ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Лещенко Вячеслав Евгеньевич

КОГЕРЕНТНОЕ СЛОЖЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ УСИЛЕННЫХ МУЛЬТИТЕРАВАТТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДВУХКАНАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель: к.ф.–м.н. Трунов В. И.

Новосибирск – 2014

Введение……..……4
1. Методы когерентного сложения…….……..……9
2. Требования к стабильности параметров складываемых импульсов для реализации высокоэффективного когерентного сложения …….…….……13
2.1. Разность фаз и идентичность оптических длин каналов …….…….….13
2.2. Точность компенсации дисперсии (чирпа)……..20
2.3. Угловая нестабильность……..……..…23
2.4. Аберрации……..…..…28
2.5. Угловой чирп…….…..…29
2.6. Точность согласования поляризаций……..….31
2.7. Абсолютная и относительная эффективность когерентного сложения ……..…33
2.8. Изменение эффективности когерентного сложения при увеличении числа каналов и итоговый перечень требований для реализации высокоэффективного когерентного сложения ……..…….…..34
3. Двухканальная лазерная система с когерентным сложением параметрически усиленных фемтосекундных импульсов……..……..……..…….….40
3.1. Оптимальный тип усилителя для создания высокоинтенсивной лазерной системы, основанной на когерентном сложении …….……..…….……40
3.2. Экспериментальная установка. Двухканальная лазерная система с когерентным сложением параметрически усиленных импульсов, созданная в ИЛФ СО РАН.....41
4. Система стретчер–компрессор для высокоинтенсивных лазерных систем с параметрическим усилением при пикосекундной накачке ……..…46
4.1. Компрессор…….……48
4.2. Стретчер……...……...54
4.3. Требования на точность позиционирования элементов системы стретчер–компрессор ……...60
4.4. Созданная система стретчер–компрессор, характеристики сжатых импульсов.….…63
5. Стабилизация параметров усиленных импульсов и когерентное сложение……..….72
5.1. Определение параметров, требующих активной стабилизации ……...72
5.2. Система регистрации разности фаз и метод расширения частотной полосы отработки систем стабилизации в лазерных установках с низкой частотой следования импульсов……..…….……..74
5.3. Стабилизация разности фаз усиленных импульсов ……..….84
5.4. Угловая стабилизация……89

5.5. Эксперименты по когерентному сложению параметрически усиленных мультитераваттных фемтосекундных импульсов ……...91
5.6. Когерентное сложение при острой фокусировке …….....94
Заключение…….……...……99
Термины и сокращения …….….……100
Список литературы …….….…..102

Введение

С момента создания первых лазеров большой научный и практический интерес представляет повышение максимально достижимых параметров лазерного излучения: пиковой интенсивности, средней мощности, пиковой мощности, энергии импульса и т.д. На настоящий момент максимальная достигнутая интенсивность составляет $2*10^{22}$ Вт/см^2 [1], что является уникальным достижением мировой науки, так как вплотную приближается к ультрарелятивистскому порогу по интенсивности (~10^{23} Вт/см^2), при которой протон в поле волны приобретает релятивистскую энергию (то есть колебательная энергия протона в поле волны начинает превышать его энергию покоя). И, тем не менее, существует большой научный интерес в дальнейшем повышении максимальной достижимой пиковой интенсивности. Это связано с тем, что преодоление ультрарелятивистского барьера откроет широкие перспективы для исследования новых эффектов ультрарелятивистской оптики [2]. Среди наиболее интересных и перспективных для последующего применения эффектов можно выделить лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц, формирование релятивистского электронного зеркала, генерацию жёсткого когерентного рентгеновского и гамма излучения, генерацию высоких гармоник и предельно коротких импульсов (субаттосекундного и зептосекундного диапазона). Дальнейшее повышение интенсивности до величин более 10^{25}–10^{30} Вт/см^2 откроет перспективы исследования ряда фундаментальных эффектов нелинейной квантовой электродинамики [3], связанных с нелинейной поляризацией вакуума и генерацией электрон–позитронных пар (а также потенциально других пар античастиц) в фотонных коллайдерах.

