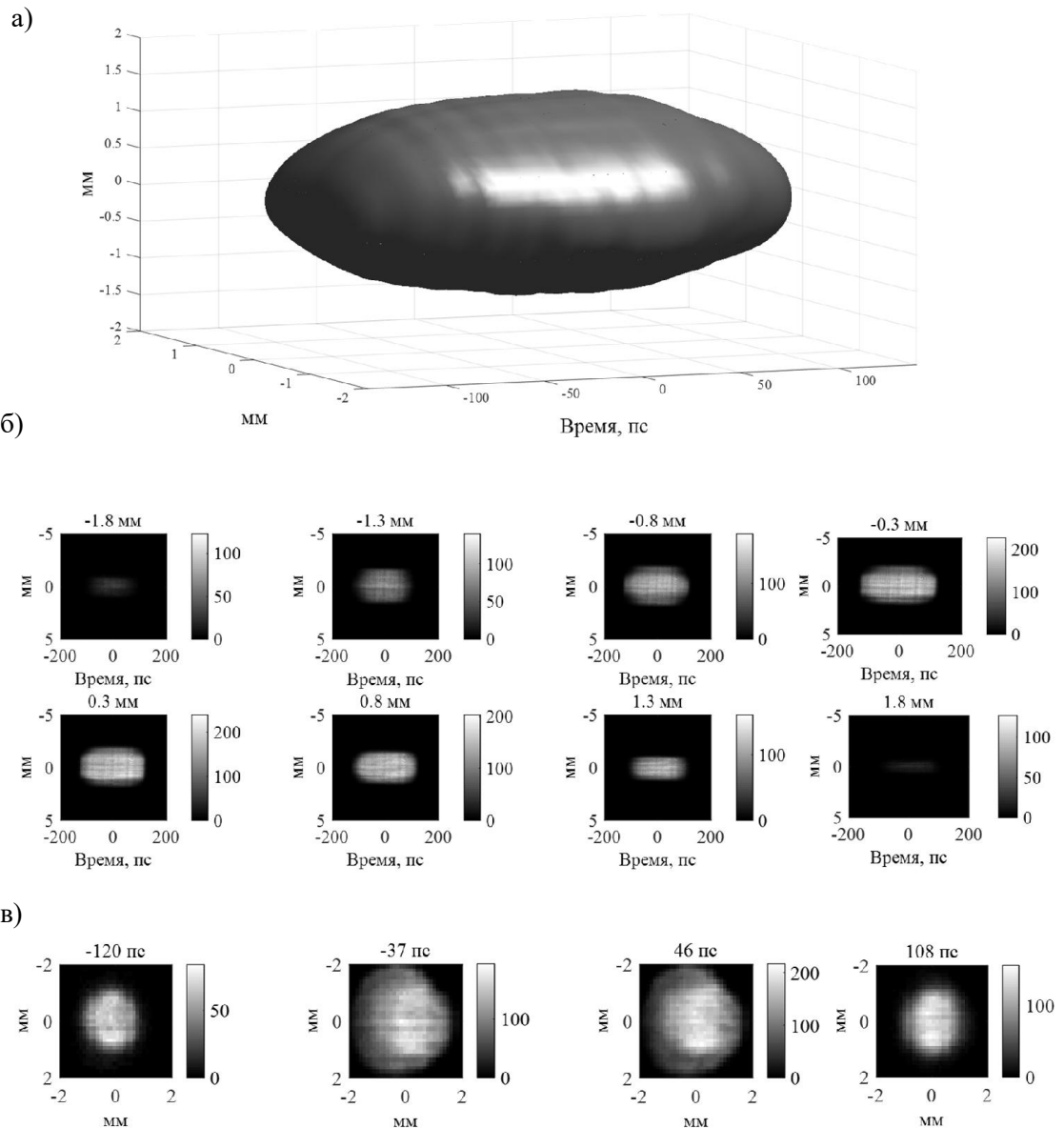


Рис. 67 3D распределение эллипсоидального пучка (а) и его продольные (б) и поперечные (в) сечения. Продольный масштаб пучка 264 пс (спектр изменяется в пределах 1029.9 ± 2.5 нм), поперечный в самом широком месте пучка – 4 мм.

Заметим, что для получения минимального эмиттанта в экспериментах с фотокатодом желательно иметь возможность пространственного масштабирования электронных банчей. Поперечное масштабирование осуществляется при помощи телескопа Кеплера, который изменяет поперечный масштаб пучка и переносит изображение на плоскость фотокатода. Особенности переноса изображений 3D эллипсоидальных пучков описаны в [143]. Продольное (временное) масштабирование можно также осуществить при помощи

дополнительного компрессора или подбирая чирпы стретчера и CBG, такими, чтобы суммарный чирп соответствовал нужной длительности импульса. Это не сложно сделать, учитывая, что знак чирпа CBG при его развороте на 180 градусов меняется на противоположный.

3.4 Лазер для облучения катода линейного ускорителя электронов PITZ DESY

3.4.1 Принципиальная схема лазера

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 диагностики параметров излучения [7, 133, 144]. Принципиальная схема со значениями параметров излучения в ключевых узлах представлена на Рис. 68.

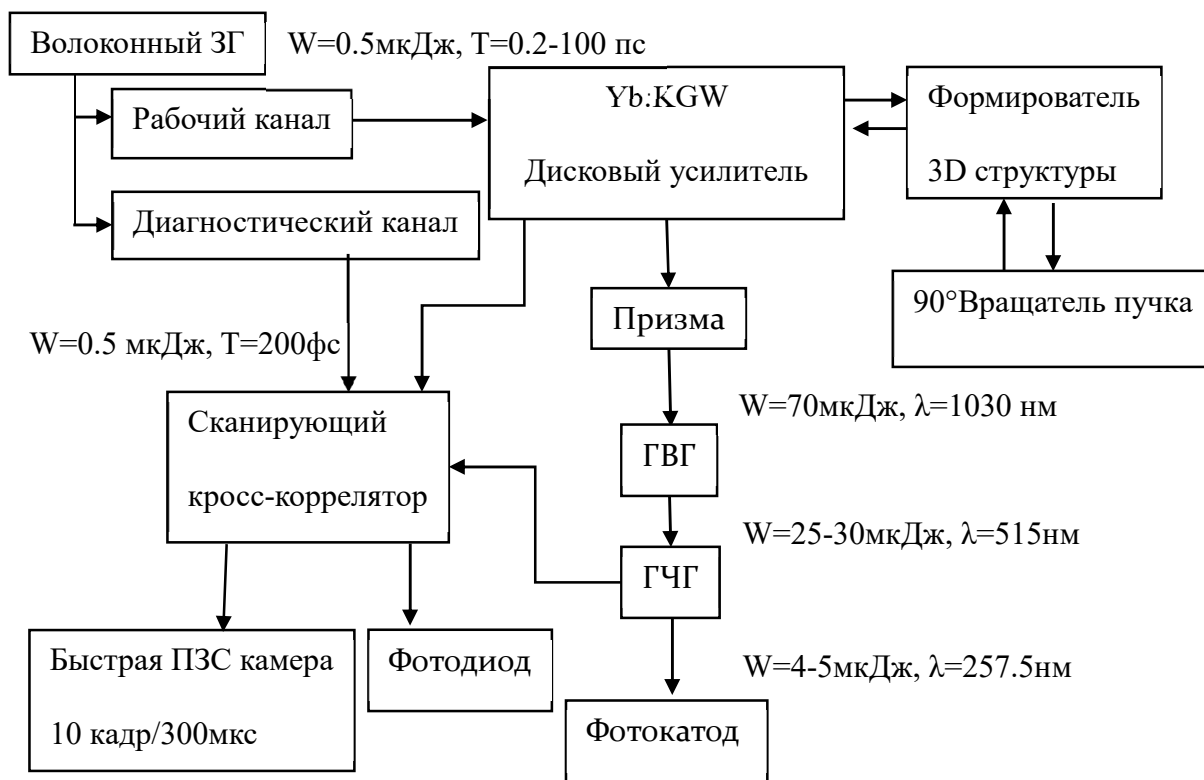


Рис. 68 Блок-схема лазера для линейного ускорителя PITZ, расположенного в DESY

Волоконная часть лазера имеет два выходных канала: рабочий и диагностический. Излучение рабочего канала лазера предназначено для дальнейшего усиления, формирования профилируемых импульсов и преобразования их в оптические гармоники (вторую и четвертую). Излучение диагностического канала используется в кросс-

корреляторе для измерений пространственно-временных характеристик выходного излучения рабочего канала. В кристалле кросс-коррелятора организована генерация второй (разностной третьей) гармоники при взаимодействии импульсов диагностического канала и профилированных импульсов инфракрасного (ультрафиолетового) диапазона. Длительность импульсов диагностического канала близка к своему Фурье пределу и составляет ~ 200 фс. Длительность импульсов рабочего канала ~ 20 пс. В этом случае, измеряемый сигнал пропорционален распределению интенсивности в профилированном импульсе. Измерения осуществляются либо с использованием скоростной ПЗС камеры, либо фотодиода. Переменная линия задержки для быстрого временного сканирования выполнена в виде участка (80 м) волокна диагностического канала, навитого на пьезо-керамическую шайбу [137].

На выходе каждого из каналов расположены оптические компрессоры на дифракционной решетке, используемые для управления длительностью импульсов. Пройдя оптический компрессор 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. 68). После чего, при помощи транспортной линии ультрафиолетовое излучение направляется на фотокатод инжектора. Перед транспортной линией часть излучения ответвляется для диагностики в кросс-коррелятор. Отметим также, что в схеме лазера и в транспортной линии реализован перенос изображения для корректной транспортировки профилированных лазерных пучков [143]. Остановимся подробнее на отдельных частях катодного лазера.

3.4.2 Волоконный лазер

Волоконная часть включает в себя задающий генератор (ЗГ), генерирующий импульсы с частотой повторения 27 МГц, волоконный стретчер, предварительный усилитель, систему формирования цугов импульсов (макроимпульсов), делитель излучения на два канала (рабочий и диагностический) и двух широкоапертурных волоконных усилителей. Волокно ЗГ навито на барабан из пьезокерамики для прецизионной подстройки частоты следования импульсов в лазере к ближайшей субгармонике частоты клистрона.

На выходе волоконного лазера имеется два канала: диагностический и рабочий. На входе в компрессор длительности импульсов в обоих каналах составляют порядка 100 пс и

обладают линейной частотной модуляцией. При этом частотные спектры обоих каналов имеют ширину 11 нм с центральной длиной волны вблизи 1030 нм.

Оптические компрессоры созданы с использованием золотых голографических дифракционных решеток с плотностью штрихов 1200 шт./мм. Компрессоры используются для управления длительностью. Длительность импульсов диагностического канала близка к своему Фурье пределу и составляет порядка 200-250 фс. Характерная автокорреляционная функция импульсов диагностического канала представлена

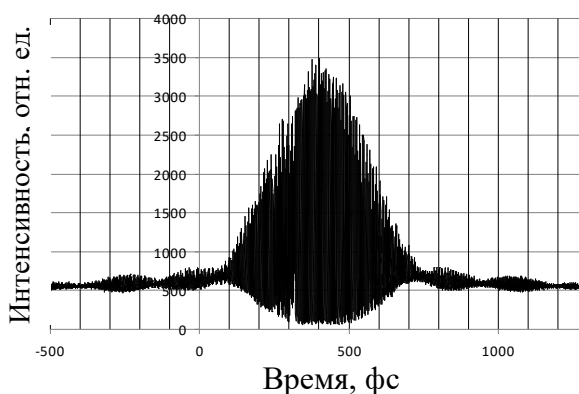


Рис. 69 АКФ функция импульсов диагностического канала. Ширина АКФ по уровню $\frac{1}{2}$ интенсивности составляет 365 фс.

При максимальной накачке выходных каскадов волоконных усилителей средняя мощность достигает в диагностическом и рабочем каналах составляет 0.912 Вт и 0.554 Вт соответственно. Частота следования импульсов в обоих каналах 1 МГц, т.е. энергия микроимпульсов 0.912 мкДж и 0.554 мкДж, а пиковая мощность предельно сжатых импульсов на выходе компрессора составляет 5 МВт и 2.5 МВт соответственно.

3.4.3 Многопроходный твердотельный усилитель на кристаллах Yb:KGW

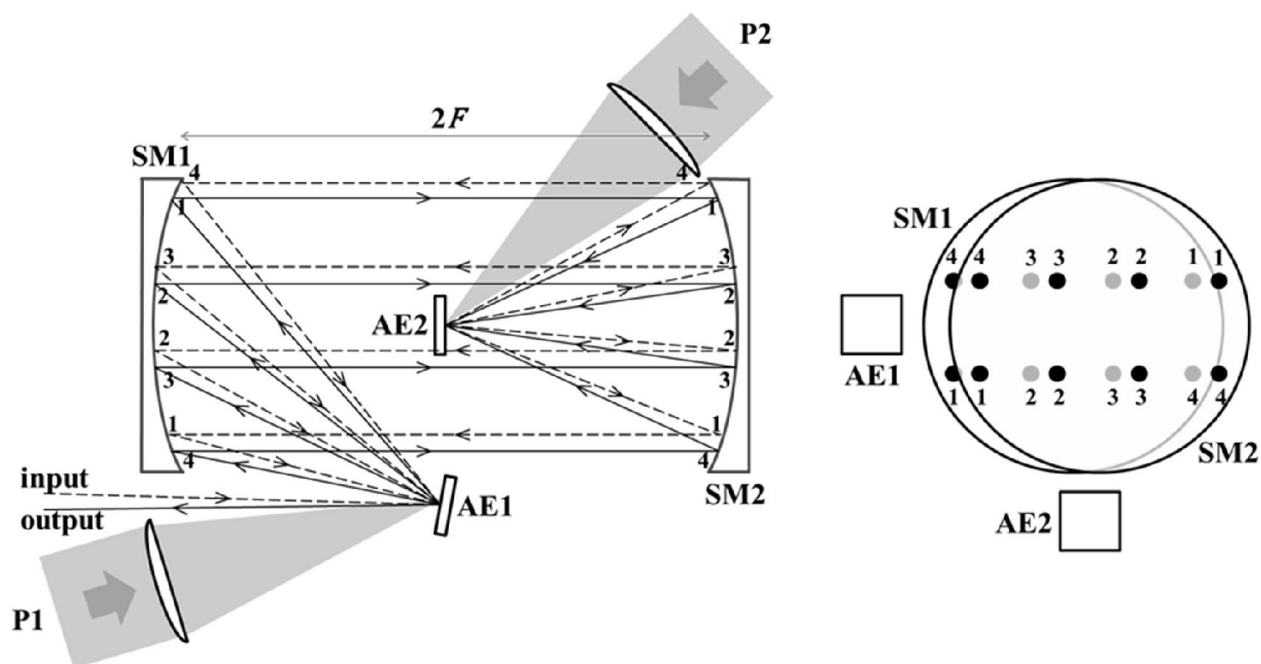


Рис. 70 Принципиальная схема усилителя с активными элементами из кристаллов Yb:KGW (вид сверху –слева, вид сбоку–справа): AE1, AE2 – активные элементы из кристалла Yb:KGW; SM1, SM2 – зеркала сферические с фокусом F ; P1, P2 – направления ввода накачки; цифрами обозначены номера проходов по усилителю; непрерывной линией верхний ряд лучей, пунктирной – нижний ряд лучей.

На Рис. 70 представлена принципиальная схема дискового усилителя, накачиваемого диодной накачкой. Активные элементы (АЭ) были изготовлены из кристаллов Yb:KGW и вырезаны в направлении $m \parallel \vec{E}_{pump} \parallel \vec{E}_{signal}, g \parallel Z$. Размер АЭ составлял 7x7x3 мм. Взаимная ориентация поляризаций у сигнала и накачки были выбраны параллельными для обеспечения максимального коэффициента усиления сигнала и максимального коэффициента поглощения накачки. Входная поверхность АЭ имела антиотражающее диэлектрическое покрытие (просветление) для длины волны сигнала (1030 нм) и накачки (938.5 нм). На заднюю поверхность каждого активного элемента также было нанесено многослойное диэлектрическое зеркало для максимального отражения излучения сигнала и накачки. Концентрация ионов Yb^{3+} в АЭ составляла 3%, что позволило в экспериментах поглотить в ненасыщенном режиме 80-90 % мощности накачки за один V-проход (Рис. 73). Под V-проходом понимается распространение сигнала в прямом и обратном (после отражения от задней грани) направлении в АЭ усилителя. В АЭ направляется порядка 10 Вт средней мощности излучения накачки и 0.2 Вт излучения сигнала. Каждый АЭ был встроен в свой квантрон (Рис. 71), который охлаждался дистиллированной водой

комнатной температуры, что исключало возможность появления конденсата на поверхности кристалла. Теплопроводящая паста применялась для создания теплового контакта между АЭ и охлаждаемой пластиной квантрона. Для циркуляции воды использовалась помпа (LAUDA WK500) с регулировкой температуры с точностью ± 0.5 градуса.

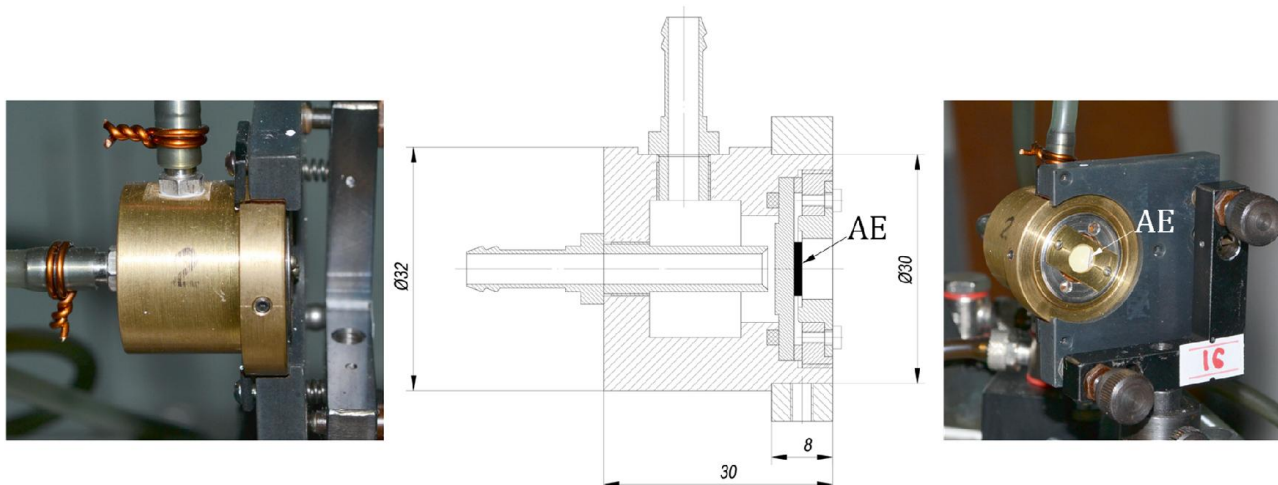


Рис. 71 Фотографии и эскиз охлаждаемого водой квантрона.

Для накачки активных элементов использовался диодный лазер (Laserline, LDM 2000-100) с волоконным выходом (диаметр волокна 1 мм) и коллиматором (фокусное расстояние 10 см) со средней мощностью до 2 кВт и центральной длиной волны 938.5 нм. Диаметр пучка на выходе коллиматора составлял 42 мм.

Поглощение накачки в кристаллах Yb:KGW зависит как от взаимной ориентации поляризации падающего излучения и осей кристалла. Поскольку на выходе волокна диодного лазера излучение накачки неполяризованное, то был использован диэлектрический поляризатор для разделения выходного пучка на два поляризованных. Каждый пучок был направлен в свой активный элемент АЕ1 и АЕ2 (см. Рис. 70). В оптический путь накачки, направляемой в АЕ2, была установлена полуволновая пластинка для 90 градусного вращения плоскости поляризации. Расстояние с выхода коллиматора до поверхности АЭ не превышало 4 метров, при этом размер пучка увеличивался до 50 мм. Для фокусировки излучения накачки на кристалл использовался объектив с фокусным расстоянием 20 см. В этом случае на поверхность АЭ оптическая система передавала увеличенное в два раза изображение многомодового волокна (Рис. 72).

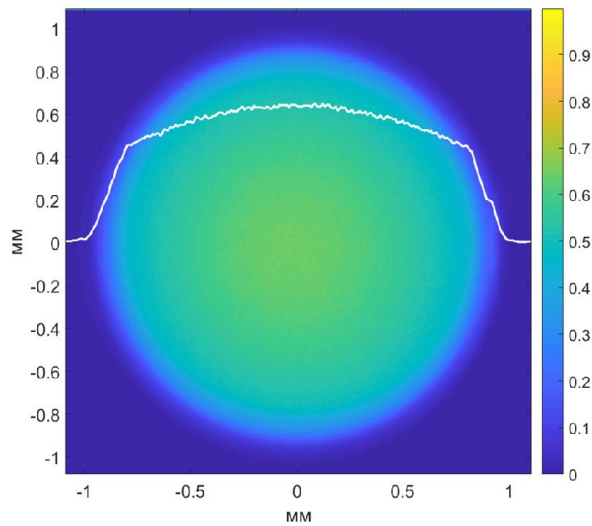


Рис. 72 Профиль пучка накачки в плоскости АЭ.

На Рис. 73 представлены экспериментальные зависимости коэффициента поглощения для разных ориентаций (по отношению к осям кристалла) поляризации излучения диодной накачки от температуры воды, используемой для охлаждения лазерных диодов. При увеличении температуры происходит смещение спектра в более длинноволновую область и увеличивается коэффициент поглощения.

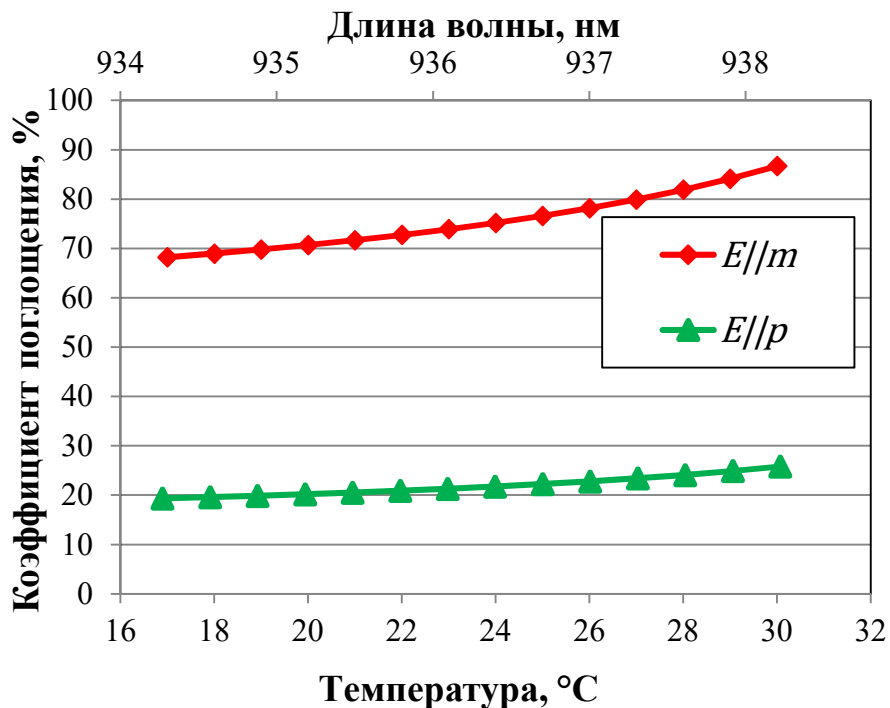


Рис. 73 Зависимость коэффициента поглощения накачки в кристалле Yb:KGW за один V-проход по АЭ от температуры лазерных диодов и длины волны накачки.