Путь к современным высокоинтенсивным лазерным системам был непрост и показателен. Так как открытие или изобретение нового принципа создания лазерных систем высокой интенсивности приводило к стремительному росту максимальных достижимых интенсивностей и, как следствие, открытию целого ряда новых эффектов нелинейной оптики. Открытие новых эффектов, в свою очередь, способствовало более глубокому осознанию фундаментальных явлений, ограничивающих максимальную интенсивность существующих на тот момент лазеров. Кроме того, оно приводило к созданию новых приборов, устройств и методов, закладывающих основу для дальнейшего развития лазерной физики и создания нового типа лазерных систем более высокой интенсивности, тем самым начиная очередной виток развития лазерной физики.

Первым принципом, позволившим создать высокоинтенсивные (для своего времени) импульсные лазерные системы, стала модуляция добротности [4]. Немного позже был открыт

метод синхронизации мод [5], обеспечивший существенное сокращение длительности генерируемых импульсов, но сам по себе не позволивший существенно увеличить максимальную достижимую интенсивность. Развитие этих методов к концу 1960–х привело к достижению интенсивности сфокусированного импульса на уровне 10^{14} Вт/см^2 (определяемой типичным максимальным диаметром пучка ~1 см и оптической стойкостью элементов ~ 1 ГВт), что позволило открыть целый спектр новых эффектов нелинейной оптики. Среди них можно выделить: параметрические процессы (генерация второй гармоники, параметрическая генерация и усиление), вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (и обращение волнового фронта на его основе), вынужденное комбинационное рассеяние, эффекты самовоздействия лазерного излучения, связанные с нелинейность третьего и более высокого порядка: самофокусировка, самоканализация, филаментация.

Следующей ключевой вехой, можно сказать прорывом, в развитии высокоинтенсивных лазерных систем стал предложенный в 1985 году метод усиления чирпованных импульсов (CPA – chirped pulse amplification) [6]. Как отмечалось в предыдущем параграфе, интенсивность на усиливающих элементах до этого момента была ограничена на уровне долей гигаватта на квадратный сантиметр, что является порогом возникновения самофокусировки лазерного излучения и оптического пробоя усиливающей среды. Естественным методом решения этой проблемы выглядит увеличение длительности усиливаемого импульса и, следовательно, снижение его пиковой интенсивности. Эта идея и заложена в основу метода усиления чирпованных импульсов. Метод CPA заключается в предварительном «растяжении» (увеличении длительности) усиливаемого импульса, усилении и последующем сжатии усиленного импульса. Систему, осуществляющую растяжение на английский манер называют стретчер (от stretcher), а систему, выполняющую сжатие усиленного импульса, компрессор (от compressor). Предварительное растяжение (как правило, на несколько порядков) усиливаемого импульса позволяет избежать возникновения нежелательных нелинейных эффектов (например, самофокусировки) и повреждения оптических элементов на стадии усиления.

Для растяжения и сжатия лазерных импульсов используются различные дисперсионные элементы, обладающие дисперсией групповых скоростей (ДГС). Наличие ДГС приводит к тому, что различные спектральные компоненты при прохождении такой системы приобретают различную групповую задержку, которая проявляется в том, что различные спектральные компоненты покидают стретчер в различные моменты времени, что приводит к увеличению длительности импульса, а также возникновению фазовой модуляции (зависимости частоты от времени) – чирпу. Для сжатия растянутого стретчером импульса компрессор должен вносить ДГС противоположного знака, что приводит к сжатию импульса до исходной длительности, а