Сферические зеркала SM1 и SM2 (см. Рис. 70) переносят изображение с АЕ1 на поверхность АЕ2, в том случае если расстояние между ними равно сумме их фокусных расстояний. Схема усилителя представляет собой схему зеркального телескопа Кеплера. В экспериментах диаметр используемых зеркал составлял 60 мм, а радиус кривизны 830 мм. Расстояния между элементами усилителя настраивались с точностью не хуже 0.1 мм, что позволило перенести изображение. Оптическая длина усилителя для 4-проходной схемы составляла примерно 32 м. Организованный перенос изображения в многопроходном усилителе позволяет сохранить поперечное распределение интенсивности профилированных лазерных импульсов.

В экспериментах были измерены исходное поперечное распределение интенсивности сигнала (Рис. 74а), после полного прямого прохода (проход 4-проходной схемы) усилителя (Рис. 74б) и после двух проходов (Рис. 74в). В этих измерениях АЭ усилителя были заменены плоскими зеркалами с диэлектрическим покрытием для отражения излучения с центральной длины волны 1030 нм. Отметим, что поперечный профиль сигнала подаваемый на вход усилителя представляет собой гауссовый пучок, прошедший через жесткую диафрагму (Рис. 74а). Из-за резких краев пучка пространственный спектр содержит большое количество высокочастотных компонент. Транслирование такого изображения через схему лазера и усилителя позволяет контролировать качество и точность переноса. Согласно представленным на Рис. 74б и Рис. 74в профилям пучка, перенос изображения в схеме не является идеальным: наблюдается появление дифракционного кольца и неоднородностей с меньшим пространственным масштабом. Такие искажения связаны с конечной апертурой используемых оптических элементов, в том числе и сферических зеркал SM1 и SM2.

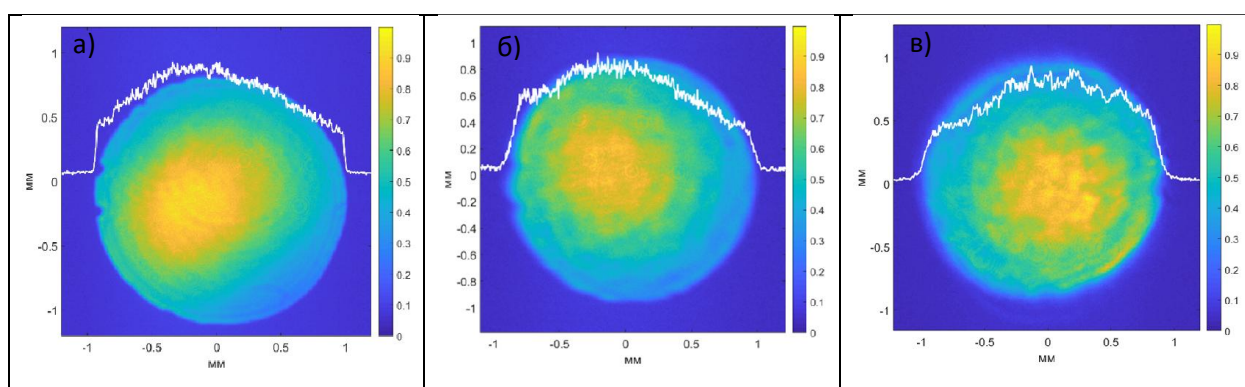


Рис. 74 Поперечный профиль пучка сигнала: а) – до усилителя; б) – после одного полного прямого прохода по усилителю (9 V-проходов); в) – прямого и обратного полных проходов по усилителю (18 V-проходов).

В зеркальном телескопе Кеплера (см. Рис. 70) отражение лазерного пучка происходит под некоторым углом в меридиональной плоскости, что приводит к появлению астигматизма. В используемой схеме была реализована коррекция астигматизма за счет чередования отражений в меридиональной и под таким же углом в сагиттальных плоскостях. Поскольку, за полный проход усилителя количество V-ударов об активный элемент АЕ1 (отражений в меридиональной плоскости) всегда на 1 больше количества V-ударов о АЕ2 (отражений в сагиттальной плоскости), то астигматизм полностью не компенсируется. Был проведен эксперимент по измерению диаметра пучка в x и y направлениях вблизи фокуса линзы с фокусным расстоянием 42 см для оценки остаточного астигматизма после одного полного прохода через усилитель. Величина остаточного астигматизма согласно Рис. 75 незначительна. Важно отметить, что между прямым и обратным проходом лазерного усилителя расположен формирователь пространственно-временной структуры лазерных импульсов (см. стр. 129), который делает поворот лазерного пучка на 90 градусов. В этом случае, остаточный астигматизм будет скомпенсирован полностью после обратного прохода усилителя.

Количество проходов по активным элементам в схеме на Рис. 70 определяется апертурой сферических зеркал и возможностью развести падающий и выходящий пучки без дифракционных искажений. В экспериментах было реализовано 6V-проходов по активному элементу АЕ1 и 5V-проходов по активному элементу АЕ2 за один полный проход усилителя (5-проходная схема).

Важно отметить, что подобная многопроходная схема усилителя при неточной настройке или существенном рассеянии может представлять собой резонатор, в котором происходит генерация и значительный рост уровня люминесценции.

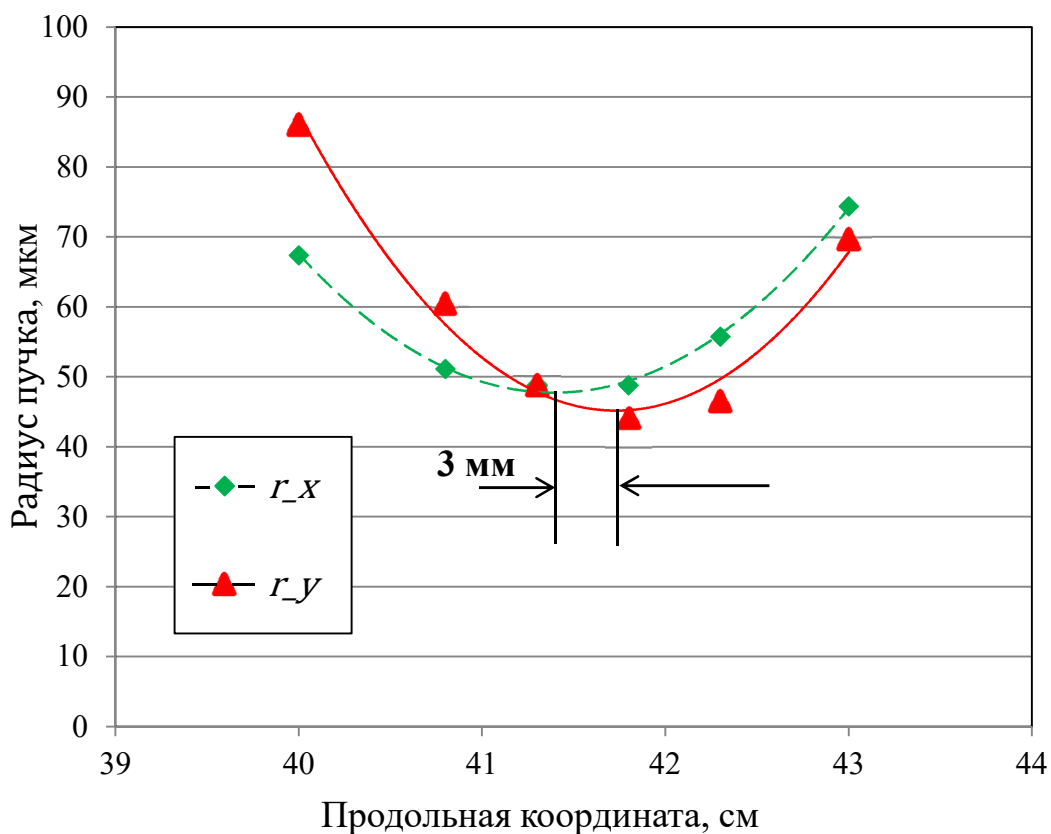


Рис. 75 Измерения радиуса пучка по поперечным x и y координатам в перетяжке линзы с фокусным расстоянием 42 см. Измерения выполнены после первого прямого прохода усилителя.

Более подробную информацию о работе усилителя можно найти в работе [145], где также теоретически объяснена и продемонстрирована в экспериментах возможность использования временных задержек между приходом сигнала и накачки для сохранения прямоугольной формы у макроимпульсов. Отметим также, что усилитель позволяет увеличивать энергию микроимпульса с 0.5 мкДж до 70 мкДж за прямой и обратный проход с учетом потерь вносимых формирователем пространственно-временной структуры.

3.4.4 Формирователь пространственно-временной структуры поля лазерных импульсов

Между прямым и обратным проходом усилителя установлен формирователь пространственно-временной структуры, который позволяет управлять формой трехмерного распределения интенсивности и, в частности, формировать квазиэллипсоидальные распределения интенсивности с 90-градусной симметрией. Распределение интенсивности у таких импульсов в ортогональных сечениях ($XТ$ и $YТ$) представляет собой эллипсы.

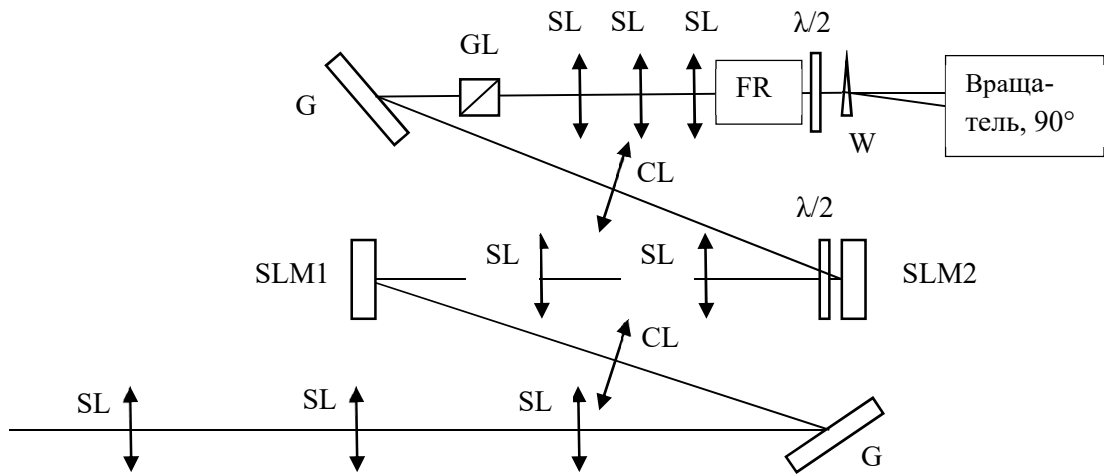


Рис. 76 Принципиальная схема формирователя импульсов с 90-градусной аксиальной симметрией: SL –сферическая линза, CL –цилиндрическая линза, G – решетка дифракционная, SLM –пространственный модулятор света, FR- 45° вращатель Фарадея, W – кальцитовый клин, GL –призма Глана, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка.

Формирователь импульсов представляет собой оптический компрессор, вносящий нулевую частотную дисперсию [77]. Оптическая схема формирователя аналогична рассмотренной в разделе 3.2. Конструктивно формирователь состоит из двух дифракционных решеток, двух однократных телескопов Кеплера с цилиндрическими и сферическими линзами и двух жидкокристаллических модуляторов света SLM. Модуляторы размещены в фокальных плоскостях телескопа с цилиндрическими линзами, который переносит изображение в меридиональной плоскости с одной дифракционной решетки на другую. В сагиттальной плоскости такой трансляции изображения нет, поэтому в ней происходит дифракция. Перенос изображения с одного модулятора света на другой осуществляется телескопом со сферическими линзами. Перед вторым SLM установлена полуволновая пластинка, поворачивающая поляризацию излучения на 45 градусов. Модулятор вносит разность фаз между ортогональными поляризациями в зависимости от подаваемого напряжения. Поляризатор и указанная полуволновая пластинка позволяют использовать SLM2 в режиме пространственно-спектральной амплитудной маски. Схема формирователя позволяет управлять распределением интенсивности спектра в пространстве. Напомним, импульсы рабочего канала достаточно сильно chirпированные. В этом случае, управление интенсивностью спектра соответствует управлению интенсивностью во времени.

3.4.5 Генерация второй и четвертой гармоник с сохранением 3D распределения интенсивности лазерных импульсов

3.4.5.1 Оптимальное угловое чирпирование

После формирования 3D-структуры излучение направляется в нелинейные кристаллы, где последовательно преобразуется во вторую и четвёртую гармоники [7, 146]. Для увеличения эффективности преобразования и сохранения 3D распределения интенсивности у лазерных импульсов создается угловой чирп. Его величина в идеальном случае должна обеспечивать выполнение условий фазового синхронизма для каждой спектральной компоненты. В экспериментах угловой чирп может быть создан с использованием дисперсионных устройств (призмы, дифракционные решетки). Величина углового чирпа может управляться с помощью телескопов Кеплера. Определим связь между требуемым угловым чирпом для оптимального преобразования в гармоники и чирпом, который создается дисперсионным устройством. Другими словами, найдем параметры чирпующих устройств, которые обеспечивают наилучшее преобразование излучения в гармоники.

Известно, что угол фазового синхронизма (при оо-е взаимодействии) в одноосном кристалле может быть найден в соответствии со следующей формулой [147]:

$$\sin^2(\theta_s(\lambda)) = \frac{No(\lambda)^{-2} - No(\lambda/2)^{-2}}{Ne(\lambda/2)^{-2} - No(\lambda/2)^{-2}} \quad (42)$$

Здесь, No и Ne – главные значения эллипсоида показателя преломления для обыкновенной и необыкновенной волны, λ – длина волны излучения первой гармоники. Будем характеризовать создаваемый угловой чирп внутри нелинейного кристалла с использованием функции $\Delta\theta(\lambda)$, которая определяет угол в критической к синхронизму плоскости между направлением волнового вектора и направлением волнового вектора для центральной длины волны спектра (см. Рис. 77).

Очевидно, что с использованием призмы, дифракционной решетки и телескопов Кеплера невозможно реализовать в экспериментах точное равенство:

$$\mathcal{K}(\lambda) = \mathcal{K}(\lambda_c) + \Delta\theta(\lambda) \quad (43)$$

Здесь, λ_c – центральная длина волны импульса первой гармоники. Однако, достаточно просто обеспечить выполнение такого равенства с точностью до первого слагаемого в

разложении в ряд Тейлора левой и правой части (43), т.е. обеспечить равенство производных:

$$\left. \frac{d\theta_s}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} = \left. \frac{d\Delta\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} \quad (44)$$

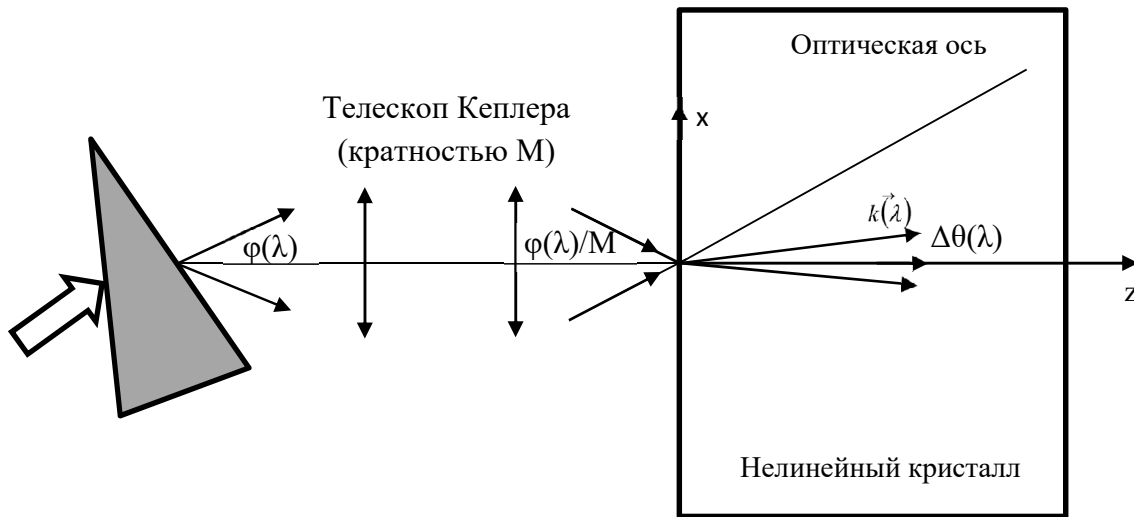


Рис. 77 Схема генерации второй гармоники излучением с угловым chirпом в критической к синхронизму плоскости.

Дифференцируя 42, нетрудно найти выражение для левой части равенства (44) :

$$\frac{d\theta_s}{d\lambda} = \frac{1}{\sin(2 \cdot \theta_s)} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{No(\lambda)^{-2} - No(\lambda/2)^{-2}}{Ne(\lambda/2)^{-2} - No(\lambda/2)^{-2}} \right) \quad (45)$$

Выражение для правой части определяется методом формирования углового chirпа. Предположим, что дисперсионное устройство создает угловой chirп $\varphi(\lambda)$, где $\varphi(\lambda)$ угол между волновым вектором для длины волны λ и волновым вектором для центральной длины волны λ_c на выходе устройства.

В частности, для дифракционной решетки и призмы соответствующие формулы можно найти в работе [79]. Для квазимонохроматического излучения ($\Delta\lambda \ll \lambda_c$) формулы

принимают достаточно простой вид, приведем их ниже, для справки. Угол отражения от дифракционной решетки может быть записан в следующем виде:

$\varphi(\lambda) = \alpha \cdot \theta + \gamma \cdot \Delta\lambda$, здесь θ отклонение от угла падения на решетку для центральной длины волны θ_0 , $\alpha = -\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\varphi_0)}$, φ_0 – угол отражения для центральной длины волны, $\gamma = \frac{m}{d \cdot \cos(\varphi_0)}$

, m – порядок дифракции, d – пространственный период штрихов. Зависимость $\varphi(\lambda)$ для излучения, прошедшего через призму может быть представлена в аналогичном виде:

$\varphi(\lambda) = \alpha \cdot \theta + \gamma \cdot \Delta\lambda$, где $\alpha = -\frac{\cos(\theta_0) \cdot \cos(\delta_{20})}{\cos(\varphi_0) \cdot \cos(\delta_{10})}$, $\gamma = \frac{\sin(C)}{\cos(\varphi_0) \cdot \cos(\delta_{10})} \cdot \left. \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}$, $\sin(\delta_{10}) = \sin(\theta_0)/n_0$,

$\sin(\delta_{20}) = \sin(\varphi_0)/n_0$, здесь C – угол при вершине призмы, $n(\lambda)$ – зависимость показателя преломления материала призмы от длины волны, $n_0 = n(\lambda_0)$, θ_0 – угол падения на входную грань призмы для центральной длины волны, θ – отстройка от θ_0 , φ_0 – угол выхода из призмы для излучения с центральной длиной волны. В обоих случаях подразумевается, что $\theta \ll \theta_0$.

Телескоп Кеплера позволяет управлять величиной углового чирпа в соответствии со своей кратностью, т.е. после прохождения телескопа с кратностью M угловой чирп будет равен $\varphi(\lambda)/M$. Учитывая закон преломления света на границе (закон Снеллиуса), а также требуемое условие (44), получим формулу связывающую кратность телескопа M , угловой чирп $\varphi(\lambda)$, который создается дисперсионным устройством, а также угловой чирп $\Delta\theta(\lambda)$, необходимый для оптимального преобразования во вторую гармонику (45):

$$\frac{1}{No(\lambda) \cdot M} \cdot \left. \frac{d\varphi(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} = \left. \frac{d\Delta\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} = \left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} \quad (46)$$

Математическое описание процессов (оо-е) генерации оптических гармоник может быть выполнено в рамках связанных укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} A_1 &= -i\beta \cdot A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho \frac{\partial A_2}{\partial y} &= -i\beta \cdot A_1^2 e^{i\Delta k z} \end{aligned} \quad (47)$$

Применительно к процессу генерации второй (четвертой) гармоники A_1 – напряженность поля первой (второй) гармоники, а A_2 – второй (четвертой) гармоники. Параметры $u_{1,2}$, $k_{1,2}$ – групповые скорости, волновые вектора соответствующей компоненты поля, $\Delta k = k_2 - 2 \cdot k_1$ – расстройка волновых векторов; β – коэффициент нелинейной связи волн второго порядка

[42], ρ – угол сноса необыкновенной волны. В качестве начальных условий на границе будем использовать следующие выражения для напряженности полей:

$$A_1 = A_{10} \cos^2\left(\frac{\pi P_1^4}{2}\right) \cdot e^{\frac{i\alpha_1 t_1^2}{2}}, P_1 = \left(\frac{2 \cdot x}{D}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot y}{D}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot (t_1)}{T}\right)^2, A_1(P_1 > 1) = 0, t_1 = t - \alpha_1 \cdot x$$

$$A_2 = 0$$
(48)

Здесь x, y – поперечные координаты, D – диаметр пучка, T – длительность, $\Psi(t,x) = \alpha_1 \cdot t_1^2/2$, α_1 – параметр ответственный за линейную частотную модуляцию и временное растяжение импульса (см. (37)). При создании углового чирпирования происходит наклон амплитудного фронта интенсивности [79], т.е. амплитудный фронт не является перпендикулярным к направлению распространения лазерного пучка. В связи с этим в выражение для квазиэллипсоидального поля первой (второй) гармоники A_1 входит параметр α_1 , характеризующий наклон амплитудного фронта. При создании углового чирпа (наклона амплитудного фронта) частотный спектр исходного (без наклона амплитудного фронта и углового чирпа) импульса $S(1/\alpha \cdot x, y, \Omega)$ модифицируется в $S(x, y, \alpha_1 \cdot x \cdot \Omega) \cdot e^{-i\alpha_1 \cdot x \cdot \Omega}$ [38], здесь Ω – отстройка от центральной частоты. Используя соотношения: $\frac{\kappa_{\perp}}{k(\lambda_c)} = \frac{\alpha_1 \cdot \Omega}{k(\lambda_c)} = -\Delta\theta$ и $\Delta\lambda = -\frac{\lambda_c^2}{2 \cdot \pi \cdot c} \Omega$

нетрудно найти связь параметра α_1 и параметра ответственного за угловое чирпирование

$$\left. \frac{d\Delta\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_c} :$$

$$\alpha_1 = \frac{\lambda c \cdot No(\lambda c)}{c} \cdot \frac{d\Delta\theta}{d\lambda}$$
(49)

Здесь c – скорость света в вакууме. Далее покажем, что использование углового чирпирования позволяет сохранить структуру трехмерного распределения интенсивности. С этой целью приведем результаты численного решения системы уравнений (47) с начальными условиями на границе (48) для процессов генерации второй и четвертой гармоник.

3.4.5.2 Генерация второй гармоники

Будем рассматривать удвоение частоты в двухосном кристалле LBO толщиной 4 мм, вырезанным под углами $\theta=90^\circ$, $\varphi=13.8^\circ$ (XY плоскость). Перестроечные характеристики (зависимость угла синхронизма и ее производная от длины волны) для процесса генерации второй гармоники (оо-е взаимодействие) представлены на Рис. 78.

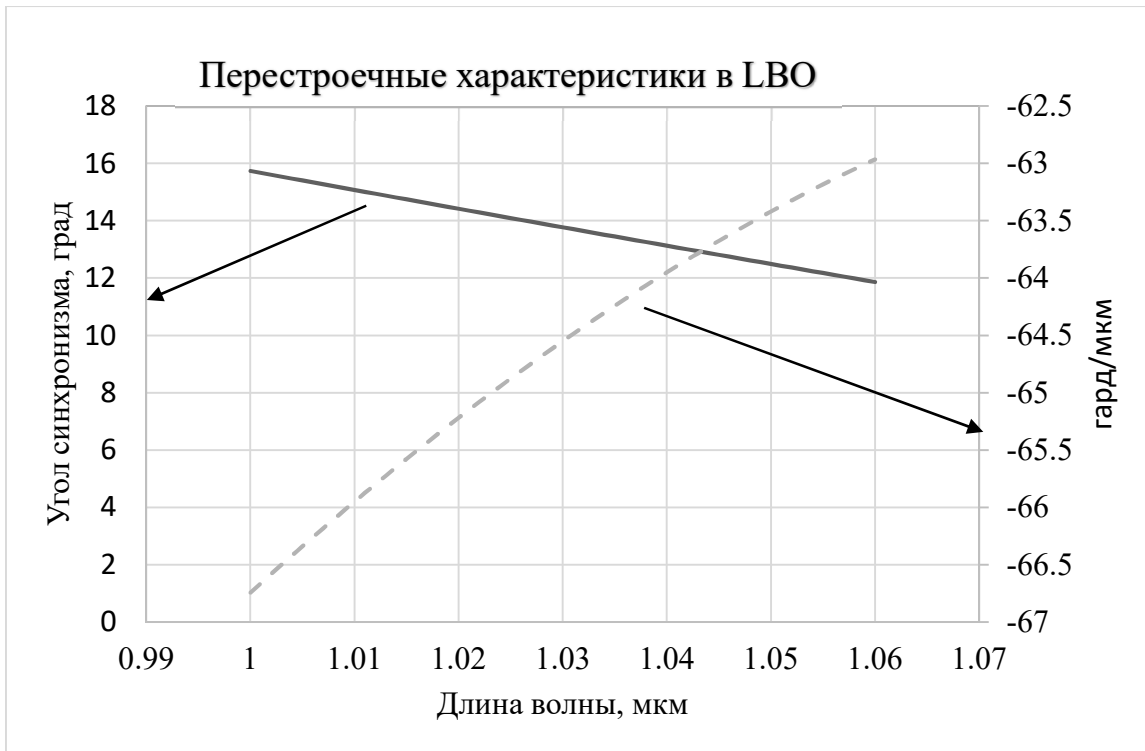


Рис. 78 Зависимости угла синхронизма (сплошная) и производной (пунктир) от длины волны первой гармоники в кристалле LBO.

Параметры излучения (близкие к параметрам эксперимента см. ниже): диаметр пучка $D=0.25$ мм, длительность $T=30$ пс, энергия в импульсе 20 мкДж, пиковая интенсивность 2.7 ГВт/см², $\alpha_t=0.46$ фс⁻², $\frac{d\Delta\theta}{d\lambda} = -64.5$ град/мкм и, в соответствии с (49), $\alpha_1=-62.12$ пс/см. На

Рис. 79 и Рис. 80 представлены результаты численного решения системы уравнений (47) с начальными условиями на границе (48). Согласно приведённым результатам, угловое чирпирование позволяет сохранить трехмерное квазиэллипсоидальное распределение интенсивности и обеспечить достаточно высокий коэффициент преобразования.

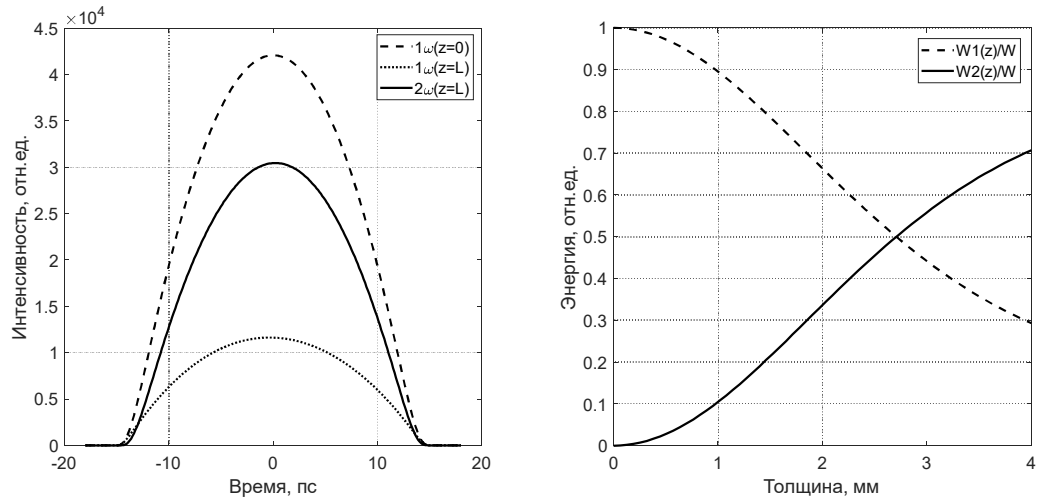


Рис. 79 а) Интегральные профили исходного импульса, второй и первой гармоники на выходе нелинейного кристалла; б) энергетические эффективности преобразования при оптимальном углом chirпирования.

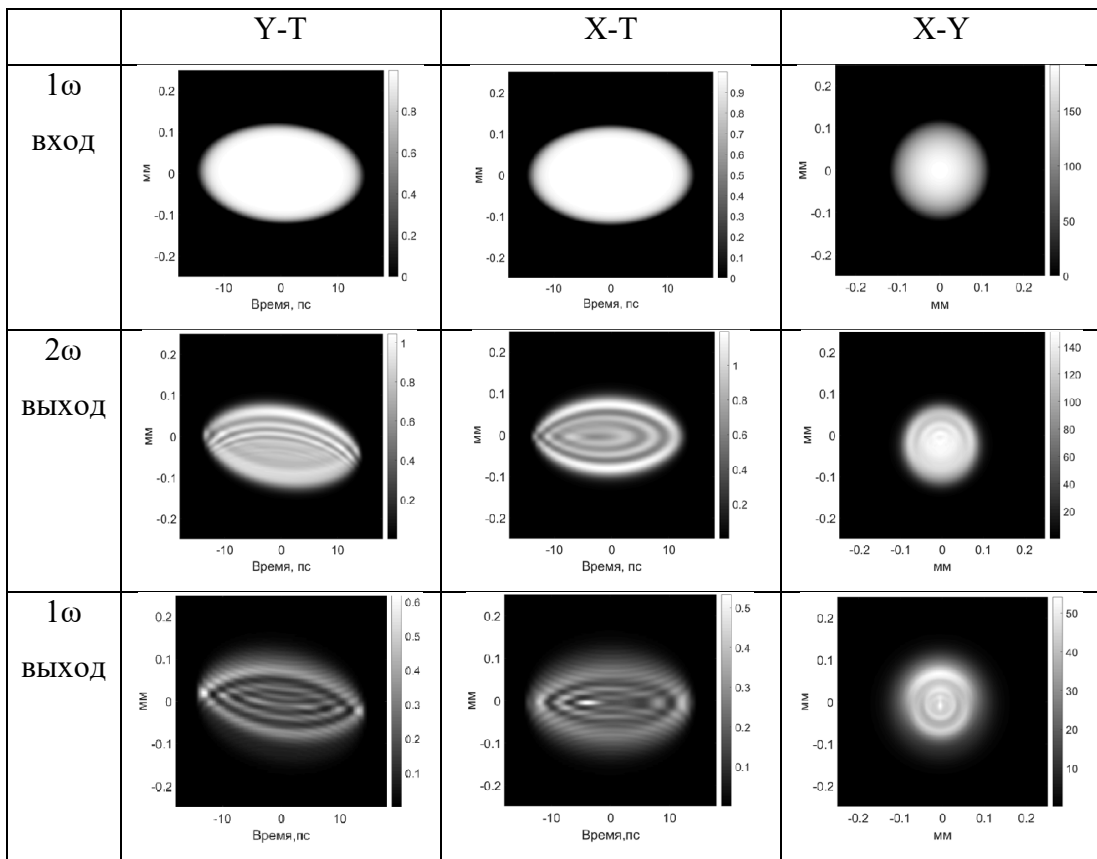


Рис. 80 Распределения интенсивности в плоскостях YT, XT, XY исходного излучения, излучения второй и первой гармоники на выходе кристалла LBO при оптимальном углом chirпирования.

Если знак углового chirpa неправильный, эффективность преобразования снижается, а распределения интенсивности приобретают большую модуляцию (Рис. 81).

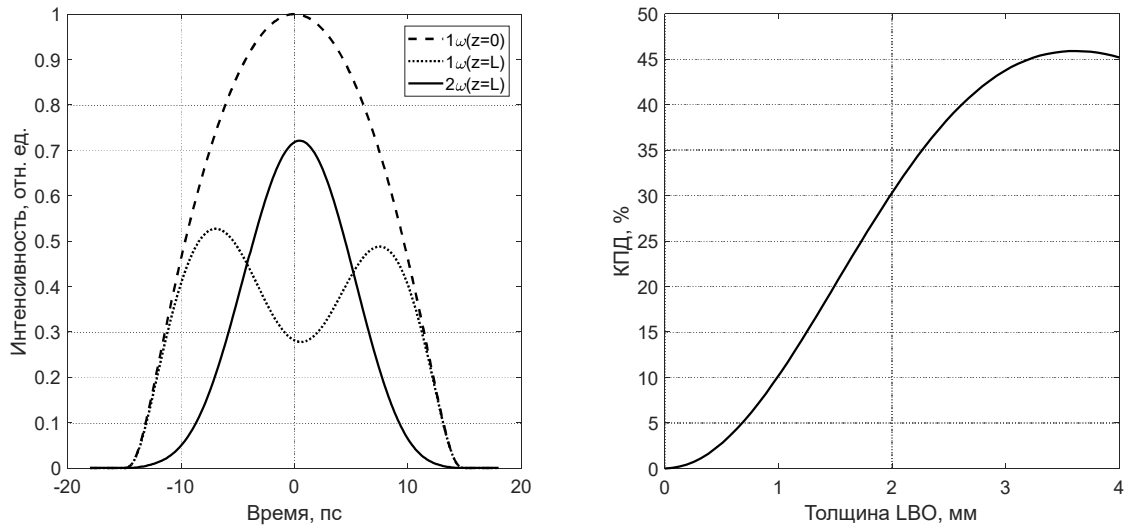


Рис. 81 а) Интегральные профили исходного импульса, второй и первой гармоники на выходе нелинейного кристалла; б) энергетические эффективности преобразования обратном знаке углового chirpирования.

Отметим также, что полное отсутствие углового chirpa (коллимированный пучок) не позволяет достичь высокого коэффициента преобразования и сохранить 3D структуру поля. В этом случае для приведенных выше параметров эффективность преобразования не превышает 61 % см. Рис. 82.

Зависимость эффективности преобразования по энергии, полученная в результате численного решения системы уравнений (47) с начальными условиями на границе (48), от параметра α_1 представлена на Рис. 82. Максимум эффективности преобразования, достигается при $\alpha_1 = -68.6$ пс/см и (с учетом (49)) $\frac{d\Delta\theta}{d\lambda} = -71.2$ град/мкм. Отметим, что

приведенные значения незначительно отличаются от рассмотренного выше случая ($\frac{d\Delta\theta}{d\lambda} = -64.5$ град/мкм и $\alpha_1 = -62.12$ пс/см), соответствующего оптимальному угловому chirpированию. Отличие может быть связано, например, с влиянием диафрагменно-апертурного эффекта [148].

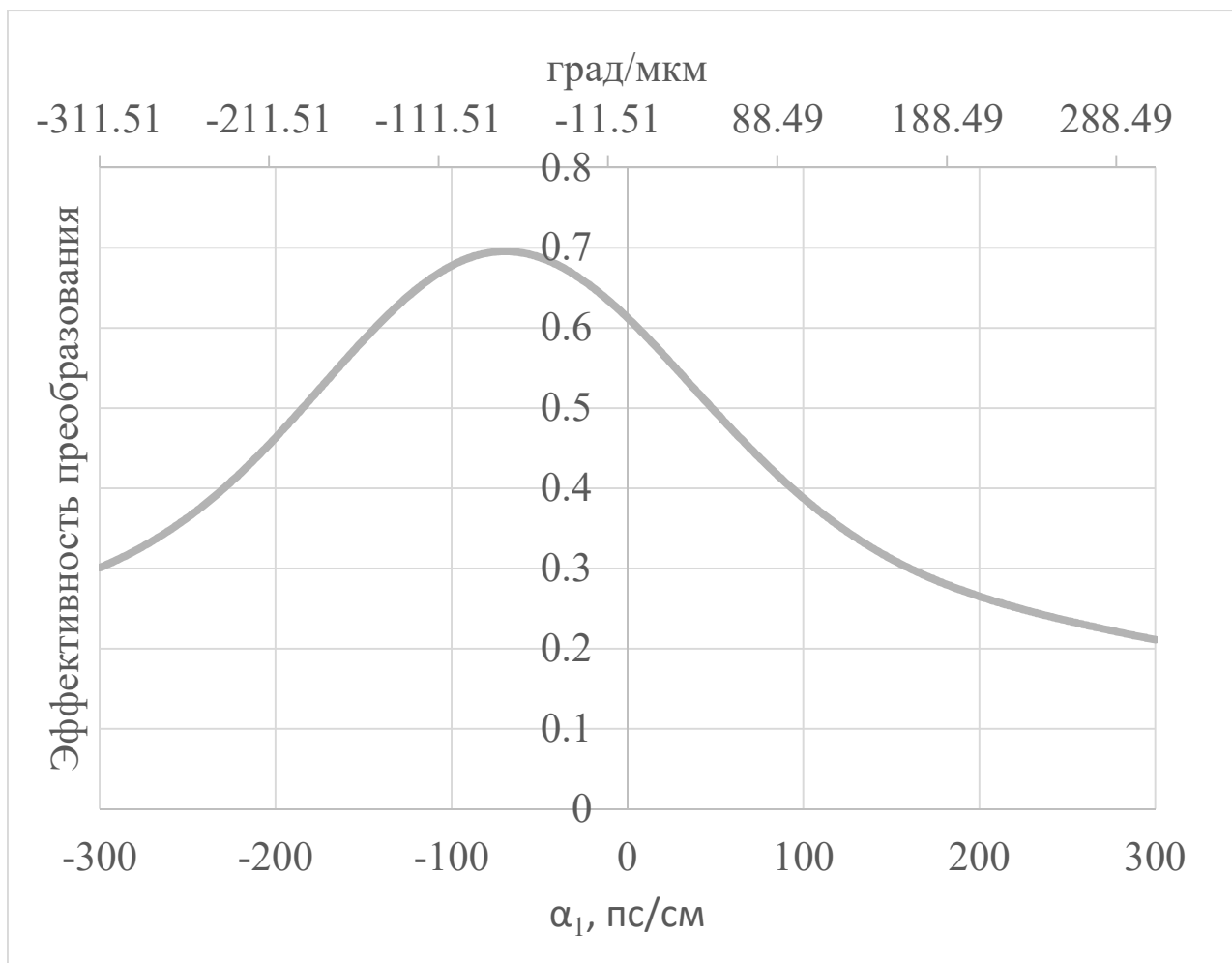


Рис. 82 Зависимость эффективности преобразования по энергии во вторую гармонику на выходе кристалла LBO, толщиной 4 мм от параметра α_1 , характеризующего наклон амплитудного фронта.

В экспериментах была реализована генерация второй гармоники: коллимированным пучком, а также пучком chirпированным по углу. Угловой chirп создавался при симметричном прохождении лазерного пучка через 60 градусную равностороннюю призму, изготовленную из сильно дисперсионного стекла марки ТФ12. Величина углового chirпа на выходе призмы составляла -5.8 град/мкм. Далее его величина увеличивалась до оптимального значения -64.5 град/мкм (внутри кристалла) с использованием телескопа Кеплера. Знак chirпа изменялся в экспериментах путем разворота кристалла в критической к синхронизму плоскости на 180 град. Максимальная энергия в импульсе первой гармоники составляла ~20 мкДж, длительность импульса ~30 пс по уровню FWHM, диаметр пучка 0.25 мм. Импульс не профилировался, во времени распределение интенсивности имело функцию распределения близкую к гауссовой.

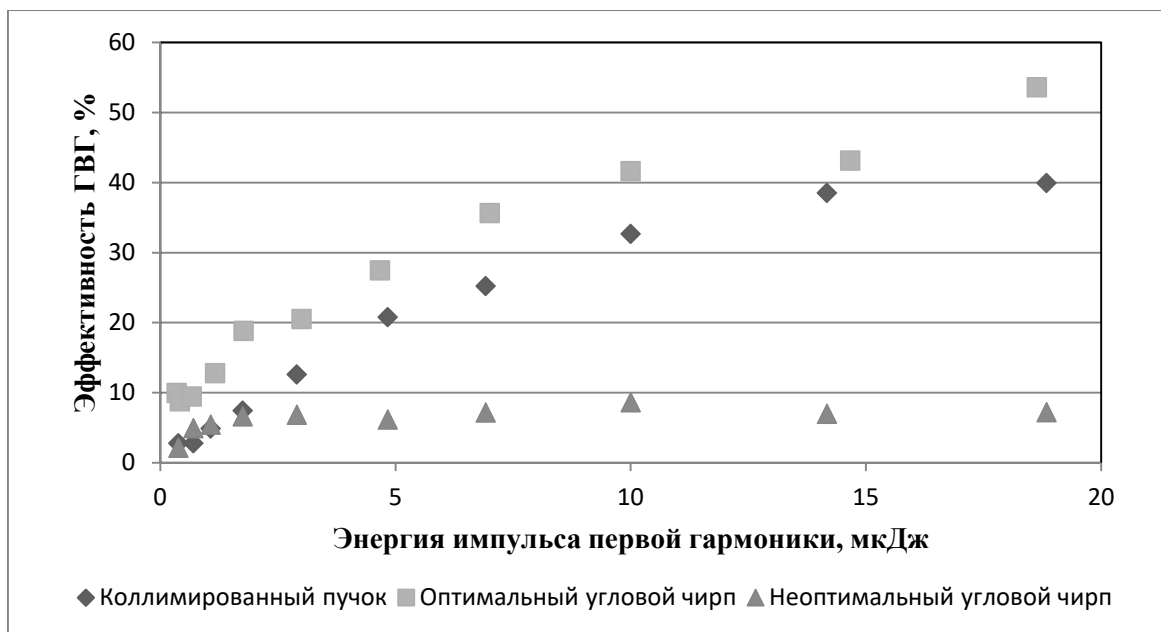


Рис. 83 Эффективности преобразования во вторую гармонику в кристалле LBO (4 мм) в эксперименте

Экспериментальные результаты по генерации второй гармоники представлены на Рис. 83. Максимальная эффективность преобразования достигалась при правильном знаке углового чирпа, в то время как, противоположенный знак приводил к существенному снижению эффективности преобразования. Отметим, также что в экспериментах отличие в эффективности преобразования во вторую гармонику чирпированного по углу излучения (с оптимальными параметрами) и коллимированного излучения было несущественным. Такое поведение в полной мере соответствует результатам численного моделирования (см. Рис. 82).

3.4.5.3 Генерация четвертой гармоники

Использование углового чирпирования также может быть использовано для генерации излучения четвертой гармоники. Без учета линейного и многофотонного поглощения математически процесс генерации четвертой гармоники (оо-е взаимодействие) описывается системой уравнений (47) с начальными условиями на границе (48). С тем лишь отличием, что $A_1(t,x,y,z)$ – комплексная амплитуда поля второй гармоники, а $A_2(t,x,y,z)$ – четвертой.

Для генерации четвертой гармоники будем рассматривать одноосный нелинейный кристалл ВВО толщиной 2 мм. Перестроечные характеристики (зависимости от длины волны угла синхронизма и его производной по длине волны) представлены на Рис. 84.

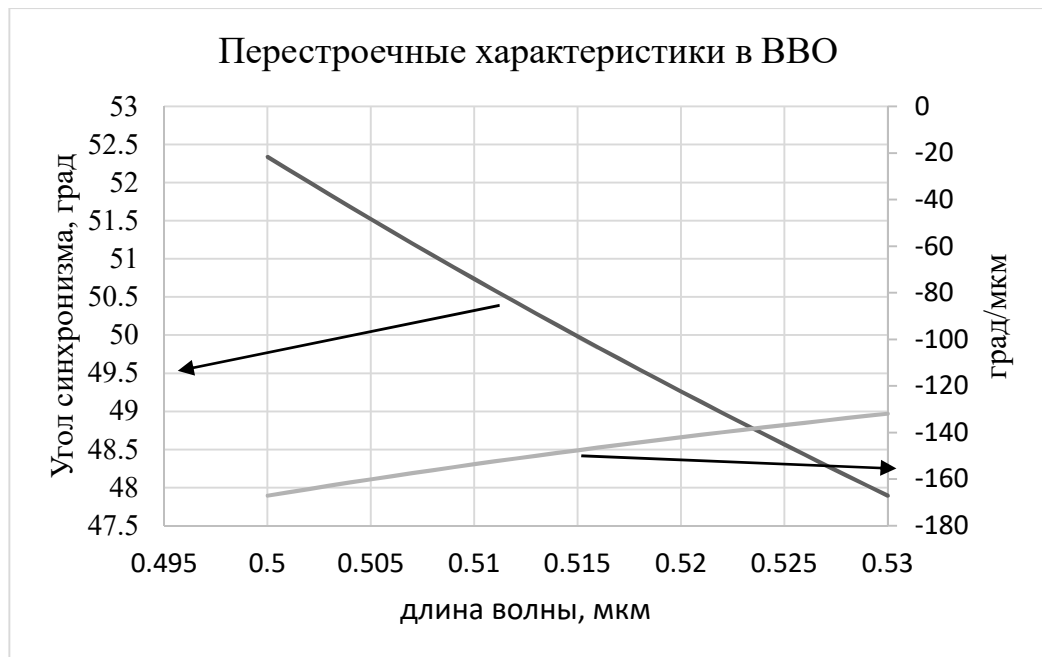


Рис. 84 Зависимости угла синхронизма и его производной от длины волны для кристалла ВВО.

Оптимальное значение параметра α_1 , ответственного за наклон амплитудного фронта, составляет -74 пс/см внутри нелинейного элемента. Телескоп Кеплера позволяет увеличить угловой чирп излучения второй гармоники. Для численного моделирования будем использовать следующие значения: энергия в импульсе 10 мкДж, диаметр пучка 0.2 мм, длительность 30 пс, центральная длина волны 515 нм, толщина кристалла ВВО 2 мм.