также исчезновению фазовой модуляции. На настоящий момент все системы, генерирующие импульсы с высокой интенсивностью, основаны на той или иной модификации метода CPA. Постепенное развитие методов усиления, в первую очередь создание широкополосных большеапертурных кристаллов (таких как Ti:Sa, DKDP, LBO), используемых в усилителях, позволило в 2008 году достичь интенсивности на уровне $2*10^{22}$ Вт/см^2 [1]. И эта величина вот уже шесть лет остаётся рекордной. При этом на данный момент нет проектов одноканальных лазерных систем, в рамках которых в обозримой перспективе планировалось бы достижение интенсивности, заметно превышающей 10^{23} Вт/см^2 [7, 8]. Связано это с тем, что за последние двадцать лет технологии выращивания кристаллов большой апертуры и создания используемых в компрессорах большеапертурных дифракционных решёток с высокой оптической стойкостью практически достигли технологического предела, что приводит к ограничению апертуры усиленного импульса на уровне ~10–40 см [9, 10]. Это, с учётом типичной оптической стойкости ~0,2–0,6 Дж/см^2 [11], ограничивает энергию усиленных импульсов на уровне нескольких десятков джоулей, что наряду с минимальной достижимой длительностью на уровне 5–25 фс [12, 13] приводит к обозначенному выше переделу максимальной достижимой пиковой интенсивности.

Таким образом, одноканальные лазерные системы практически достигли своего технологического предела. Поэтому необходимо искать альтернативные методы создания систем высокой интенсивности. В связи с этим вполне логичным и естественным является переход от одноканальных систем к многоканальным с когерентным сложением излучений этих каналов. При этом для когерентного сложения импульсов, они должны быть с высокой точностью идентичны друг другу: синхронизованы во времени, сфазированы, перекрываться в пространстве и т.д. На данный момент когерентное сложение является наиболее перспективным методом создания высокоинтенсивных лазерных комплексов, что подтверждается тем, что оно заложено в основу двух наиболее амбициозных на данный момент международных проектов высокоинтенсивных лазерных систем: ELI–Ultra–High–Field (Extreme Light Infrastructure) [14] и XCELS (Exawatt Center for Extreme Light Studies) [15]. В рамках этих проектов планируется достижение интенсивности на уровне 10^{25} Вт/см^2 в многоканальной лазерной системе, основанной на когерентном сложении параметрически усиленных импульсов. Однако до данной работы в фемтосекундном режиме, имеющем принципиальное значение для достижения высоких интенсивностей, было реализовано только когерентное сложение импульсов, усиленных в волоконных усилителях (подробный анализ основных достижений в области когерентного сложения представлен в первой главе). При этом ввиду отсутствия широкополосных волоконных усилителей и наличия существенных нелинейных искажений

усиленных импульсов, их энергия была ограничена на уровне единиц миллиджоулей при субпикосекундной длительности. Поэтому экспериментальная реализация когерентного сложения параметрически усиленных фемтосекундных импульсов имеет большое значение, так как она позволит заложить фундамент и дать толчок для последующего развития высокоинтенсивных лазерных систем.

В соответствии со сказанным выше цель диссертационной работы является теоретическое исследование условий необходимых для осуществления высокоэффективного когерентного сложения и экспериментальная реализация когерентного сложения двух последовательностей параметрически усиленных мультитераваттных фемтосекундных импульсов.

В соответствии с этой целью решались следующие задачи:

1. Анализ методов когерентного сложения, определение наиболее перспективных из них для создания лазерных систем высокой интенсивности. Анализ зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности различных параметров складываемых импульсов, определение наиболее критичных из них.

2. Стабилизация параметров усиленных импульсов, критичных для реализации когерентного сложения. В частности, разработка метода увеличения частотной полосы отработки системы активной стабилизации разности фаз усиленных импульсов.

3. Экспериментальная реализация когерентного сложения параметрически усиленных мультитераваттных фемтосекундных импульсов. Экспериментальная демонстрация возможности достижения интенсивности релятивистского уровня в созданной двухканальной установке с когерентным сложением параметрически усиленных импульсов.