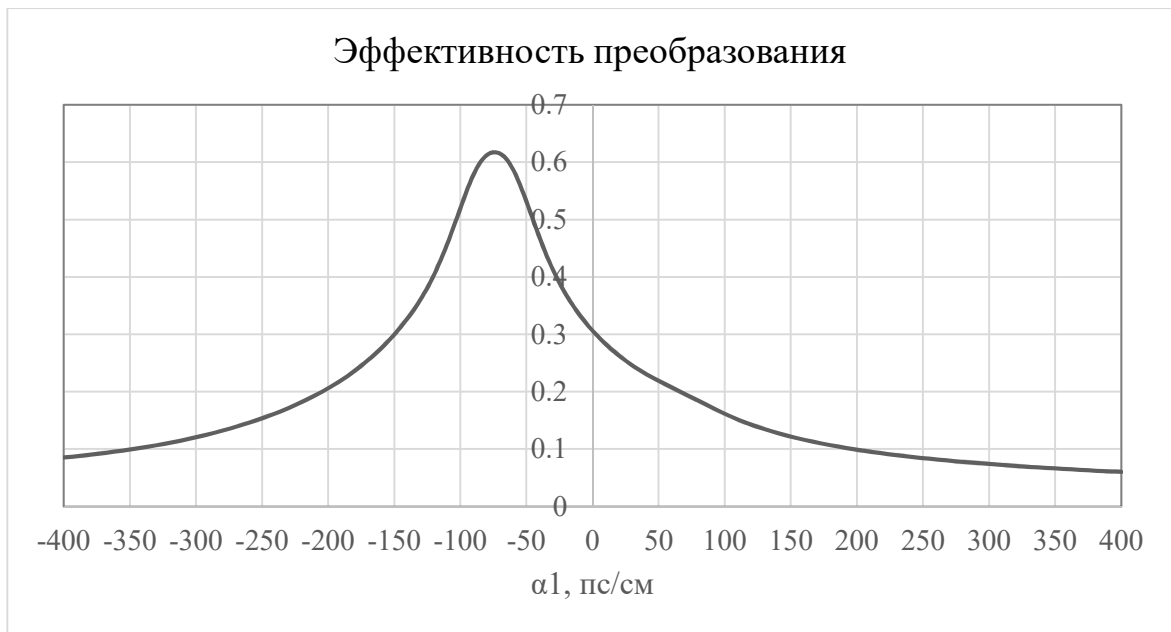


Рис. 85 Зависимость эффективности преобразования по энергии в четвертую гармонику на выходе кристалла ВВО, толщиной 2 мм от параметра α_1 , характеризующего наклон амплитудного фронта.

Для оптимального значения параметра $\alpha_1 = -74$ пс/см интегральные по поперечным координатам распределения интенсивности представлены на Рис. 86. Искажения в распределение интенсивности по большей части вносятся из-за апертурно-диафрагменного эффекта – сноса необыкновенной волны при распространении в кристалле.

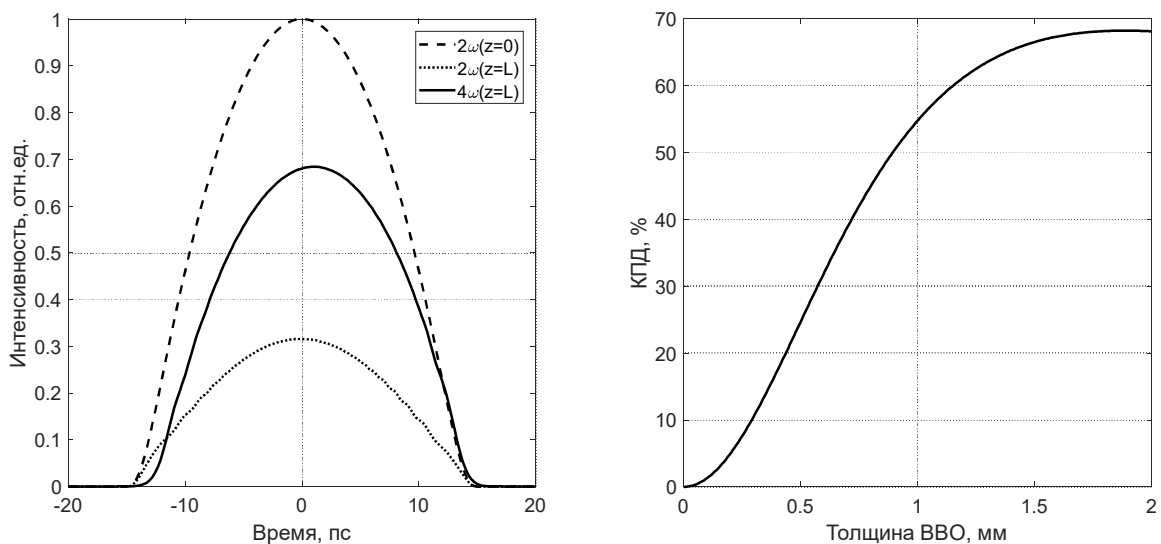


Рис. 86 а) Интегральные профили исходного импульса второй гармоники и четвертой гармоники на выходе нелинейного кристалла ВВО; б) энергетические эффективности преобразования при оптимальном угловом chirпировании.

На Рис. 87 представлены распределения интенсивности второй и четвертой гармоник в плоскостях Y-T, X-T, XY на выходе кристалла ВВО толщиной 2мм. Согласно Рис. 87 угловой снос необыкновенной волны приводит к искажению распределения интенсивности. Уменьшить влияние эффекта можно за счет уменьшения толщины нелинейного кристалла.

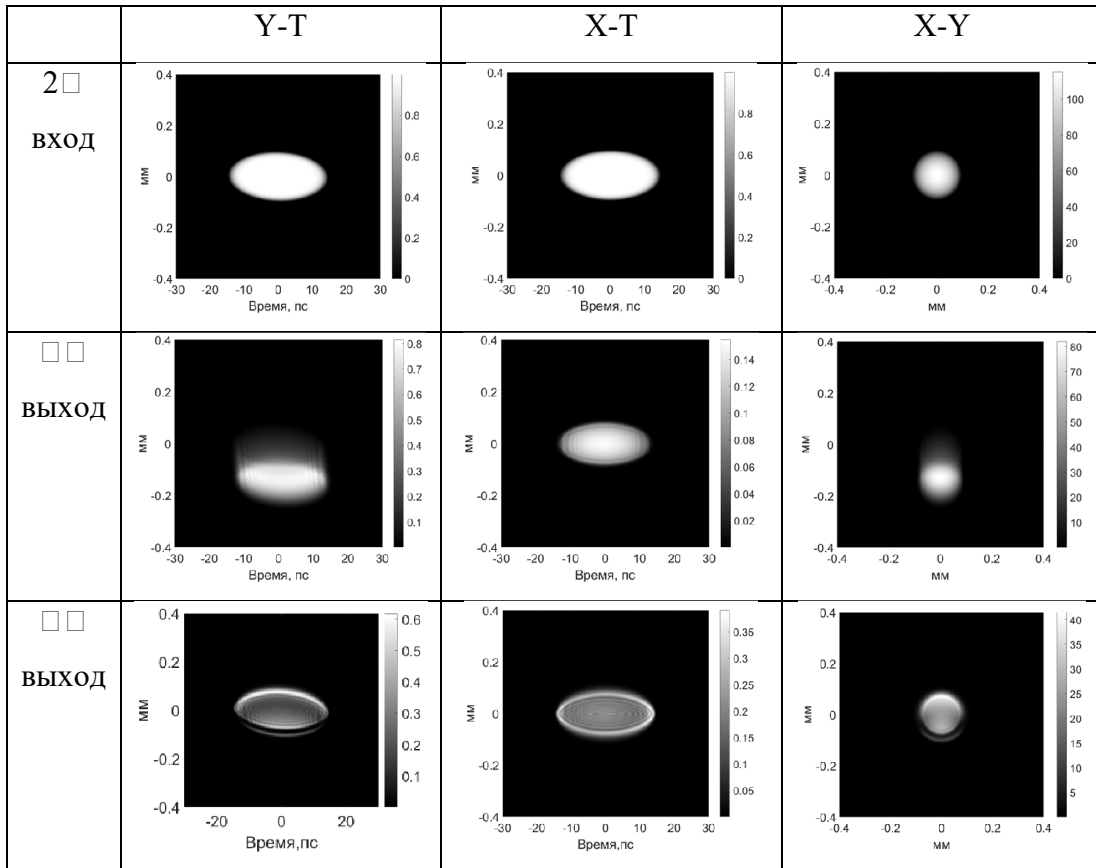


Рис. 87 Распределения интенсивности в плоскостях Y-T, X-T, XY а) излучения второй гармоники на входе в кристалл ВВО; излучения четвертой и второй гармоники на выходе кристалла ВВО при оптимальном угловом chirпировании

Экспериментальные результаты генерации четвертой гармоники в кристалле ВВО толщиной 4 мм представлены на Рис. 88.

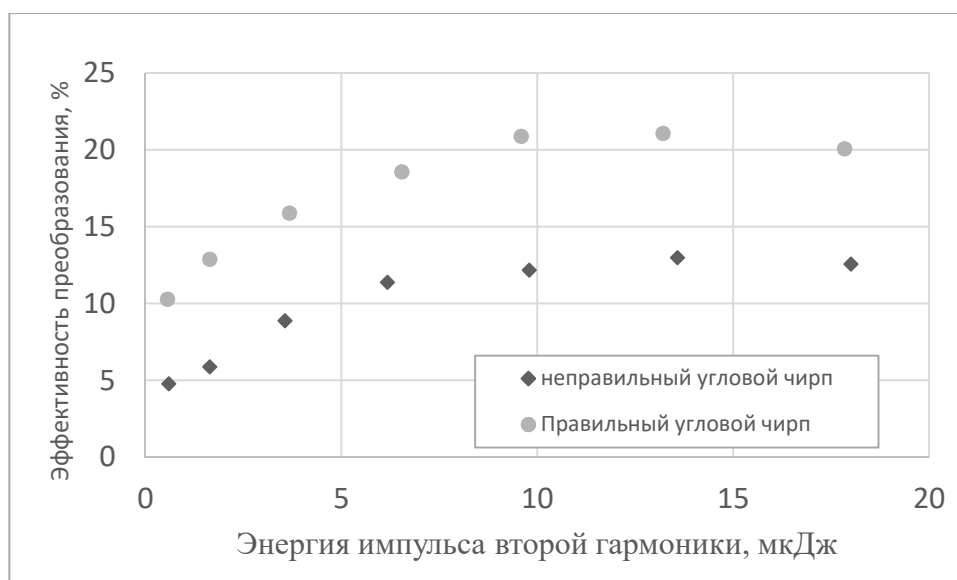


Рис. 88 Зависимости эффективности преобразования излучения второй гармоники в четвертую в кристалле ВВ0 толщиной 4 мм

Важно отметить, что как для генерации второй, так и для генерации четвертой гармоники расчетные (с использованием формулы (49)) значения параметра α_1 хорошо согласуются со значениями, полученными с использованием численного решения системы уравнений (47) (см. Рис. 82 и Рис. 85). В тоже время, экспериментальные значения эффективности преобразования ниже расчетных. В первую очередь это связано с тем, что в процессах генерации гармоник использовались не профилированные во времени лазерные импульсы. После генерации гармоник при помощи транспортной линии ультрафиолетовое излучение направляется на фотокатод инжектора. Перед транспортной линией часть излучения ответвляется для диагностики в кросс-коррелятор. Рассмотрим далее особенности используемого кросс-коррелятора.

3.4.6 Сканирующий кросс-коррелятор

3.4.6.1 Особенности проводимых измерений

Как для формирования профилированных импульсов, так и в процессе эксплуатации лазеров для фотокатодов возникает необходимость диагностики 3D распределения интенсивности. Измерения удобно производить с использованием сканирующего кросс-коррелятора [137, 149, 150]. Как упоминалось ранее, лазер для фотокатода имеет два выходных канала: рабочий и диагностический. Длительность импульсов рабочего канала составляет десятки пикосекунд, а диагностического близка к своему Фурье пределу и не превышает 250 фс (см. Рис. 68). Импульсы рабочего и диагностического каналов

синхронизованы по времени. В сканирующем кросс-корреляторе организовано их взаимодействие в нелинейном кристалле, в результате которого происходит генерация излучения второй гармоники. С использованием скоростной линии задержки время прихода диагностического импульса по отношению к времени прихода импульса рабочего канала в нелинейный кристалл может контролируемо управляться (см. Рис. 68). В результате в кристалле осуществляется взаимодействие диагностического импульса с различными областями импульса рабочего канала. Поскольку лазерные импульсы рабочего и диагностического каналов сгруппированы в редко повторяющиеся цуги (макроимпульсы), а сканирование необходимо провести за длительность макроимпульса, то есть достаточно жесткое ограничение на скорость сканирования.

Процесс сканирования профилированных импульсов в кросс-корреляторе представлен на Рис. 89. В лазере для фотоинжектора электронов DESY (PITZ) длительность макроимпульса составляет $T=300$ мкс. Длительность рабочего канала t_m может управляться в экспериментах от своего Фурье предела 250 фс до десятка пикосекунд. Длительность импульсов диагностического канала t_d не изменялась и составляла 250 фс. Вполне очевидно, что временное окно сканирования t_w должно превышать длительность диагностируемого импульса t_m . Количество импульсов N в макроимпульсе определяет максимальное количество сканов, каждый последующий скан сдвинут во времени от предыдущего время $\Delta t = t_m / N$. В том случае, если окно сканирования составляет $t_w=15$ пс, $T=300$ мкс и $N=300$ интервал временного сдвига составляет $\Delta t=50$ фс. Фактически, максимальное значение среди из параметров t_d и Δt определяет временное разрешение прибора.

Для того, чтобы за длительность макроимпульса T импульс диагностического канала во времени мог сдвинуться на значение временного окна t_w скорость его смещения относительно импульса рабочего канала при условии, что оба распространяются в воздухе должна быть $V=c \cdot t_w / T=1500$ см/с, где c - скорость света. Важно также отметить, что такая скорость сканирования должна быть постоянной на протяжении всего времени сканирования t_w .

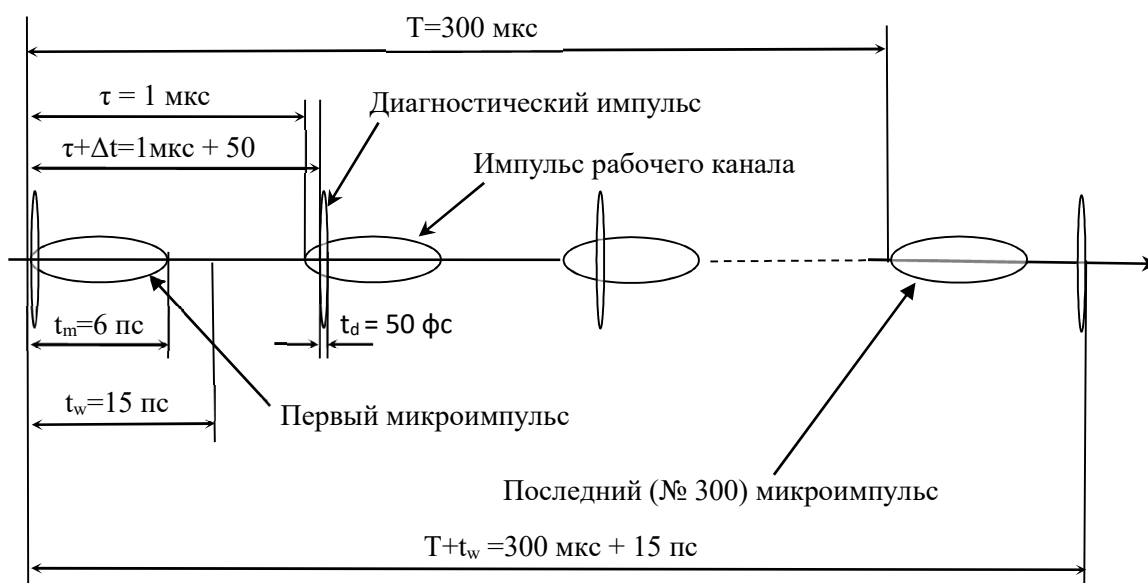


Рис. 89 Временная диаграмма работы кросс-коррелятора

В рассматриваемом кросс-корреляторе длительность импульсов диагностического канала в 5 раз больше длительности временного сдвига Δt и составляет $t_d = 250$ фс. В этом случае временное разрешение составляет 250 фс, но скорость сканирования по-прежнему должна быть не менее 1500 см/с.

3.4.6.2 Физическая модель кросс-коррелятора

В настоящем разделе рассмотрим физическую модель кросс-коррелятора, определим оптимальные условия реализации процесса генерации суммарной (удвоенной) частоты, а также представим результаты численного моделирования.

В основе работы кросс-коррелятора лежит нелинейно-оптический процесс – генерация суммарной частоты. В его схеме (Рис. 90) реализовано неколлинеарное взаимодействие в нелинейном кристалле тестируемого (импульс №1) и диагностического (импульс №2) импульсов с одинаковыми центральными частотами. Тестируемый импульс имеет линейную частотную модуляцию и квазиэллипсоидальное распределение интенсивности в пространстве. В результате нелинейного взаимодействия, тестируемого и диагностического импульсов, происходит генерация излучения на удвоенной частоте (импульс №3). При выполнении ряда условий функция распределения плотности энергии сигнала суммарной частоты, обозначим ее как $W_3(\tau)$, от временной задержки диагностического импульса по отношению к тестируемому пропорциональна корреляционной функции интенсивностей взаимодействующих импульсов.

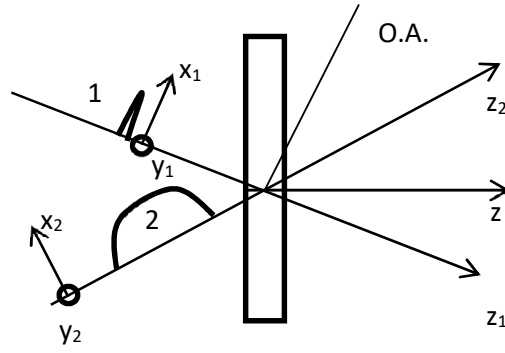


Рис. 90 Взаимодействие тестируемого и диагностического импульсов в нелинейном кристалле.

Нелинейный неколлинеарный процесс генерации суммарной частоты (оо-е тип), описывается системой укороченных квазиоптических уравнений:

$$\begin{aligned}
 \hat{L}_1 A_1 &= -i \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \chi^{(2)} \cdot \omega_1^2}{k_1 \cdot c^2 \cdot \cos(\alpha/2)} \right) \cdot A_2 \cdot A_3^* e^{-i(k_3 - 2 \cdot k_1 \cdot \cos(\alpha/2))z} \\
 \hat{L}_2 A_2 &= -i \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \chi^{(2)} \cdot \omega_2^2}{k_2 \cdot c^2 \cdot \cos(\alpha/2)} \right) \cdot A_1 \cdot A_3^* e^{-i(k_3 - 2 \cdot k_1 \cdot \cos(\alpha/2))z} \\
 \hat{L}_3 A_3 &= -i \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \chi^{(2)} \cdot \omega_3^2}{k_3 \cdot c^2} \right) \cdot A_1 \cdot A_2^* e^{i(k_3 - 2 \cdot k_1 \cdot \cos(\alpha/2))z}
 \end{aligned}
 \tag{50}$$

Здесь A_n – комплексные амплитуды напряженностей ($n=1,2,3$), α – угол внутри нелинейного элемента между диагностическим и главным импульсами,

$\hat{L}_n = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_n} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2 \cdot k_n} \Delta_{\perp} - \frac{i \cdot k_{2n}}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \rho_n \frac{\partial}{\partial x}$ – линейный дифференциальный оператор, ω_n , k_n –

центральные частоты и волновые вектора, u_n – проекции групповых скоростей на ось z , $\rho_1 = \alpha/2$, $\rho_2 = -\alpha/2$, $\rho_3 = \rho_{\text{walk-off}}$ угол сноса необыкновенной волны, α – угол между тестируемым и диагностическим импульсами, k_{2n} – параметры характеризующие дисперсию групповой скорости.

Процесс генерации суммарной частоты необходимо реализовать в ненасыщенном режиме, т.е. энергия импульса второй гармоники на выходе кристалла должна быть значительно меньше каждой из энергий взаимодействующих импульсов, т.е. $W_3 \ll W_1, W_2$, при этом важно уменьшить влияние дисперсионных эффектов: группового разбегания и дисперсии групповых скоростей импульсов, а также диафрагменно-апертурного эффекта, обусловленного угловым сносом необыкновенной волны.

Другим важным аспектом в реализации процесса генерации суммарной частоты является точность юстировки угла фазового синхронизма θ_s . Оптимальная юстировка достигается при выполнении условия:

$$\Delta kL/2 = (k_3 - 2 \cdot k_1 \cdot \cos(\alpha/2))L/2 \ll 1 \quad (51)$$

Здесь L – толщина нелинейного кристалла. При выполнении указанных требований измеряемое поперечное распределение пучка суммарной частоты от временной задержки пропорционально корреляционной функции интенсивности главного и диагностического импульсов:

$$W_3(\tau, x, y) \sim \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t - \tau, x, y) \cdot I_2(t, x, y) dt \quad (52)$$

Важно отметить, что если диагностический импульс является δ -функцией во времени, то измеряемое распределение плотности энергии суммарной частоты пропорционально интенсивности главного импульса. В связи с этим, в рассматриваемом корреляторе реализован случай, когда длительность диагностического импульса значительно меньше длительности главного импульса, т.е. $t_d \ll t_m$.

Отметим, что в общем случае при нарушении условий фазового синхронизма и неправильном выборе толщины нелинейного элемента измеряемое распределение $W_3(\tau, x, y)$ не является корреляционной функцией и не содержит информации о временной структуре главного излучения.

В качестве начальных граничных условий для 3D эллипсоидальной световой структуры будем использовать следующий вид модельных импульс-пучков для главного и диагностического импульсов:

$$A_1 = A_{10} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} P_1^4\right) \cdot e^{\frac{i\alpha \cdot t_1^2}{2}}, P_1 = \left(\frac{2 \cdot x_1}{D_1}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot y_1}{D_1}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot t_1}{T_1}\right)^2, A_1(P_1 > 1) = 0$$

$$A_2 = A_{20} e^{-2 \ln 2 \left(\frac{x_2^2}{D_2^2} + \frac{y_2^2}{D_2^2} + \frac{t_2^2}{T_2^2} \right)} \quad (53)$$

В записи поля A_1 учитывается квадратичная зависимость фазы от времени, т.е. линейный чирп частоты.

Численное решение уравнений (50) с граничными условиями (53) позволяет смоделировать работу кросс-коррелятора. Характерные значения энергии микроимпульсов катодного лазера $W_1 = 0.1$ мкДж и $W_2 = 0.2$ мкДж, поперечные размеры $D_1=D_2=0.5$ мм и длительности $T_1=7$ пс и $T_2=0.2$ пс. Здесь выбраны одинаковые характерные поперечные размеры пучков. Однако, вполне очевидно, что увеличение поперечного размера диагностического лазерного пучка с гауссовым профилем интенсивности позволяет получить более корректное распределение измеряемого сигнала, поскольку в этом случае, минимизируется поперечная неоднородность распределения интенсивности. В нашем случае, центральные длины волн тестируемого и диагностического сигналов одинаковые и составляют 1.03 мкм. Для указанных параметров был выбран кристалл ВВО толщиной 1 мм в качестве нелинейного кристалла для кросс-коррелятора. Нелинейный кристалл был вырезан в направлении синхронизма первого типа (оо-е) с углами к оптической оси $\vartheta = 23.4^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$. Зависимость эффективности преобразования от отстройки от угла синхронизма близка к аналогичной зависимости для плоских волн (см. Рис. 91). Полная ширина синхронизма в критической плоскости у такого кристалла при внутреннем угле схождения диагностического и рабочего пучков 3 градуса составила 12 мрад.

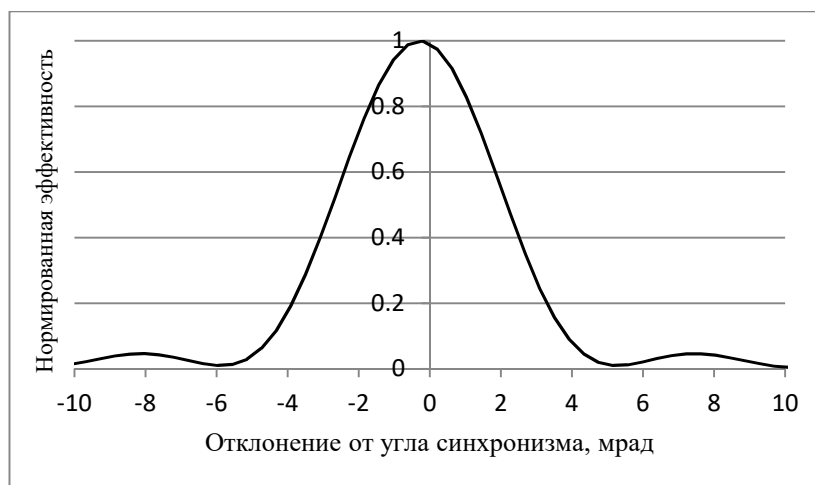


Рис. 91 Зависимость нормированной эффективности преобразования в излучение второй гармоники в зависимости от отстройки от угла синхронизма.

При небольшой отстройке от направления синхронизма (в пределах точности эксперимента) коррелятор должен адекватно воспроизводить как временную кросскорреляционную функцию, так и поперечное распределение интенсивности импульса в различные моменты времени (3D структуру импульса). На Рис. 92 представлены результаты моделирования временного профиля тестируемого излучения и корреляционные функции при точном фазовом синхронизме и при отстройках от него на 2.5 и 5 мрад. Как видно из этого рисунка, форма кросскорреляционной функции и

распределение интенсивности второй гармоники, полученные при различных задержках, слабо изменяются при отклонении нелинейного кристалла от угла синхронизма в пределах ± 2.5 мрад. В основном изменяется интенсивность сигналов, а не их форма. При указанной отстройке коэффициент корреляции корреляционной функции и временного распределения интенсивности превышает 0.97.

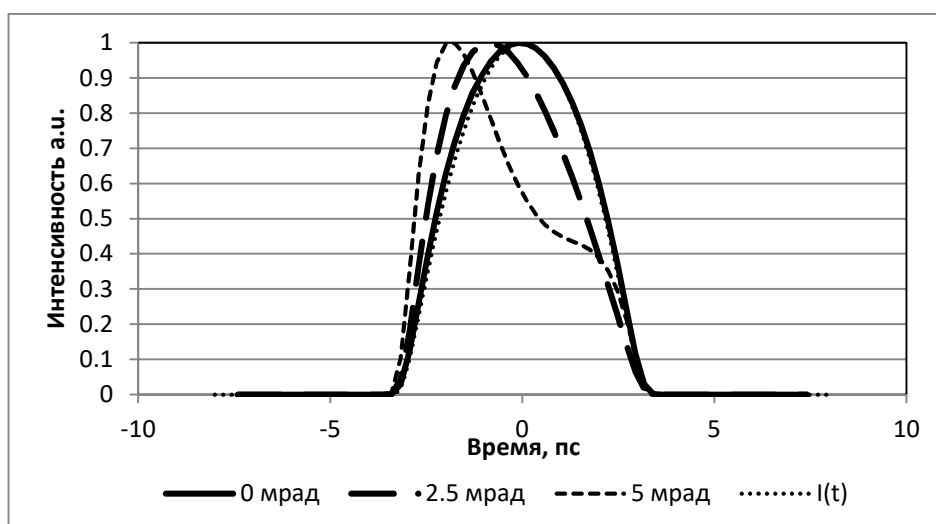


Рис. 92 Временной профиль интенсивности тестируемого сигнала, корреляционные функции при отстройке от угла синхронизма 0, 2.5 и 5 мрад.

При неточной настройке угла синхронизма нелинейного кристалла кросс коррелятора также искажается и профиль поперечного распределения 3D импульса. На Рис. 93 приведены картины поперечного среза 3D импульса в максимальном сечении ($\tau=0$) на основной гармонике – Рис. 93а, на второй гармонике при точной настройке синхронизма – Рис. 93б, на второй гармонике при отстройке от угла синхронизма 2.5 мрад Рис. 93в и при отстройке на 5 мрад Рис. 93г. Коэффициенты корреляции между сечением на основной гармонике (Рис. 93а) и сечениями на второй гармонике $R_1=0.947$, $R_2=0.945$ и $R_3=0.844$. Т.е. из этих оценок можно сделать вывод, что также, как и в случае получения кросскорреляционной функции нелинейный кристалл можно использовать при отклонении от направления точного синхронизма в пределах ± 2.5 мрад. Такая точность легко реализуема в эксперименте.

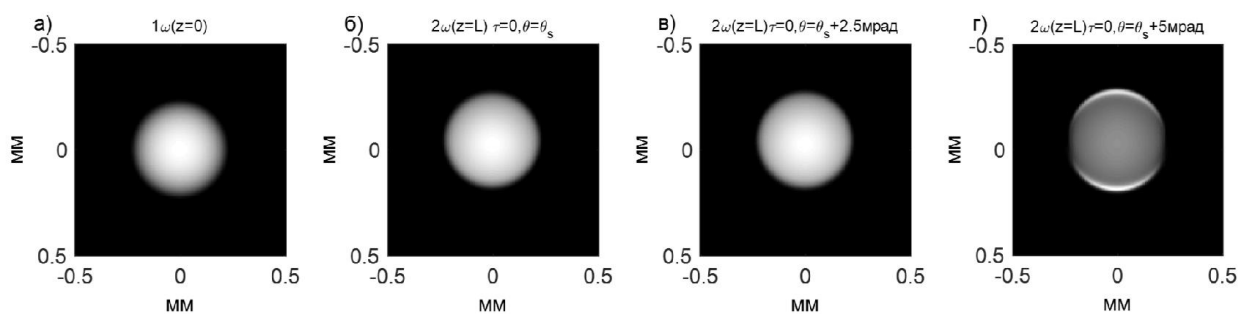


Рис. 93 Поперечный срез 3D импульса в максимальном сечении ($\tau=0$) для первой гармоники на входе кристалла (а), и на удвоенной частоте (б-г): б – кристалл ориентирован точно под углом синхронизма, в – отстроен от положения синхронизма на 2.5 мрад, г – отстроен на 5 мрад.

3.4.6.3 Конструкция сканирующей линии задержки

Для диагностики 3D распределения интенсивности требуется линия задержки,двигающаяся с постоянной скоростью 1500 см/с на протяжении 0.45 мм. Стандартные решения такой задачи в виде «тронбона» с двумя 45° зеркалами, закреплёнными на сердечнике соленоида, не позволяют достигать требуемых параметров. К этому надо добавить то, что для неизменности эффективности преобразования в нелинейном кристалле направление излучения диагностического канала за время всех циклов сканирования не должно изменяться. В работе [72] сообщается о создании кросс-коррелятора со сканирующей линией, в которой сканирующее зеркало передвигается равномерно со скоростью 30 см/с. Учитывая, что это зеркало расположено в регенеративном усилителе с 23 проходами, эффективная скорость увеличивается до величины 690 см/с. Это значение близко к рассмотренным требованиям, но всё же ниже. Кроме того, это требует использования регенеративного усилителя и сложной механики.

В качестве сканера кросс коррелятора была использована линия задержки, изготовленная из одномодового оптического (PM) волокна, удерживающего поляризацию. Оптическое волокно длиной 80 м спирально наматывалось на тонкую шайбу, изготовленную из пьезокерамики [151]. При подаче на электроды шайбы линейно возрастающего пилообразного напряжения в диапазоне 0-400 В длина волокна линейно увеличивается, что позволяет осуществить сканирование в пределах окна сканирования за время 300 мкс с предельной постоянной скоростью более 1500 см/с.

Скоростная видео камера, при помощи которой предполагается производить съёмку поперечного распределения интенсивности лазерных импульсов с 3D эллипсоидальным

распределением интенсивности должна успевать захватывать все кадры за 300 мкс, что приводит к скорости не менее 3300 кадров/с. Отметим, что в настоящее время коммерчески доступны скоростные ПЗС камеры с предельной скоростью захвата кадров 50000-250000 кадров/с. Если же использовать стандартную ПЗС камеру со скоростью захвата кадров 50-60 кадров/с, то можно получать информацию о поперечном сечении 3D эллипсоида не в одном макроимпульсе, а в последовательно идущих с частотой повторения 10 Гц импульсах.

3.4.6.4 Описание эксперимента

Как упоминалось в разделе 3.4.7.2 эффективность преобразования во вторую гармонику должна быть незначительной. В проведенных экспериментах эффективность процесса удвоения частоты не превосходила $\eta \approx 0.1\%$.

Лазер для фотоинжектора электронов (см. пункт 3.4) имеет два канала, рабочий, предназначенный для освещения фотокатода и диагностический. Импульсы обоих каналов генерируются одним задающим генератором. После волоконных усилителей с каждого канала излучается $P=0.5-1$ Вт средней мощности. Длительность импульсов 100 пс FWHM. Спектр излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1.03$ мкм имеет ширину $\Delta\lambda = 11$ нм по уровню FWHM в обоих каналах. Компрессоры на основе дифракционных решеток, установленные на выходе каждого из каналов, при точной настройке могут сжимать импульсы до 235 фс. На Рис. 94 показана автокорреляционная функция (ACF) при лучшей настройке компрессора, а также спектры диагностического (CH1) и рабочего (CH2) каналов.

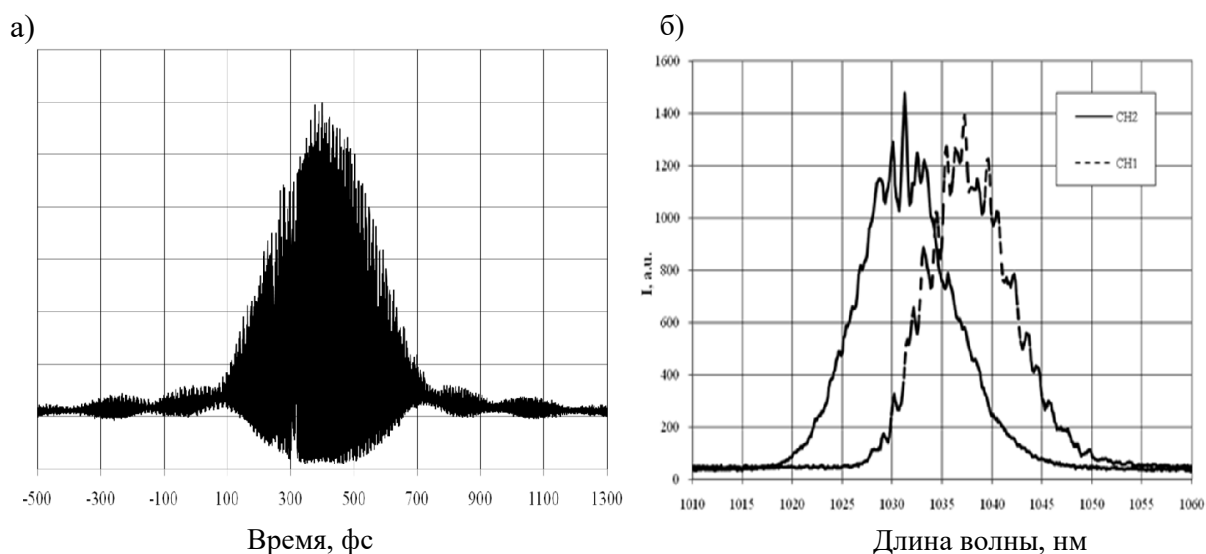


Рис. 94 ACF и спектрограмма выходного излучения диагностического (CH1) и рабочего (CH2) каналов волоконной части катодного лазера.

Согласно результатам измерений, длительность импульсов диагностического канала не превышает 235 фс по уровню FWHM. В тоже время для рабочего канала эти величины составляют 192 фс FWHM и 11 нм FWHM соответственно. На Рис. 95 приведена корреляционная (автокорреляционная) функция интенсивности предельно коротких импульсов, полученная при помощи созданного кросс-коррелятора. Для временного распределения интенсивности $I(t) = ch^{-2}\left(\frac{1.76t}{\Delta t}\right)$ длительность можно оценить как $\Delta t = 335$ фс FWHM. Отличие от данных, полученных по АКФ (235 фс), можно объяснить достаточно большим расстоянием, по которым диагностический и рабочий пучки распространяются в воздухе по независимым трассам (больше 5 м) и в оптических волокнах (больше 80 м). Флуктуации разницы в длине этих трасс вполне могут дать величину 0.1 мм, что и будет приводить к увеличению минимальной длительности, которую может измерить кросс коррелятор до 335 фс.

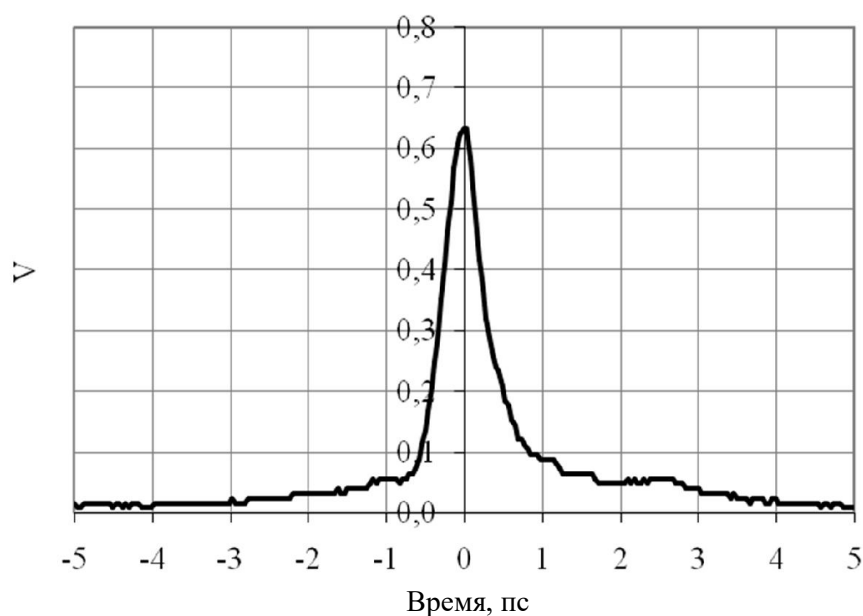


Рис. 95 Кросс-корреляционная функция предельно коротких импульсов катодного лазера. Длительность $\Delta t = 335$ фс (по уровню FWHM).

Для формирования лазерных импульсов 3D эллипсоидальной формы используется формирователь импульсов на основе пространственных модуляторов света, детально описанный в пункте 3.2. В формирователе реализовано управление распределением интенсивности спектра импульсов с линейной частотной модуляцией. Одно из условий корректной работы такого формирователя заключается в том, чтобы длительность chirпированных импульсов была значительно больше длительности Фурье предела. В связи с этим тестирование работы сканирующего кросс-коррелятора было выполнено с

использованием 7-10 пс лазерных импульсов с гауссовым распределением интенсивности в пространстве и во времени.

На Рис. 96 представлена осциллограмма импульса второй гармоники, идущего вдоль оси Z (Рис. 90). Форма осциллограммы пропорциональна профилю интенсивности тестируемого импульса. С учётом калибровки длительность импульса составляет $\tau_n=7$ пс по уровню FWHM. Как видно из этой осциллограммы, кросс-коррелятор разрешает искажения профиля с характерным временным масштабом порядка 0.5-1 пс, что близко к максимально возможному разрешению кросс-коррелятора $\Delta t=335$ фс FWHM.

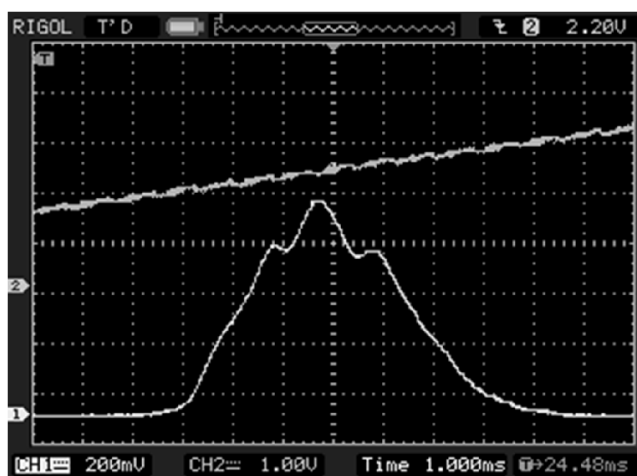


Рис. 96 Осциллограмма импульса напряжения на волоконном сканере кросс-коррелятора (верхняя кривая) и кросс-корреляционная функция рабочего канала (нижняя кривая). С учётом калибровки длительность тестируемого импульса составляет $\tau_n=7$ пс FWHM.

Как упоминалось выше, высокая скорость сканирования необходима при работе лазера в режиме хотя и достаточно длинных (300 мкс), но редко повторяющихся цугов (1-10 Гц). Работоспособность кросс-коррелятора была проверена при различных скоростях сканирования от 4 см/с до 1600 см/с. Для этого была проведена калибровка устройства при помощи внешней воздушной линии задержки снабженной микрометрическим винтом. На Рис. 97 приведена зависимость коэффициента калибровки от скорости задержки, вносимой в диагностический канал волоконным сканером. Как и следовало ожидать, на высоких скоростях сканирования, волокно не успевает полностью растянуться и поэтому калибровочный коэффициент незначительно спадает. Этот факт легко учесть при работе кросс-коррелятора.

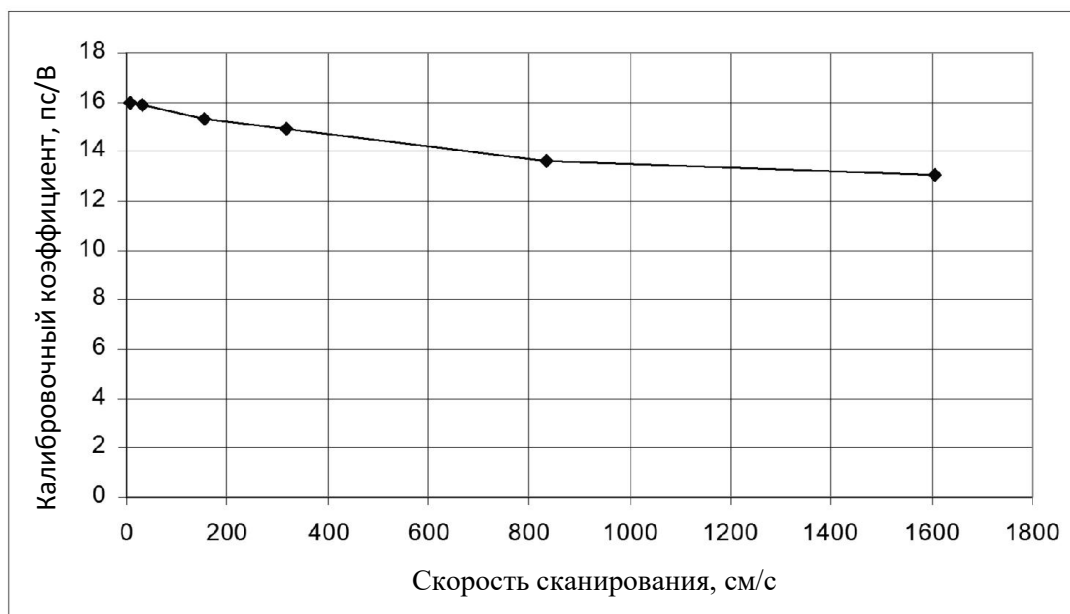


Рис. 97 Зависимость калибровочного коэффициента от скорости задержки волоконного сканера.

Другими важными параметрами кросс-коррелятора являются линейность скорости задержки волоконного сканера и временной интервал сканирования – «окно сканирования». Несмотря на то, что к электродам пьезошайбы сканера подводится линейно возрастающее напряжение, из-за механических колебаний в шайбе возможны резонансы, приводящие к неравномерности скорости временной задержки. Эти параметры также были измерены при помощи внешней воздушной линии задержки. На Рис. 98 приведена зависимость скорости линии задержки сканера от временной задержки для предельной скорости нарастания напряжения на пьезошайбе (400 В за 1 мс). Для полного окна сканирования $\Delta t=50$ пс неравномерность скорости в окне не превышает $\Delta V/V = \pm 8\%$, для окна $\Delta t=30$ пс $\Delta V/V = \pm 1.5\%$, а для $\Delta t=15$ пс $\Delta V/V = \pm 0.5\%$. Таким образом, при помощи внешней задержки, всегда можно поместить импульс рабочего канала в место, где скорость сканирования практически постоянна в окне сканирования шириной $\Delta t=15$ пс, что позволяет рассмотреть 6-7 пс рабочий импульс с некоторым запасом.

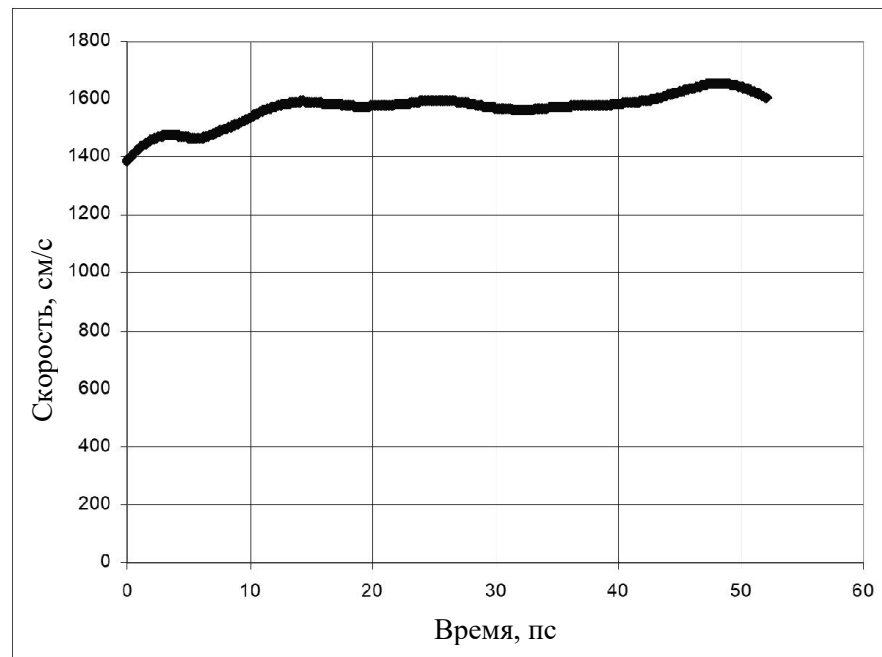


Рис. 98 Зависимость скорости сканирования от времени на предельной скорости работы кросс-коррелятора. пилообразное напряжение изменяется от 0 до 400 В за 1 мс.

Достигнутая предельная скорость более $V=1600$ см/с позволяет в течение 300 мкс макроимпульса сканировать 16 пс окно излучения рабочего канала. Предельное количество сканов, которое можно сделать при помощи 200 фс диагностического импульса может достигать 50 штук. Этих величин вполне будет хватать для измерения параметров 3D эллипсоидального импульса с длительностью 6 пс.

Как следует из Рис. 89, если длительность импульсов диагностического канала много меньше длительности импульсов рабочего канала $t_d \ll t_w$, а поперечные размеры каналов d_d и d_w удовлетворяют соотношению $d_d \gg d_w$, захватывая кадры изображения поперечного распределения второй гармоники, можно восстановить пространственно-временную структуру 3D импульсов рабочего канала. В представленных экспериментах использовались лазерные пучки с гауссовой функцией поперечного распределения интенсивности и колоколообразным временным профилем. Различные временные сечения поперечного распределения пучка рабочего канала, полученные при помощи ПЗС камеры, близки к гауссовой форме, но имеют различную интенсивность. Зависимость интегралов этих изображений от времени сдвига между рабочими и диагностическими импульсами должно повторять кросскорреляционную функцию. На Рис. 99 приведено такое сравнение. Согласно которому, кросскорреляционная функция, полученная при помощи фотодиода, с высокой точностью повторяет кросскорреляционную функцию, полученную путем

интегрирования поперечных распределений интенсивности импульсов второй гармоники, полученных при различных временах задержки диагностического импульса.