Научная новизна полученных результатов заключается в том, что:

1. Впервые экспериментально реализовано когерентное сложение параметрически усиленных фемтосекундных импульсов.

2. Впервые проведены эксперименты по когерентному сложению импульсов энергией 100 мДж и длительностью 23 фс, что по обоим параметрам более чем на порядок превышает предыдущие достижения в фемтосекундном режиме.

3. Предложен метод увеличения частотной полосы отработки системы активной стабилизации разности фаз усиленных импульсов в низкочастотных лазерных системах. Работоспособность метода экспериментально продемонстрирована.

4. Впервые проведён комплексный анализ влияния всех наиболее существенных параметров складываемых импульсов на эффективность когерентного сложения.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Высокоэффективное когерентное сложение параметрически усиленных мультитераваттных фемтосекундных импульсов может быть экспериментально реализовано, в том числе при острой фокусировке. При сложении двух последовательностей импульсов энергией ~100 мДж, длительностью ~20 фс это даёт возможность достижения интенсивности релятивистского уровня более $2*10^{19}$ Вт/см^2.

2. При высокой эффективности когерентного сложения (~95%) в двухканальной лазерной системе её снижение не превысит нескольких процентов при переходе к большому числу каналов и сохранении нестабильностей суммируемых импульсов на том же уровне.

3. Предложенный метод увеличения частотной полосы отработки системы активной стабилизации разности фаз усиленных импульсов в низкочастотных лазерных системах позволяет расширить её более чем на два порядка (с 1 до 100 Гц) и, как следствие, повысить стабильность разности фаз до уровня ~85 мрад, что позволяет реализовать когерентное сложение с эффективностью более 90%.

Личный вклад автора. Задача реализации когерентного сложения усиленных фемтосекундных импульсов была поставлена директором ИЛФ СО РАН академиком С.Н. Багаевым. Постановка текущих задач и определение направлений их решений осуществлялась С.Н. Багаевым, Е.В. Пестряковым и В.И. Труновым при активном участии автора. Теоретическое исследование зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности различных параметров складываемых импульсов, а также анализ возможных схем системы стретчер–компрессор и расчет искажений, вносимых в различных вариантах стретчера с телескопом на основе отражательных сферических зеркал, выполнены автором лично при активном обсуждении полученных результатов с В.И. Труновым и остальными членами научной группы на лабораторных семинарах. Экспериментальная установка, на которой проводились эксперименты, была создана при непосредственном участии автора, при этом расчет, создание и настройка стретчера и компрессоров выполнены автором лично. Все представленные в работе экспериментальные данные получены при непосредственном участии автора. Метод увеличения частотной полосы отработки системы активной стабилизации разности фаз усиленных импульсов в низкочастотных лазерных системах предложен автором. При этом оптическая часть системы регистрации и стабилизации разности фаз усиленных импульсов разработана и создана автором лично, а электронная часть разработана, создана и оптимизирована В.А. Васильевым и Н.Л. Квашниным при активном участии автора и В.И. Трунова. Кроме того, автор активно участвовал в анализе полученных экспериментальных

данных и подготовке публикаций.

Основные результаты данной работы опубликованы в реферируемых научных журналах [26–28, 50, 66–67], а также сборниках международных конференций [68–76].

1. Методы когерентного сложения

Сама идея когерентного сложения является вполне естественной: достигли предела в одном канале – нужно наращивать интенсивность за счёт увеличения числа каналов. Наверное, поэтому на данный момент имеется много работ, рассматривающих когерентное сложение мощных непрерывных твердотельных и волоконных лазеров, а также импульсных волоконных лазеров [16–18]. Стоит отметить, что идея когерентного сложения, как и большинство базовых идей лазерной физики, была в зачаточном варианте предложена ещё на её заре. В качестве примера можно привести работу Басова [19].

Все схемы когерентного сложения можно разделить на две группы:

1. последовательное сложение – к суммарному пучку поочерёдно добавляются каналы, либо так называемое объединение по схеме бинарного дерева (рис. 1.1(а)).

2. параллельное сложением – все пучки складываются одновременно на одном фокусирующем элементе (рис. 1.1(б)).

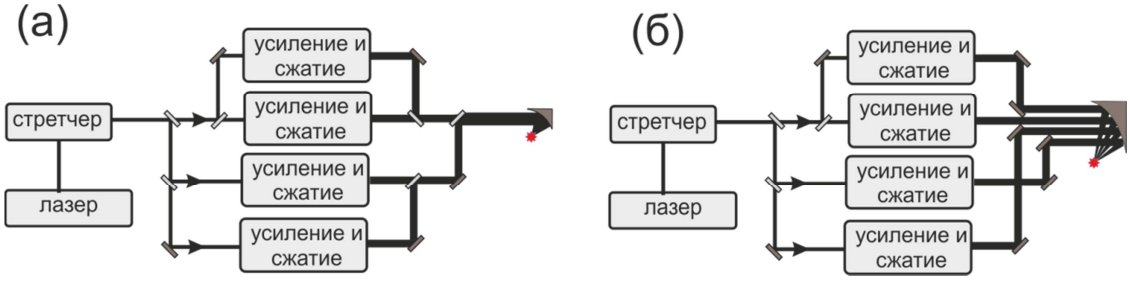

Рис. 1.1. Качественная схема системы с последовательным (а) и параллельным (б) когерентным сложением.

При этом в последовательном сложении можно выделить 3 большие подгруппы, основанные на различных подходах и использующие различные типы оптических делителей:

1. сложение на делительных элементах (используются делительные зеркала либо волоконные делители);

2. поляризационное сложение (используются различные поляризационные делители, например, призма Глана или поляризационное зеркало);

3. спектральное сложение – сложение импульсов с неперекрывающимися спектрами (используют дихроичные зеркала [20, 21]).

В настоящее время ведётся активная теоретическая и экспериментальная деятельность, направленная на исследование различных подходов к когерентному сложению, как последовательному, так и параллельному. Когерентное сложение стремятся реализовать для различных типов лазерных усилителей в различных режимах (импульсном и непрерывном). Одним из наиболее интересных результатов является сложение 64 непрерывных волоконно–усиленных излучений [22], на текущий момент этот результат является рекордным по числу каналов. В то же время в импульсном режиме достижения куда более скромные: сложение 4–х последовательностей импульсов длительностью несколько сотен фс, энергией ~1 мДж, усиленных в волоконных усилителях [18, 23]. Кроме того, в наносекундном диапазоне реализовано когерентное сложение четырёх последовательностей импульсов длительностью 8 нс, энергией 40 мДж, усиленных в твердотельных усилителях с ламповой накачкой [24, 25]. Стоит отметить, что в последнем случае для осуществления когерентного сложения потребовалось использование между первым и вторым проходом усилителя зеркал с обращением волнового фронта для компенсации вносимых им фазовых искажений.

Для достижения предельно высокой интенсивности существенным фактором является длительность усиленного импульса. Так как при фиксированной энергии импульса чем меньше длительность, тем больше интенсивность. Поэтому основной интерес представляет когерентное сложение фемтосекундных импульсов. И в таблице 1.1 представлены результаты когерентного сложения импульсов фемтосекундной длительности. Как видно из таблицы 1.1 до результатов, полученных в рамках данной работы [26, 27], было реализовано когерентное сложение только импульсов, усиленных в волоконных усилителях, в то время как в данной работе экспериментально продемонстрирована возможность когерентного сложения параметрически усиленных фемтосекундных импульсов. Кроме того, в настоящий момент созданная в ИЛФ СО РАН система [28] является рекордной как по энергии, так и по длительности когерентно сложенных импульсов (то есть продемонстрировано когерентное сложение импульсов с максимальной энергией и минимальной длительностью).