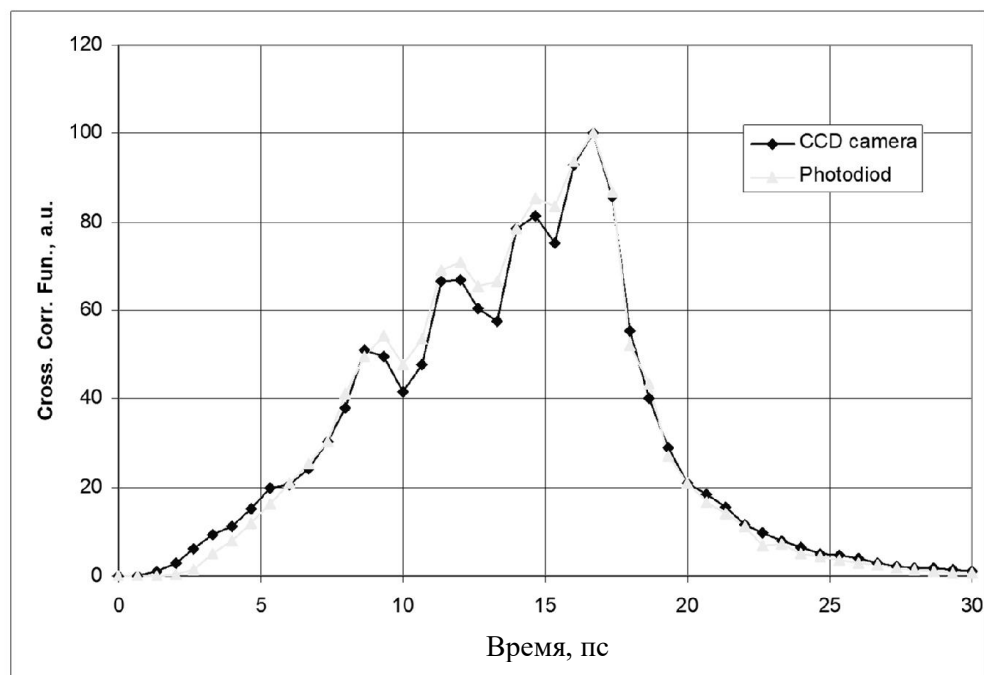


Рис. 99 Сравнение импульсов кросс корреляционной функции, полученных при помощи фотодиода, и при интегрировании поперечного распределения импульсов второй гармоники при различных временах задержки диагностического импульса.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована реализация кросс-коррелятора со скоростью сканирования свыше 1600 см/с и амплитудой пространственной задержки до 10мм. Была измерена длительность фемтосекундных импульсов, распространяющихся в цуге продолжительностью 300 мкс с частотой повторения 1МГц. Достигнуто временное разрешение ~ 300 фс при максимальном временном окне измерения 50 пс.

3.5 Генерация и характеристика электронных пучков в фотоинжекторе PITZ

Первые эксперименты на фотоинжекторе PITZ по генерации электронных сгустков с использованием лазерной системы, позволяющей управлять распределением интенсивности лазерных импульсов, стартовали в декабре 2016. Основной задачей была демонстрация возможности стандартной оптимизации яркости электронных пучков, что подразумевает измерение поперечного эмиттанса и продольного профиля электронных сгустков. Заряд пучка 0.5 нКл выбран в качестве номинального заряда для этой серии экспериментов. Для профилирования лазерного пучка применялась экспериментально подобранная маска пространственного модулятора света (SLM mask#304). На Рис. 100а

приведены полученные с использованием кросскоррелятора профили импульсов инфракрасного диапазона с применением и без применения маски на SLM.

Использование маски приводит к значительному укорочению импульса инфракрасного диапазона с 24-26 пс до 10-12 пс. С учетом ГВГ и ГЧГ длина ультрафиолетового импульса на фотокатодe претерпевает еще большее укорочение и составляет величину порядка 9-10 пс.

Для поперечной диагностики лазерного пучка применялась CCD камера, расположенная в плоскости, оптически эквивалентной поверхности фотокатода. На Рис. 100 б-в приведены примеры полученных изображений пучка с применением (Рис. 100 в) и без (Рис. 100 б) формирующей диафрагмы диаметром 1.2 мм.

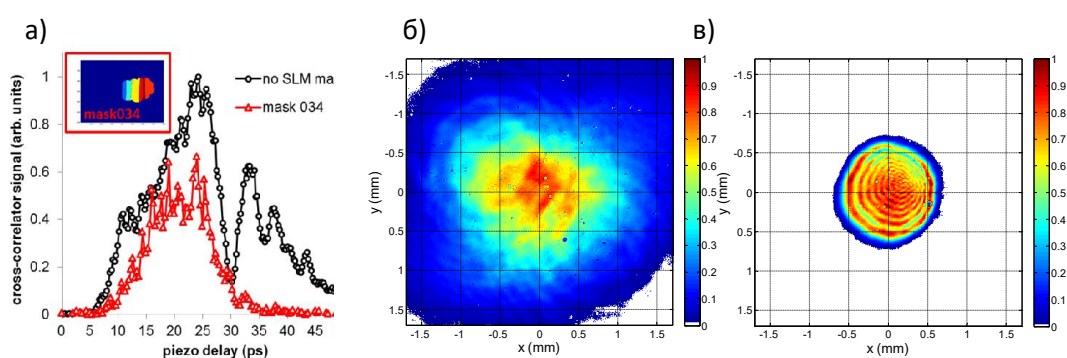


Рис. 100 а) Измерение продольного профиля ИК импульса фотокатодного лазера с помощью сканирующего кросс-коррелятора. Поперечное распределение интенсивности фотокатодного лазера: б) для полного пучка; в) для пучка, ограниченного диафрагмой диаметром 1.2 мм.

Для генерации и ускорения электронных ступков использовались пиковые мощности СВЧ излучения 6.4 и 3 МВт для СВЧ пушки и бустерной ускорительной секции соответственно. Обе ускоряющие структуры были настроены на фазы максимального ускорения. Результаты измерений – средний продольный импульс и среднеквадратичный разброс продольных импульсов пучка показаны на Рис. 101 и Рис. 102 в зависимости от фазы пушки и бустера соответственно. На правых графиках этих рисунков показаны распределения плотности частиц пучка по продольному моменту для номинальных (нулевых) фаз. В качестве нулевых фаз в обоих случаях использованы фазы, соответствующие максимальному набору энергии пучка в ускоряющей структуре. Это отвечает среднему продольному моменту электронного пучка 6.57 МэВ/с после пушки и 22.3 МэВ/с после бустера. Соответствующие среднеквадратичные разбросы по продольному моменту 25 и 20 кэВ/с. Минимальные разбросы по продольному моменту были измерены для фазы пушки - 8° и бустера +1° и составляют 4.8 и 19.0 кэВ/с соответственно.

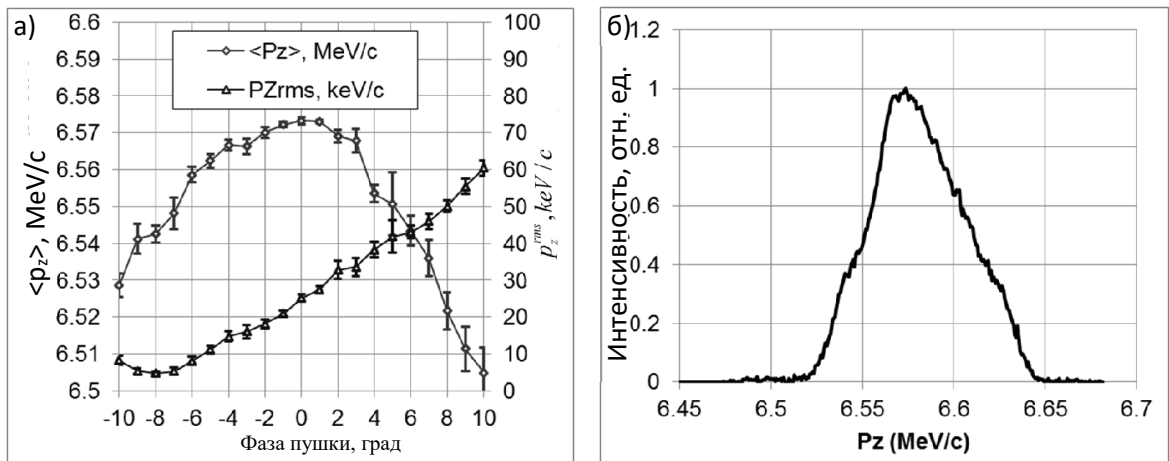


Рис. 101 Продольный момент электронного пучка после пушки: а) в зависимости от фазы СВЧ пушки; б) проекция распределения, измеренного для нулевой фазы пушки.

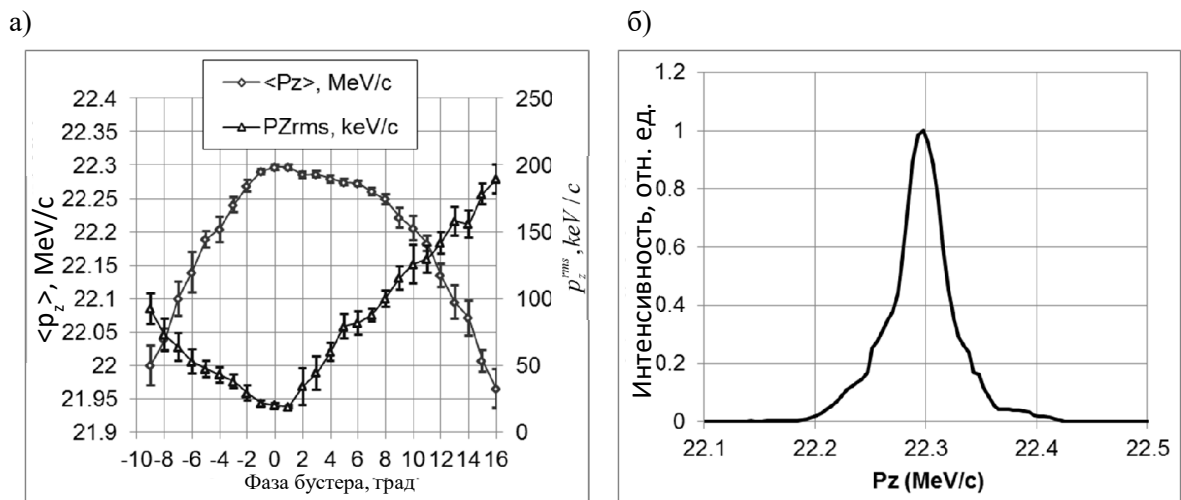


Рис. 102 Продольный момент электронного пучка после бустера: а) в зависимости от фазы бустера; б) проекция распределения, измеренного для нулевой фазы бустера. Фаза пушки для всех измерений была зафиксирована в нуле.

Энергия использованного импульса фотокатодного лазера обеспечивала заряд пучка 0.5 нКл для нулевой фазы пушки (Рис. 103) для диаметра лазерного пучка на катоде 1.2 мм. Заряд измерялся и контролировался с помощью пояса Роговского (Bergoz Integrating Current Transformer), расположенного на расстоянии 0.9 м от фотокатода. Типичное измерение заряда от времени измерений при нулевой фазе пушки и от фазы пушки показаны на Рис. 103.

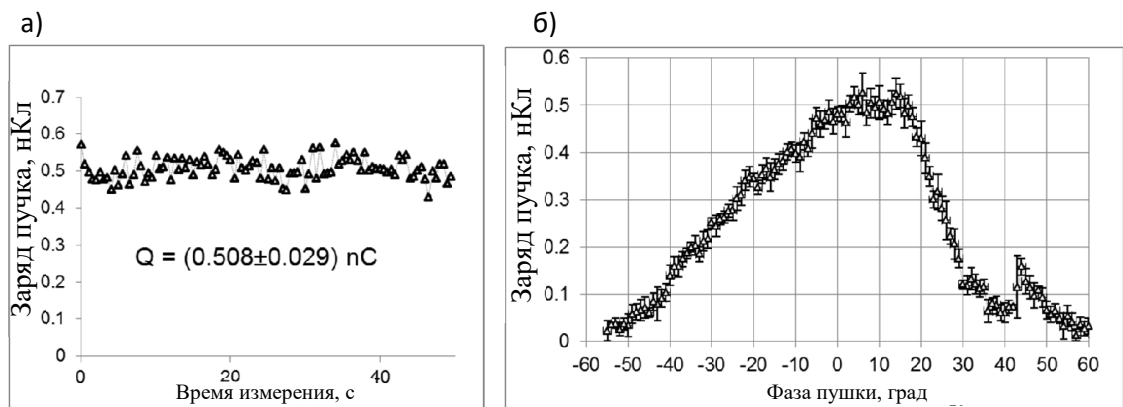


Рис. 103 Измерение заряда пучка: а) для нулевой фазы пушки; б) в зависимости от фазы пушки

Измерение поперечного эмиттанса в зависимости от тока основного соленоида было произведено с использованием стандартного для РИТЗ метода – сканирования 10 мкм вольфрамовой щелью. Лазерный пучок, как и в предыдущих измерениях, был ограничен диафрагмой диаметром 1.2 мм. Результаты измерений представлены на Рис. 104, где помимо поперечного нормализованного эмиттанса также показаны поперечные размеры пучка на синциллиационном (YAG) экране в точке измерения эмиттанса. Построенные на Рис. 104 величины (X_{Yrms} и $Emit_{XY}$) представляют собой среднее геометрическое соответствующих вертикальных и горизонтальных значений.

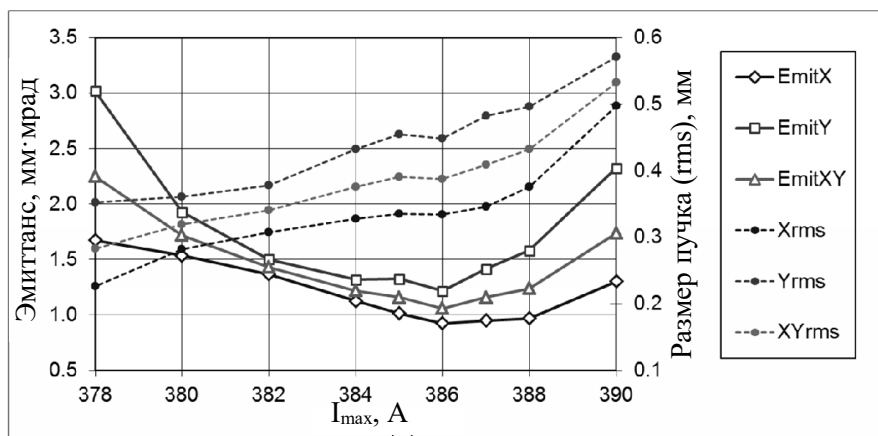


Рис. 104 Поперечный эмиттанс и среднеквадратичный поперечный размер электронного пучка, измеренные в зависимости от тока основного соленоида.

Поперечное распределение электронного пучка, горизонтальное и вертикальное фазовые пространства для оптимального тока соленоида (386 А) показаны на Рис. 105.

Соответствующие значения измеренного эмиттанса: $\varepsilon_{n,x} = 0.93$ мм · мрад, $\varepsilon_{n,y} = 1.22$ мм · мрад, $\varepsilon_{n,xy} = \sqrt{\varepsilon_{n,x} \cdot \varepsilon_{n,y}} = 1.06$ мм · мрад.

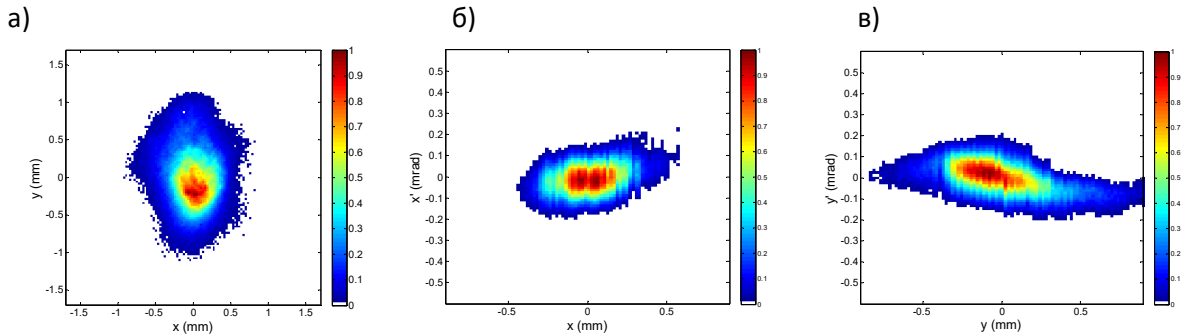


Рис. 105 Экспериментально оптимизированный эмиттанс: а) поперечное распределение электронного пучка на сцинтиляционном экране; б) горизонтальное фазовое пространство; в) вертикальное фазовое пространство.

Временной (продольный) профиль электронных пучков с зарядом 0.5 нКл измерялся с использованием поперечной отклоняющей СВЧ структуры (TDS). Профиль тока электронного сгустка показан на Рис. 106а. Распределение плотности отклоненного пучка на первом экране после отклоняющей структуры показан на Рис. 106б. Вертикальная ось на Рис. 106б прокалибрована в пикосекунды в соответствии с фазой TDS (резонансная частота 2.998 ГГц) и соотносится с горизонтальной шкалой на Рис. 106а. Измеренная длина электронного импульса 15.2 ± 0.5 пс. Аналогичные измерения для заряда (0.22 нКл) показали значительное укорочение длины электронного банча - 8.2 ± 0.8 пс. Это еще одно непосредственное свидетельство значительного эффекта пространственного заряда пучка, в особенности в окрестности фотокатода, где энергия пучка еще достаточно мала. Более подробная информация представлена в [130].

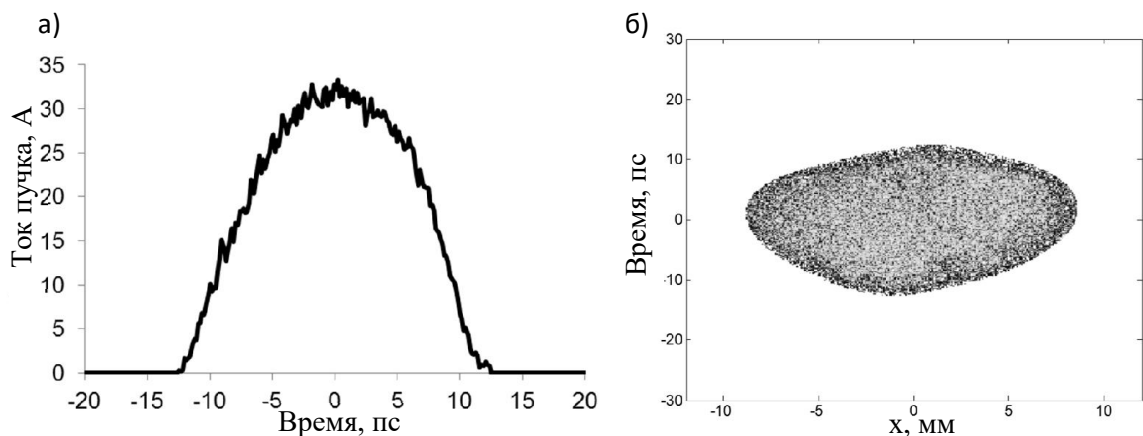


Рис. 106 а) Продольный профиль электронного пучка – распределение тока банча; б) Измеренная форма электронного сгустка – распределение плотности электронного пучка отклоненного в вертикальном направлении.

3.6 Управление временной огибающей макроимпульсов лазера для фотоинжектора электронов

3.6.1 Идея метода

Самостоятельной задачей при создании лазера для облучения фотокатода является адаптивная коррекция огибающей макроимпульсов. В настоящее время развито достаточно много методов направленных на сохранение формы макроимпульса при лазерном усилении, однако они не позволяют компенсировать искажения, возникающие в процессах генерации второй и четвертой гармоники [6, 152-154]. Одним из перспективных подходов является использование акустооптического модулятора (АОМ) для формирования импульсов произвольной программируемой формы [155-157]. Акустооптические модуляторы позволяют осуществить управление амплитудой и фазой спектра [158].

Покажем, что использование акустооптического модулятора позволяет управлять формой макроимпульса [159]. Для этой цели рассмотрим акустооптический модулятор неполяризованного излучения с волоконным входом и выходом производства Gooch & Housego. В модуляторе используется монокристалл парателлурита. Продольная акустическая волна со скоростью 4200 м/с распространяется в направлении [001], оптический пучок - в направлении [110] кристалла. Несущая частота модулятора составляет 200 МГц. Импульсный отклик АОМ (время нарастания/спада лазерного импульса по уровню 0.1-0.9 по интенсивности t_{rise}) составляет порядка $t_{rise}=10$ нс, что обеспечивает достаточно высокий контраст при заданной частоте следования лазерных импульсов 47,6 МГц. Для управления модулятором использовался программируемый генератор радиосигналов произвольной формы. Работа акустооптического модулятора была синхронизована с работой волоконного задающего генератора (ЗГ) оптических импульсов (см. Рис. 64). Схема синхронизации приведена на Рис. 107. Выходной сигнал ЗГ представляет собой периодическую гребенку фемтосекундных импульсов, следующих через временной интервал $\Delta t_{MO} = 21.3$ нс. На вход генератора сигналов произвольной формы поступают импульсы синхронизации V_{sync} , следующие с частотой повторения макроимпульсов. Генератор сигналов произвольной формы формирует временную

структуру в виде последовательности M колоколообразных импульсов, следующих с периодом $n\Delta t_{MO}$ и задержанную относительно запускающего синхроимпульса на величину Δt_{soft} . Наличие программируемой временной задержки Δt_{soft} необходимо для учета времени срабатывания АОМ Δt_{hard} , обусловленного конечным временем распространения ультразвука в кристалле от пьезопреобразователя до области взаимодействия света с акустической волной. Величина программируемой задержки выбирается так, что

$$\Delta t_{soft} + \Delta t_{hard} = n_0 \Delta t_{MO},$$

где n_0 – целое число пропущенных оптических импульсов. Использованный генератор сигналов произвольной формы имел тактовую частоту 1 Гвыб./с, что позволило получить точность установки временной задержки 1 нс.

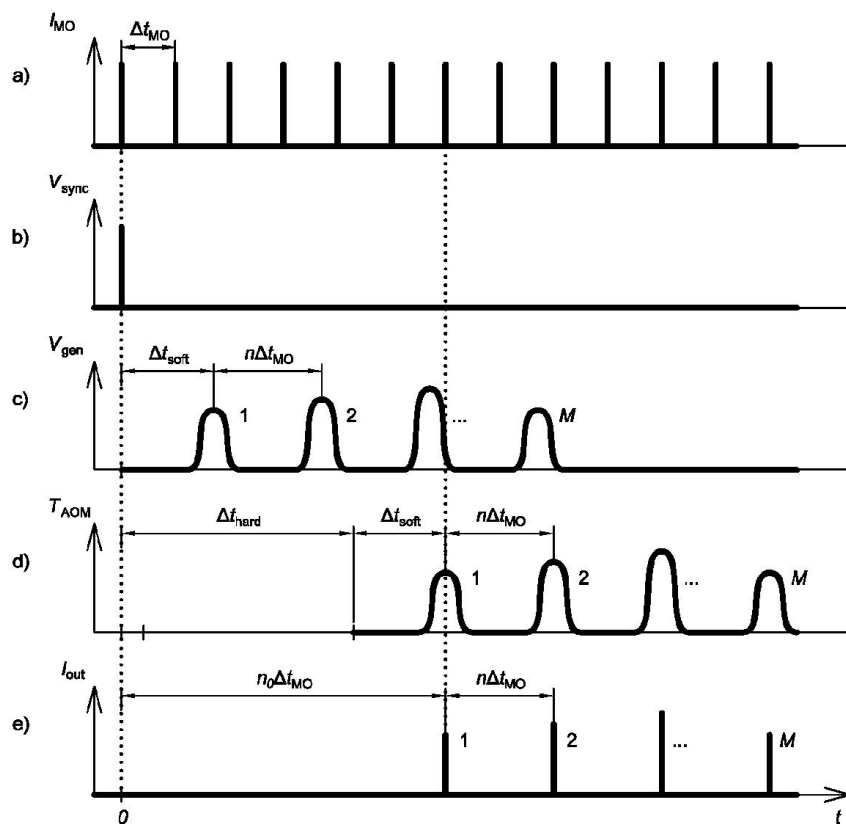


Рис. 107 Временная диаграмма: (а) последовательность оптических импульсов задающего генератора; (б) ТТЛ-сигнал, используемый для запуска генератора сигналов произвольной формы; (с) выходное напряжение управляющего генератора АОМа; (д) пропускание АОМа; (е) последовательность оптических импульсов после АОМа.

Такой подход позволяет независимо управлять амплитудой каждого из последовательности микроимпульсов для получения требуемой формы, огибающей макроимпульса на выходе лазера для фотокатода. Эффективность дифракции в акустооптических модуляторах нелинейно зависит от амплитуды управляющего радиосигнала. В связи с этим была

использована программная коррекция амплитудного отклика АОМ. Отметим, что максимальная амплитуда радиосигнала составляла порядка 80% от амплитуды насыщения дифракции.

3.6.2 Формирование прямоугольных макроимпульсов в эксперименте

Первые попытки усиления прямоугольных макроимпульсов предпринимались в лазерных усилителях с ламповой накачкой. Как правило, импульсы тока у ламп накачки, имеют колоколообразную форму с характерной длительностью порядка времени жизни лазерного уровня. Приблизить форму временной зависимости коэффициента усиления к квазипрямоугольной можно путем наложения нескольких задержанных друг относительно друга импульсов накачки [152]. Авторы работы [153] использовали источник питания ксеноновых ламп с возможностью управления током с микросекундным разрешением, что позволило уйти от колоколообразной временной зависимости мощности накачки. В результате, при правильном выборе времени прихода накачки по отношению к приходу усиливаемого сигнала (время «препампинга») были получены высокостабильные квазипрямоугольные макроимпульсы.

С появлением диодной накачки цуги микроимпульсов с квазипрямоугольной огибающей были получены в стационарном режиме усиления [6, 154]. При таком подходе цуг микроимпульсов с квазипрямоугольной огибающей «вырезается» из непрерывной последовательности микроимпульсов во временной области, когда усиление вышло на стационар. В режиме, когда контролируется время прихода импульса накачки по отношению ко времени прихода сигнала, усиление прямоугольных макроимпульсов происходит с достаточно большой эффективностью, поскольку до прихода первого микроимпульса в цуге инверсия снимается только за счет спонтанного излучения [145].

Управление огибающей макроимпульса было реализовано в системе [152], где после преобразования во вторую гармонику была дополнительно установлена программируемая ячейка Поккельса для компенсации остаточных искажений формы макроимпульса. Однако с улучшением качества огибающей, пропускание такой схемы становилось крайне малым. Вышеописанные примеры показывают, что в настоящее время для получения прямоугольных макроимпульсов на выходе лазера достойной альтернативы программируемому АОМу не существует.

Продемонстрируем действие АОМа на примере исправления формы макроимпульса на выходе второго волоконного усилителя (см. Рис. 64). При высокой эффективности усилителя огибающая макроимпульса неизбежно будет спадать к его окончанию (Рис. 108,

«Без коррекции»). Чтобы получить прямоугольную огибающую на выходе, необходимо внести предварительные искажения во временную огибающую макроимпульса.

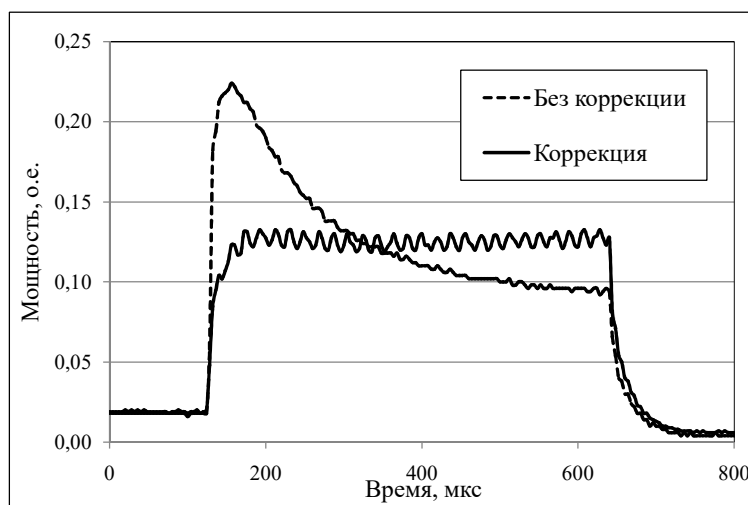


Рис. 108 Формы огибающей макроимпульса на выходе второго волоконного усилителя при прямоугольном макроимпульсе на входе. Сплошная линия - огибающая с коррекцией, вносимой АОМ, пунктирная - без коррекции. Мелкая модуляция – это ошибка метода измерения, связанная с большим временем отклика фотодетектора (порядка 1 мкс).

На Рис. 108 приведены полученные в эксперименте формы макроимпульса на выходе второго волоконного усилителя (Рис. 64) с предварительной коррекцией огибающей и без коррекции. Длительность макроимпульсов составляла 522 мкс, а частота повторения 20 Гц. Каждый макроимпульс состоял из $M=3069$ микроимпульсов, следующих через временной интервал 170 нс. Длительность каждого микроимпульса была порядка ~ 40 пс. Амплитуды колоколообразных импульсов во временной структуре пропускания АОМа росли линейно на длительности макроимпульса от $T=0,7$ до $T=1$. Даже такая простая коррекция позволила на выходе усилителя получить прямоугольную с точностью лучше 10% огибающую макроимпульса. В тоже время без коррекции перепад мощности превышал 250%. В дальнейших экспериментах планируется реализовать процедуру с обратной связью по формированию функции пропускания произвольной формы. Такой подход без уже был реализован на выходе катодного лазера, созданного для Института объединенных ядерных исследований (ОИЯИ в г. Дубна) [5].

Несмотря на то, что акустооптический модулятор вносит потери (в экспериментах с предварительной коррекцией огибающей макроимпульса интегральное пропускание составило 0,85), средняя мощность лазера на выходе второго усилителя изменяется незначительно (см. Рис. 109). Это связано с тем, что второй усилитель работает в насыщенном режиме. Для сравнения на Рис. 109 также приведена зависимость энергии

микроимпульсов в непрерывной последовательности без формирования макроимпульсов. В этом случае энергия отдельных импульсов в 15 раз ниже энергии микроимпульсов, полученных при формировании прямоугольного макроимпульса. Такой результат демонстрирует высокую эффективность использования подобных схем, когда усилитель накачивается непрерывно даже в отсутствии сигнала.

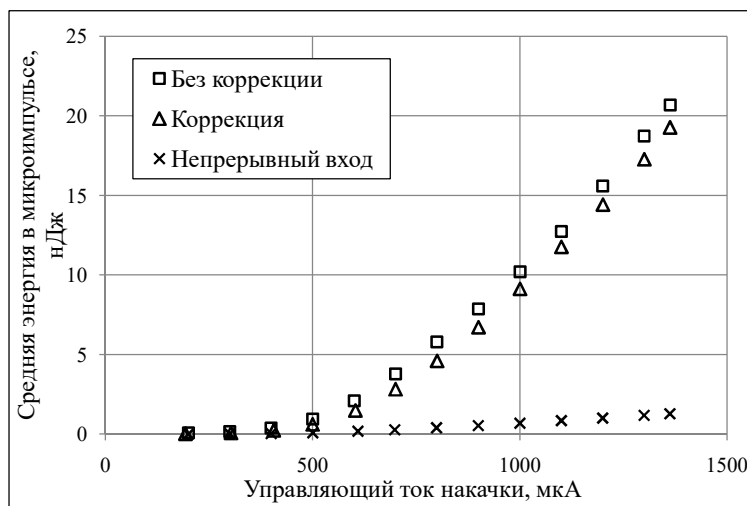


Рис. 109 Зависимость средней энергии микроимпульсов в макроимпульсе от управляющего тока накачки в случае прямоугольного макроимпульса на входе в усилитель – «Без коррекции», макроимпульса, скорректированного таким образом, чтобы прямоугольная огибающая достигалась на выходе, – «Коррекция», и непрерывной последовательности микроимпульсов с полностью открытым акустооптическим модулятором – «Непрерывный вход».

3.6.3 Временная фильтрация люминесценции волоконного лазера

Несмотря на все удобства при создании и использовании волоконных усилителей, они обладают одним существенным недостатком. Из-за того, что оптический путь люминесценции совпадает с оптическим путем лазерных импульсов она не высвечивается в широком угле, как в твердотельных лазерах, и при определенных условиях усиливается, снимая инверсию. При достаточном коэффициенте усиления может возникнуть свободная генерация. Отметим также, что активная среда на основе иттербия обладает достаточно широким спектром усиления и при недостаточном входном сигнале легко усиливает люминесценцию.

В результате на выходе волоконной части значительный процент мощности может содержаться в лазерной люминесценции. Измерение ее уровня является не простой задачей. К примеру, если в непрерывной последовательности микроимпульсов с рассмотренными

параметрами половина мощности содержится в люминесценции, то соотношение сигнал/шум по амплитуде превышает 4000. В связи с этим, зарегистрировать усиленную люминесценцию во временной области при помощи осциллографа и фотодиода не представляется возможным. Оценить её количественно можно, например, с использованием спектрографа. Если люминесценция отличается от сигнала в по длине волны, а во временное окно экспозиции спектрографа попадает известное количество импульсов и известен временной отрезок, в котором присутствует люминесценция, то интегралы спектров будут пропорциональны мощности в импульсах и в люминесценции соответственно.

При наличии нескольких волоконных усилителей (см. например Рис. 64), люминесценция после прохождения одного усилителя может усиливаться в другом и нарастать вплоть до возникновения свободной генерации. В первом волоконном усилителе проблема стоит не столь остро, так как не разреженная последовательность микроимпульсов эффективно снимает инверсию и уровень люминесценции достаточно малый. Затем в схеме (Рис. 64) расположен акустооптический модулятор, который уменьшает количество импульсов и делает минимальное пропускание в промежутке между ними. Благодаря этому был определен максимально возможный уровень тока для лазерных диодов накачки во втором и третьем волоконных, при котором люминесценция остается незначительной.

Таким образом, экспериментальные исследования показали высокую эффективность применения акустооптической системы для предварительной коррекции временного профиля макроимпульса в стартовой части лазера для фотокатода линейного ускорителя электронов для получения квазипрямоугольного лазерного макроимпульса после волоконных усилителей. Программируемый АОМ с узким, по сравнению с периодом следования импульсов, пропускающим временным окном является незаменимым инструментом для временной фильтрации лазерной люминесценции.

3.7 Заключение к главе 3

В главе 3 рассмотрены методы формирования сложных распределений интенсивности во времени (в форме треугольника и прямоугольника) и в пространстве (в форме цилиндра, 3D квазиэллипсоида и 3D эллипсоида). Определены условия получения более резких временных фронтов и минимизации глубины модуляции временного профиля интенсивности у профилированных импульсов. Представлены результаты, полученные при создании лазерной системы для облучения катода линейного ускорителя электронов DESY (PITZ). Рассмотрены методы диагностики трехмерного распределения профилированных

лазерных импульсов с использованием сканирующего кросс-коррелятора и двумерного спектрографа. Представлены результаты по генерации электронных сгустков на фотоинжекторе DESY (PITZ), полученных с использованием данного лазера. Выделим следующие ключевые результаты:

1. С помощью модификации спектра чирпированных 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 [77].
2. В экспериментах с использованием объемной пространственно-неоднородной чирпирующей решетки Брэгга, записанной внутри эллипсоидального объема, были сформированы импульсы инфракрасного диапазона пикосекундной длительности с распределением интенсивности в форме 3D эллипсоида [78].
3. В экспериментах продемонстрирована зависимость эффективности генерации излучения второй и четвертой гармоники от величины и знака углового чирпа у преобразуемых широкополосных ($\sim 8(2)$ нм в ИК (видимой) области спектра) лазерных импульсов с линейной частотной модуляцией. Показано, что угловой чирп 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 (ВВО), при этом, наибольшая эффективность достигалась для энергии импульсов первой гармоники 18 мкДж, а второй 13 мкДж [146].
4. 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 [130, 137, 145].

Заключение

В настоящей работе представлены результаты исследований, направленных на управление параметрами фемтосекундных лазерных импульсов, как сжатых во времени до своего Фурье-предела, так и растянутых до десятков пикосекунд.

В первой главе обсуждаются методы увеличения пиковой мощности импульсов петаваттного уровня за счет дополнительного сокращения длительности. Ключевой идеей является использование самомодуляции фазы для уширения спектра и последующее применение фазовых корректоров для компенсации приобретенных искажений. Возможности метода были проанализированы с использованием численного моделирования и успешно апробированы в экспериментах, которые были проведены на современных субпетаваттных лазерных комплексах. С использованием предложенного подхода длительность импульсов была сокращена более чем в два раза. Выполненный теоретический анализ позволил проанализировать влияние спектрально-фазовых aberrаций на возможности метода. В качестве тонких плоскопараллельных нелинейных элементов было предложено использовать промышленный листовой полиэтилентерефталат, обладающий приемлемыми оптическими свойствами в области ближнего инфракрасного диапазона. В главе был представлен метод определения значения коэффициента кубической нелинейности с использованием процесса самомодуляции фазы. Обсуждалась возможность применения интерферометра Маха-Цендера, работающего в нелинейном режиме, для увеличения временного контраста импульсов первой гармоники. Во второй главе настоящей диссертации рассмотрена возможность увеличения временного контраста импульсов петаваттного уровня мощности с использованием генерации второй гармоники. Выполненные эксперименты продемонстрировали принципиальную возможность высокоэффективной (более 70%) генерации второй гармоники. Важно отметить, что рассмотренный в первой главе метод может быть использован и для дополнительного сокращения длительности импульсов второй гармоники. Более того, кубическая нелинейность в самом нелинейном кристалле, в котором происходит процесс генерации импульсов второй гармоники, приводит к уширению спектра и самомодуляции фазы. В результате становится возможным и увеличить временной контраст, и дополнительно сократить длительность, и получить большую пиковую мощность по сравнению с исходным импульсом первой гармоники. С использованием численных методов показано, что нелинейный кристалл удвоителя частоты отстроенный от положения фазового синхронизма может быть использован для дополнительного сжатия импульсов первой гармоники.

В главе 3 рассмотрены методы управления трехмерным распределением интенсивности chirпированных лазерных импульсов. С использованием пространственных модуляторов спектра были получены сложные распределения интенсивности, в частности, цилиндрические и квазиэллипсоидальные. Было предложено использовать объемную профилированную решетку Брэгга, записанную в эллипсоидальном объеме фототерморефрактивного стекла. С ее помощью впервые были получены 3D эллипсоидальные распределения интенсивности лазерных импульсов инфракрасного диапазона. В главе обсуждаются результаты исследований, полученных при создании лазерного комплекса и системы диагностики параметров лазерных импульсов для фотоинжектора DESY (PITZ). В частности, проанализирована и экспериментально проверена возможность использования углового chirпирования лазерных импульсов для сохранения формы и увеличения эффективности преобразования лазерных импульсов с квазиэллипсоидальным распределением интенсивности при генерации второй и четвертой гармоник. Представлены экспериментальные результаты по управлению временной огибающей макроимпульса с использованием акустооптического модулятора. Приведены результаты использования созданного лазера для генерации электронных сгустков на фотоинжекторе DESY (PITZ).

В заключении сформулируем следующие ключевые результаты работы:

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 aberrаций спектральной фазы третьего и четвертого порядка. Коэффициент увеличения пиковой мощности определяется величиной V -интеграла и практически не зависит от величины aberrации спектральной фазы и дисперсии линейной части показателя преломления среды [46, 95].
2. Теоретически обосновано и продемонстрировано в экспериментах пространственно-однородное уширение спектра у интенсивных (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 [16, 80, 81].
3. Предложено использовать полимеры (например, полиэтилентерефталат) в качестве нелинейной среды для уширения спектра интенсивных (ТВт/см^2) лазерных импульсов. Показано, что воздействие лазерного излучения с пиковой интенсивностью 1.3 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 [10, 46, 47].
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^2 [61].
 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 [50].
 6. С помощью модификации спектра чирпированных 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 [77].
 7. Предложено использовать объемную пространственно-неоднородную чирпирующую решетку Брэгга, записанную внутри эллипсоидального объема, что позволило в экспериментах сформировать импульсы инфракрасного диапазона пикосекундной длительности с распределением интенсивности в форме 3D эллипсоида [78].
 8. В экспериментах продемонстрирована зависимость эффективности генерации излучения второй и четвертой гармоники от величины и знака углового чирпа у преобразуемых широкополосных ($\sim 8(2) \text{ нм}$ в ИК (видимой) области спектра) лазерных импульсов с линейной частотной модуляцией. Показано, что угловой чирп 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 (ВВО), при этом, наибольшая эффективность достигалась для энергии импульсов первой гармоники 18 мкДж, а второй 13 мкДж [146].

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 [130, 137, 145].

Автор выражает особую благодарность:

- Е.А. Хазанову за постоянное внимание к работе, организацию и поддержку исследований, постановку задач, обсуждение и интерпретацию результатов;
- А.К. Потемкину за мудрые советы, уникальный переданный опыт, энтузиазм и пример отношения к профессии ученого;
- Ж.А. Муру (Gerard Mourou) и Жан-Клоду Кейферу (Jean-Claude Kieffer) за проявленный интерес к исследованиям в области сверхмощных лазеров и предоставленную возможность проведения экспериментов в крупнейших научно-исследовательских центрах Франции и Канады;
- М. Красильникову (M. Krasilnikov) и Ф. Штефану (Frank Stephan) за постановку задачи по формированию импульсов с 3D квазиэллипсоидальным распределением интенсивности в пространстве, поддержку исследований и помощь в организации работ в ускорительном центре DESY (PITZ);
- Коллективу: Е.И. Гачевой, А.В. Андрианову, В.В. Зеленогорскому, В.Н. Гинзбургу, И.В. Яковлеву и В.В. Ложкареву за совместное участие в экспериментах и обсуждение результатов;
- А.Н. Степанову за внимательное прочтение диссертации, важные замечания и полезные рекомендации.

Литература

1. 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.
2. 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, v.49, №9, p.1676-1681, 2010.
3. 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, v.20, №10, p.10807-10815, 2012.
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, v.40, №12, p.1123, 2010.
5. Gacheva E.I., Potemkin 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, v.50, №7, p.522-529, 2014.
6. Will I., Templin H.I., Schreiber S., Sandner W. Photoinjector drive laser of the FLASH FEL // Optics Express, v.19, №24, p.23770-23781, 2011.
7. Mironov S., Gacheva E., Andrianov A., Zelenogorsky V., Khazanov E., Potemkin A., Krasilnikov M., Stefan F., Martyanov M. Laser System for Generation 3D Ellipsoidal UV Pulses // Proc. of Advanced Photonics. Barcelona, 2014/07/27, 2014, p.JM5A.30.
8. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // Успехи физических наук, v.181, №1, p.9-32, 2011.
9. Narozhny N.B., Bulanov S.S., Mur V.D., Popov V.S. $e^{+}e^{-}$ -pair production by a focused laser pulse in vacuum // Physics Letters A, v.330, №1-2, p.1-6, 2004.
10. 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, v.223, №6, p.1181-1188, 2014.
11. Kharzeev D., Tuchin K. Vacuum self-focusing of very intense laser beams // Physical Review A, v.75, №4, p.043807, 2007.
12. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G.A., Khazanov E.A., Sergeev A.M., Mourou G. Temporal intensity contrast ratio enhancement of petawatt level laser pulses based on second harmonic generation // Proc. of Photonics Europe. 2010, v.7721,
13. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. High-efficiency second-harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses // Applied Optics, v.48, №11, p.2051-2057, 2009.
14. 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^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation // Optics Letters, v.30, №8, p.920-922, 2005.
15. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. Extracavity compression technique for high-energy femtosecond pulses // J. Opt. Soc. Am. B, v.20, №1, p.105-108, 2003.
16. 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, v.13, №7, p.075401, 2016.

17. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator // *Physical Review Letters*, v.43, p.267–270, 1979.
18. Faure J., al. e. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. // *Nature*, v.431, p.541–544 2004.
19. Mangles S.P.D.e.a. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions // *Nature*, v.431, p.535–538 2004.
20. Geddes C., al. G.R.e. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // *Nature*, v.431, p.538–541, 2004.
21. Bahk S.W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm²). // *Applied Physics B*, v.80, p.823-832, 2005.
22. Cabalín L.M., Laserna J.J. Experimental determination of laser induced breakdown thresholds of metals under nanosecond Q-switched laser operation // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, v.53, №5, p.723-730, 1998.
23. Arikawa Y., Kojima S., Morace A., Sakata S., Gawa T., Taguchi Y., Abe Y., Zhang Z., Vaisseau X., Lee S.H., Matsuo K., Tosaki S., Hata M., Kawabata K., Kawakami Y., Ishida M., Tsuji K., Matsuo S., Morio N., Kawasaki T., Tokita S., Nakata Y., Jitsuno T., Miyanaga N., Kawanaka J., Nagatomo H., Yogo A., Nakai M., Nishimura H., Shiraga H., Fujioka S., Group F., Group L., Azechi H., Sunahara A., Johzaki T., Ozaki T., Sakagami H., Sagisaka A., Ogura K., Pirozhkov A.S., Nishikino M., Kondo K., Inoue S., Teramoto K., Hashida M., Sakabe S. Ultrahigh-contrast kilojoule-class petawatt LFEX laser using a plasmamirror // *Applied Optics*, v.55, №25, p.6850-6857, 2016.
24. Lévy A., Ceccotti T., D'Oliveira P., Réau F., Perdrix M., Quéré F., Monot P., Bougeard M., Lagadec H., Martin P., Geindre J.-P., Audebert P. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses // *Optics Letters*, v.32, №3, p.310-312, 2007.
25. Inoue S., Maeda K., Tokita S., Mori K., Teramoto K., Hashida M., Sakabe S. Single plasma mirror providing 104 contrast enhancement and 70% reflectivity for intense femtosecond lasers // *Applied Optics*, v.55, №21, p.5647-5651, 2016.
26. Stolen R.H., Botineau J., Ashkin A. Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers // *Optics Letters*, v.7, №10, p.512-514, 1982.
27. Kalashnikov M.P., Osvay K., Schönnagel H., Volkov R., Sandner W. High temporal contrast front end with a multipass Ti:Sa amplifier and a CaF₂ based XPW temporal filter // *Proc. of CLEO: 2011 - Laser Science to Photonic Applications*. 1-6 May 2011, 2011, p.1-2.
28. Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., Squier J., Mourou G., Craxton R.S. Highly efficient second-harmonic generation of ultraintense Nd:glass laser pulses // *Optics Letters* v.20, №4, p.353–355, 1995.
29. Ditmire T., Rubenchik A.M., Eimerl D., Perry M.D. The effect of the cubic nonlinearity on the frequency doubling of high power laser pulses // *J. Opt. Soc. Am. B*, v.13, №14, p.649–655, 1996.
30. 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 Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v.18, №1, p.7-13, 2012.
31. Jullien A., Rousseau J.-P., Mercier B., Antonucci L., Albert O., Chériaux G., Kourtev S., Minkovski N., Saltiel S.M. Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening // *Optics Letters*, v.33, №20, p.2353-2355, 2008.
32. Mironov S., Khazanov E., Mourou G. Pulse shortening and ICR enhancement for PW-class lasers // *Proc. of Advanced Photonics*. Barcelona, 2014/07/27, 2014, p.JTu3A.24.
33. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications*, v.56, p.219, 1985.

34. 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*, v.40, №21, p.5011-5014, 2015.
35. 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., Laniesse F., Chancé A., Dubreuil D., Gastineau B., Guillard J.C., Harrault 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*, v.2014, №T161, p.014016, 2014.
36. 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*, v.50, №12, p.124045, 2008.
37. 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*, v.4, №6, p.421-427, 2007.
38. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. // Москва: Наука гл. ред. физ.-мат. лит., 1988.
39. Stolen R.H., Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers // *Physical Review A*, v.17, №4, p.1448-1453, 1978.
40. Shimizu F. Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse // *Physical Review Letters*, v.19, №19, p.1097-1100, 1967.
41. Alfano R.R., Shapiro S.L. Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses // *Physical Review Letters*, v.24, №11, p.592-594, 1970.
42. 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*, v.11, №10, p.2026-2035, 1984.
43. Choe W., Banerjee P.P., Caimi F.C. Second-harmonic generation in an optical medium with second- and third-order nonlinear susceptibilities // *J. Opt. Soc. Am. B*, v.8, №5, p.1013-1022, 1991.
44. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. Compression of femtosecond optical pulses // *Applied Physics Letters*, v.40, №9, p.761-763, 1982.
45. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique // *Applied Physics Letters*, v.68, №20, p.2793-2795, 1996.
46. 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*, v.47, №7, p.614-619, 2017.
47. 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*, v.12, №2, p.025301, 2015.
48. Ashihara S., Nishina J., Shimura T., Kuroda K. Soliton compression of femtosecond pulses in quadratic media // *Journal of the Optical Society of America B*, v.19, №10, p.2505-2510, 2002.
49. Liu X., Qian L., Wise F. High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$ nonlinearity // *Optics Letters*, v.24, №23, p.1777-1779, 1999.
50. Миронов С.Ю., Уилер Д., Гонин Р., Кожокару Г., Унгуреану Р., Баници 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*, v.47, №3, p.173-178, 2017.

51. Schmidt B.E., Béjot P., Giguère M., Shiner A.D., Trallero-Herrero C., Bisson É., Kasparian J., Wolf J.-P., Villeneuve D.M., Kieffer J.-C., Corkum P.B., Légaré F. Compression of 1.8 μm laser pulses to sub two optical cycles with bulk material // *Applied Physics Letters*, v.96, №12, p.121109, 2010.
52. Shumakova V., Malevich P., Ališauskas S., Voronin A., Zheltikov A.M., Faccio D., Kartashov D., Baltuška A., Pugžlys A. Multi-millijoule few-cycle mid-infrared pulses through nonlinear self-compression in bulk // *Nature Communications*, v.7, p.12877, 2016.
53. Hauri C.P., Lopez-Martens R.B., Blaga C.I., Schultz K.D., Cryan J., Chirila R., Colosimo P., Doumy G., March A.M., Roedig C., Sistrunk E., Tate J., Wheeler J., DiMauro L.F., Power E.P. Intense self-compressed, self-phase-stabilized few-cycle pulses at 2 μm from an optical filament // *Optics Letters*, v.32, №7, p.868-870, 2007.
54. Mücke O.D., Ališauskas S., Verhoef A.J., Pugžlys A., Baltuška A., Smilgevičius V., Pocius J., Giniūnas L., Danielius R., Forget N. Self-compression of millijoule 1.5 μm pulses // *Optics Letters*, v.34, №16, p.2498-2500, 2009.
55. Faure J., Glinec Y., Santos J.J., Ewald F., Rousseau J.P., Kiselev S., Pukhov A., Hosokai T., Malka V. Observation of Laser-Pulse Shortening in Nonlinear Plasma Waves // *Physical Review Letters*, v.95, №20, p.205003, 2005.
56. He Z.H., Nees J.A., Hou B., Krushelnick K., Thomas A.G.R. Ionization-Induced Self-Compression of Tightly Focused Femtosecond Laser Pulses // *Physical Review Letters*, v.113, №26, p.263904, 2014.
57. Skobelev S., Balakin A., Litvak A., Mironov V. Self-Compression of a Few-Cycle Petawatt Laser Pulses in Transparent Plasma // *Proc. of Research in Optical Sciences*. Berlin, 2012/03/19, 2012, p.JT2A.64.
58. Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreigh G.W. Generation of Optical Harmonics // *Physical Review Letters*, v.7, 1961.
59. Sidick E., Knoesen A., Dienes A. Ultrashort-pulse second-harmonic generation. I. Transform-limited fundamental pulses // *Journal of the Optical Society of America B*, v.12, №9, p.1704-1712, 1995.
60. Sidick E., Dienes A., Knoesen A. Ultrashort-pulse second-harmonic generation. II. Non-transform-limited fundamental pulses // *Journal of the Optical Society of America B*, v.12, №9, p.1713-1722, 1995.
61. 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*, v.41, №11, p.963–967, 2011.
62. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейной жидкости // *Письма в ЖЭТФ*, v.3, p.471, 1966.
63. Potemkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. Compact 300 J/ 300 GW frequency doubled neodymium glass laser. Part I: Limiting power by self-focusing. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.45, №4, p.336-344, 2009.
64. Mironov S.Y., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Mourou G.A. Small-Scale Self-Focusing Suppression at Intense Laser Beams in Mediums with Quadratic and Cubic Nonlinearity // *Proc. of Advances in Optical Materials*. Istanbul, 2011/02/16, 2011, p.HWC6.
65. Мак А.А., Яшин В.Е. О возможности сжатия лазерных импульсов большой энергии в компрессоре на основе квазипериодической системы нелинейных элементов и диспергирующей среды // *Оптика и спектроскопия*, v.70, №3, p.3-5, 1991.
66. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. Suppression of small-scale self-focusing of high-intensity femtosecond radiation // *Applied Physics B*, v.113, №1, p.147-151, 2013.
67. 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*, v. 40,, №6, p.503–508, 2010.

68. Yakovlev I.V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems // *Quantum Electronics*, v.44, №5, p.393, 2014.
69. Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.5, №9, p.454-458, 1969.
70. McMullen J.D. Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair // *Applied Optics*, v.18, №5, p.737-741, 1979.
71. Interim Report of the Scientific and Technical Issues (XFEL-STI) Working Group on a European XFEL Facility in Hamburg // 2005.
72. Will I., Klemz G. Generation of flat-top picosecond pulses by coherent pulse stacking in a multicrystal birefringent filter // *Optics Express*, v.16, №19, p.14922-14937, 2008.
73. Krasilnikov M., Stephan F., Asova G., Grabosch H.J., Groß M., Hakobyan L., Isaev I., Ivanisenko Y., Jachmann L., Khojoyan M., Klemz G., Köhler W., Mahgoub M., Maljutin D., Nozdrin M., Oppelt A., Otevrel 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*, v.15, №10, p.100701, 2012.
74. Kapchinskij I.M., Vladimirskij V.V. Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge // *Proc. of 2-nd Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation*. CERN, Geneva, 1959, p.274-288.
75. Li Y., Chemerisov S., Lewellen J. Laser pulse shaping for generating uniform three-dimensional ellipsoidal electron beams // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, v.12, p.020702, 2009.
76. Musumeci P., Moody J.T., England R.J., Rosenzweig J.B., Tran T. Experimental Generation and Characterization of Uniformly Filled Ellipsoidal Electron-Beam Distributions // *Physical Review Letters*, v.100, №24, p.244801, 2008.
77. 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*, v.55, №7, p.1630-5, 2016.
78. 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*, v.13, №5, p.055003, 2016.
79. Torres J.P., Hendrych M., Valencia A. Angular dispersion: an enabling tool in nonlinear and quantum optics // *Advances in Optics and Photonics*, v.2, №3, p.319-369, 2010.
80. 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*, v.223, №6, p.1175-1180, 2014.
81. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж.А. Компрессия фемтосекундных импульсов с гауссовыми временным и пространственным распределениями интенсивности // *Квантовая Электроника*, v.43, №8, p.711-714, 2013.
82. Treacy E.B. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-5, p.454-458, 1969.
83. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. Compression of femtosecond optical pulses // *Appl. Phys. Lett.*, v.40, p.761-763, 1982.
84. Fork R.L., Brito Cruz C.H., Becker P.C., Shank C.V. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation // *Optics Letters*, v.12, №7, p.483-485, 1987.
85. Suda A., Hatayama M., Nagasaka K., Midorikawa K. Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient // *Applied Physics Letters*, v.86, №11, p.111116, 2005.
86. Akturk S., Arnold C.L., Zhou B., Mysyrowicz A. High-energy ultrashort laser pulse compression in hollow planar waveguides // *Optics Letters*, v.34, №9, p.1462-1464, 2009.

87. Chen X., Jullien A., Malvache A., Canova L., Borot A., Trisorio A., Durfee C.G., Lopez-Martens R. Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber // *Optics Letters*, v.34, №10, p.1588-1590, 2009.
88. Rolland C., Corkum P.B. Compression of high-power optical pulses // *Journal of the Optical Society of America B*, v.5, №3, p.641-647, 1988.
89. Andreev A.A., Mak A.A., Yashin V.E. Generation and applications of ultrastrong laser fields // *Quantum Electronics*, v.27, №2, p.95, 1997.
90. Rozanov N.N., Smirnov V.A. Small-scale self-focusing of laser radiation in amplifier systems // *Soviet Journal of Quantum Electronics*, v.10, №2, p.232-237, 1980.
91. Kochetkova M.S., Martyanov M.A., Poteomkin A.K., Khazanov E.A. Experimental observation of the small-scale self-focusing of a beam in the nondestructive regime // *Quantum Electronics* v.39, №10, p.923-927, 2009.
92. Babichenko S.M., Bykovskii N.E., Senatskii Y.V. Feasibility of reducing nonlinear losses in the case of small-scale self-focusing in a piecewise-continuous medium // *Soviet Journal of Quantum Electronics*, v.12, №1, p.105-107, 1982.
93. 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.
94. Яковлев И.В. Стретчеры и компрессоры для сверхмощных лазерных систем // *Квантовая электроника* // *Квантовая электроника*, v.44, №5, p.393-414, 2014.
95. 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*, v.46, №2, p.106-108, 2016.
96. <http://glassbank.ifmo.ru/eng/>. //
97. Ciddor P.E. Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared // *Applied Optics*, v.35, №9, p.1566-1573, 1996.
98. Mironov S., Khazanov E.A., Shaykin A., Lozhkarev V., Tcheremiskine V., Uteza O., Sentis M., Ginzburg V. Second harmonic generation for PW class lasers // *Proc. of CLEO: 2013*. San Jose, California, 2013/06/09, 2013, p.QM4E.7.
99. Bahk S.-W., Bromage J., Zuegel J.D., Jungquist R.K. An Off-Axis, Single-Pass, Radial-Group-Delay Compensator Design Using an Offner Triplet for a Broadband OPCPA Laser // *Proc. of CLEO: 2013*. San Jose, California, 2013/06/09, 2013, p.CTh3H.2.
100. Boling N., Glass A., Owyong A. Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids // *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, v.14, №8, p.601-608, 1978.
101. Malshakov A.N., Pasmanik G.A., Potemkin A.K. Comparative characteristics of magneto-optical materials // *Appl. Opt.*, v.36, №25, p.6403-6410, 1997.
102. Gaul E.W., 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., Ditmire T. Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // *Applied Optics*, v.49, №9, p.1676-1681, 2010.
103. Taylor A.J., Clement T.S., Rodriguez G. Determination of n_2 by direct measurement of the optical phase // *Optics Letters*, v.21, №22, p.1812-1814, 1996.
104. 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.
105. 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.

106. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H., Hagan D.J., Stryland E.W.V. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.26, №4, p.760-769, 1990.
107. Rashidian Vaziri M.R. Z-scan theory for nonlocal nonlinear media with simultaneous nonlinear refraction and nonlinear absorption // *Applied Optics*, v.52, №20, p.4843-4848, 2013.
108. Sheik-bahae M., Said A.A., Van Stryland E.W. High-sensitivity, single-beam n_2 measurements // *Optics Letters*, v.14, №17, p.955-957, 1989.
109. Boyd R.W. *Nonlinear Optics*. // Elsevier Science, p.212, 2003.
110. Milam D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica // *Applied Optics*, v.37, №3, p.546-550, 1998.
111. 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.
112. Moulton P.F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃ // *Journal of the Optical Society of America B*, v.3, №1, p.125-133, 1986.
113. Dubietis A., Jonušauskas G., Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal // *Optics Communications*, v.88, №4, p.437-440, 1992.
114. Ross I.N., Matousek P., Towrie M., Langley A.J., Collier J.L. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers // *Optics Communications*, v.144, №1, p.125-133, 1997.
115. Matousek P., Rus B., Ross I.N. Design of a multi-petawatt optical parametric chirped pulse amplifier for the iodine laser ASTERIX IV // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.36, №2, p.158-163, 2000.
116. Bank S. W., Rousseau P., Planchon T. A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., G.A. M., Yanovsky a.V. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm²) // *Optics Letters*, v.29, p.2837-2839, 2004.
117. Цернике Ф., Мидвинтер Д. Прикладная нелинейная оптика. // Москва: Мир, 1976.
118. Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Khazanov E. High-efficiency second-harmonic generation of superintense ultrashort laser pulses // *Appl Opt*, v.48, №11, p.2051-7, 2009.
119. Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Yakovlev I., Luchinin G., Khazanov E., Sergeev A., Mourou G. Temporal intensity contrast ratio enhancement of petawatt level laser pulses based on second harmonic generation // *Proc. of 2010*, v.7721, p.77211R-77211R-12.
120. Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Yakovlev I., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E., Babin A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A., Mourou G. Second harmonic generation of super powerful femtosecond pulses at strong influence of cubic nonlinearity // *Journal of Selected Topics of Quantum Electronics*, v.18, №1, p.7-13, 2012.
121. Zeng X., Guo H., Zhou B., Bache M. Soliton compression to few-cycle pulses with a high quality factor by engineering cascaded quadratic nonlinearities // *Optics Express*, v.20, №24, p.27071-27082, 2012.
122. Bache M., Bang O., Krolikowski W., Moses J., Wise F.W. Limits to compression with cascaded quadratic soliton compressors // *Optics Express*, v.16, №5, p.3273-3287, 2008.
123. Mironov S., Khazanov E., Lozhkarev V., Ginzburg V., Mourou G. Small-Scale Self-Focusing Suppression at Intense Laser Beams in Mediums with Quadratic and Cubic Nonlinearity // *Proc. of Advances in Optical Materials. Istanbul, 2011/02/16, 2011*, p.HWC6.
124. R. Clady V.T.Y.A.A.F.L.C.O.U.M.S. High repetition rate (100 Hz), high peak power, high contrast femtosecond laser chain // *Proc.SPIE*, v.9726, p.9726 - 9726 - 8, 2016.
125. Кулагин И.А., Ганеев Р.А., Тугушев Р.И., Ряснянский А.И., Усманов Т.Б. Компоненты тензоров нелинейных восприимчивостей третьего порядка нелинейно-оптических кристаллов KDP, DKDP и LiNbO₃ // *Квантовая Электроника*, v.34, №7, p.657-662, 2004.

126. Bartels R., Backus S., Zeek E., Misoguti L., Vdovin G., Christov I.P., Murnane M.M., Kapteyn H.C. Shaped-pulse optimization of coherent emission of high-harmonic soft X-rays // *Nature*, v.406, №6792, p.164-166, 2000.
127. Silberberg Y. Quantum Coherent Control for Nonlinear Spectroscopy and Microscopy // *Annual Review of Physical Chemistry*, v.60, №1, p.277-292, 2009.
128. Nikolai S.V.e., Aleksandr A.M., Murav'ev A.A., Smirnov A.V., Shashkov E.V. Temporal shaping of ultrashort laser pulses by volume Bragg gratings // *Quantum Electronics*, v.41, №6, p.501, 2011.
129. Akemann W., Léger J.-F., Ventalon C., Mathieu B., Dieudonné S., Bourdieu L. Fast spatial beam shaping by acousto-optic diffraction for 3D non-linear microscopy // *Optics Express*, v.23, №22, p.28191-28205, 2015.
130. 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., Ренье И., Рублак Т., Фельбер М., Хук Х., Чен Й., Штефан Ф. Пространственно-временное профилирование лазерных импульсов для фотокатодов линейных ускорителей электронов // *Усп. физ. наук*, v.187, №10, p.1121-1133, 2017.
131. Faatz B., Braune M., Hensler O., Honkavaara K., Kammering R., Kuhlmann M., Ploenjes E., Roensch-Schulenburg J., Schneidmiller E., Schreiber S., Tiedtke K., Tischer M., Treusch R., Vogt M., Wurth W., Yurkov M., Zemella J. The FLASH Facility: Advanced Options for FLASH2 and Future Perspectives // *Applied Sciences*, v.7, №11, 2017.
132. '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*, v.659, №1, p.1-8, 2011.
133. 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*, v.829, p.438-441, 2016.
134. Wefers M.M., Nelson K.A. Generation of high-fidelity programmable ultrafast optical waveforms // *Optics Letters*, v.20, №9, p.1047-1049, 1995.
135. Poteomkin A.K., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Matveev A.Z., Palashov O.V., Shaykin A.A. A compact 100J/100GW pump laser for broadband chirped pulse optical parametric amplifier // *Proc. of Conference on Lasers and Electro-Optics Baltimore, MD, 22-27 May, 2005*, p.СМА3.
136. Weiner A.M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators // *Review of Scientific Instruments*, v.71, №5, p.1929-1960, 2000.
137. Зеленогорский В.В., Андрианов А.В., Гачева Е.И., Геликонов Г.В., Красильников М., Мартьянов 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*, v.44, №1, p.76-82, 2014.
138. Yang C.-S., Lin C.-J., Pan R.-P., Que C.T., Yamamoto K., Tani M., Pan C.-L. The complex refractive indices of the liquid crystal mixture E7 in the terahertz frequency range // *Journal of the Optical Society of America B*, v.27, №9, p.1866-1873, 2010.
139. Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Шабанов В.Ф., Шепов В.Н. Исследование высокочастотных диэлектрических спектров жидких кристаллов серий nCB, nOCB // *Журнал технической физики*, v.72, №4, p.99-102, 2002.
140. Efimov O.M., Glebov L.B., Glebova L.N., Richardson K.C., Smirnov V.I. High-efficiency Bragg gratings in photothermorefractive glass // *Applied Optics*, v.38, №4, p.619-627, 1999.

141. Smrž M., Chyla M., Novák O., Miura T., Endo A., Mocek T. Amplification of picosecond pulses to 100 W by an Yb:YAG thin-disk with CVBG compressor // Proc. of {SPIE Optics + Optoelectronics}. 2015, v.9513, p.951304.
142. Hemmer M., Sánchez D., Jelínek M., Smirnov V., Jelinkova H., Kubeček V., Biegert J. A 2- μm wavelength, high-energy Ho:YLF chirped-pulse amplifier for mid-infrared OPCPA // Optics Letters, v.40, №4, p.451-454, 2015.
143. Gacheva E.I., Potyomkin A.K. Distortions of a Quasi-Ellipsoidal Three-Dimensional Laser Pulse Beam During its Propagation in Free Space // Radiophysics and Quantum Electronics, v.58, №4, p.277-282, 2015.
144. Krasilnikov M., Khojoyan 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 QUASI ELLIPSOIDAL BUNCHES AT PITZ // Proc. of Proceedings of the 35th International Free Electron Laser Conference Manhattan, USA 2013, v.TUPSO39,
145. 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, v.23, №8, p.9627-39, 2015.
146. 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", 2018.
147. Ярив А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. // Москва "Советское радио", 1973.
148. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. // Москва: Радио и Связь, 1982.
149. Poteomkin A., Andrianov A., Gacheva E., Zelenogorsky V., Mironov S., Khazanov E., Martyanov M., Syresin E., Krasilnikov M., Stephan F. Cross-correlator for the Diagnostics of 3D Ellipsoidal Shaped UV Laser Pulses for the Future XFEL Low-emittance Photo-injector // Proc. of 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference. Munich, 2013/05/12, 2013, p.CA_P_1.
150. Khazanov E.A., Andrianov A., Gacheva E., Gelikonov G., Zelenogorsky V., Mironov S., Poteomkin A., Martyanov M., Syresin E., Krasilnikov M., Stephan F. Cross-Correlator for the Diagnostics of 3D Ellipsoidal Shaped UV Laser Pulses for XFEL Ultra Low-Emittance Photoinjector // Proc. of CLEO: 2013. San Jose, California, 2013/06/09, 2013, p.JTh2A.27.
151. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Ksenofontov S.Y., Terpelov D.A., Shilyagin P.A. A control system for the optical-fiber piezoelectric modulator of the optical path // Instruments and Experimental Techniques, v.53, №3, p.443-446, 2010.
152. Le Flanchec V., Blésès J.-P., Striby S., Laget J.-P. Stabilization system of a photoinjector drive laser // Applied Optics, v.36, №33, p.8541-8546, 1997.
153. Will I., Liero A., Mertins D., Sandner W. Feedback-Stabilized Nd:YLF Amplifier System for Generation of Picosecond Pulse Trains of an Exactly Rectangular Envelope // IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, v.34, №10, p.2020-2028, 1998.
154. Petrarca M., Fedosseev V., Elsener K., Lebas N., Losito R., Masi A., Divall M., Hirst G., Ross I., Vicario C., Boscolo I., Cialdi S., Cipriani D. CTF3 Photo-Injector Laser // Proc. of Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference. Baltimore, Maryland, 2009/05/31, 2009, p.JTuD7.
155. Verluise F., Laude V., Huignard J.-P., Tournois P., Migus A. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves // Journal of the Optical Society of America B, v.17, №1, p.138-145, 2000.

156. Molchanov V.Y., Chizhikov S.I., Makarov O.Y., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V. Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping // *Applied Optics*, v.48, №7, p.C118-C124, 2009.
157. Molchanov V.Y., Yushkov K.B. Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions // *Optics Express*, v.22, №13, p.15668-15678, 2014.
158. Chizhikov S.I., Garanin S.G., Goryachev L.V., Molchanov V.Y., Romanov V.V., Rukavishnikov N.N., Sokolovskii S.V., Voronich I.N., Yushkov K.B. Acousto-optical adaptive correction of a chirped laser pulse spectral profile in a Nd-phosphate glass regenerative amplifier // *Laser Physics Letters*, v.10, №1, p.015301, 2013.
159. 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*, v.5, №4, p.293-298, 2017.