Таблица 1.1. Экспериментальные результаты когерентного сложения усиленных импульсов фемтосекундной длительности.

Число каналов	Метод сложения	Параметры каналов	Эффективность сложения	ссылка
2	последовательное (делительное зеркало)	(волоконные усилители) 325 фс, 4.3 Вт, 35 МГц, λ_0=1030 нм	90%	29
2	последовательное (делительное зеркало)	(волоконные усилители) 300 фс, 0,65 мДж, 92 кГц, λ_0=1030 нм	90%	30
2	последовательное (поляризационный делитель)	(волоконные усилители) 470 фс, 1.7 мДж, 10 кГц, λ_0=1030 нм	89%	31
4	последовательное (делительные зеркала)	(волоконные усилители) 500 фс, 16.4 мВт, 47 МГц, λ_0=1051 нм	94%	23
4	последовательное (поляризационные делители)	(волоконные усилители) После сложения 670 фс, 1.3 мДж, 400 кГц, λ_0=1030 нм	93%	18
2	параллельное (сферическое зеркало)	(параметрические усилители) 49 фс, 50 мкДж, 10 Гц, λ_0=840 нм	97%	27
2	параллельное (сферическое зеркало)	(параметрические усилители) 23 фс, 100 мДж, 10 Гц, λ_0=840 нм	95%	28

Сравним схемы последовательного и параллельного сложения с точки зрения перспективности достижения высоких интенсивностей. Сначала рассмотрим последовательное сложение. При использовании схем последовательного сложения в итоге имеем один пучок, и есть два варианта организации системы сжатия импульсов (рис. 1.2). Первый: сложение чирпованных импульсов с последующим сжатием суммарного импульса (рис. 1.2(а)). Очевидно, что в данном случае одна из основных целей применения метода когерентного сложения для создания систем высокой интенсивности – преодоления ограничений на апертуру компрессора – не достигается. В итоге имеется один общий компрессор, не позволяющий преодолеть порог по интенсивности, определяемый стойкостью его элементов и максимально достижимой апертурой, поэтому существенного выигрыша по сравнению с одноканальной системой нет. Второй вариант: поканальное сжатие усиленных импульсов с последующим сложением (рис. 1.2(б)). Данный вариант лишён озвученного выше недостатка, но возникает другая проблема. Сложение осуществляется с помощью делительных элементов, и все они

имеют некоторую толщину (несколько миллиметров прозрачного материала), например это может быть подложка делительного зеркала, что наряду с изменением длительности импульса (растяжением) приводит ещё и к искажениям, связанным с нелинейными эффектами. Например, распространение 10 фс импульса с пиковой плотностью энергии 0,2 мДж/см^2 (типичная величина стойкости дифракционных решёток) в кварце толщиной 5 мм приведёт к растяжению импульса до 51 фс и нелинейному фазовому набегу величиной 2 рад (при оценке использован нелинейный показатель преломления кварца 1,8*10^{-16} см^2/Вт [32]), что превышает порог (~1 рад) возникновения нежелательных нелинейных эффектов. Если с первой проблемой (растяжением) ещё можно бороться, оптимизируя компрессор на минимальную длительность с учётом дисперсии делительных элементов, то со второй крайне сложно. Так как единственный способ – это использование тонких (не более 1–2 мм) высококачественных делительных элементов. Но при петаваттном уровне мощности потребуются элементы с апертурой в десятки сантиметров, создание которых представляется крайне затруднительным при современном уровне технологий. В итоге в данном подходе решается проблема апертуры усилителя и компрессора, но возникает проблема с большой требуемой апертурой делительных элементов. Таким образом, схемы последовательного когерентного сложения являются малоперспективными для создания высокоинтенсивных лазерных систем.

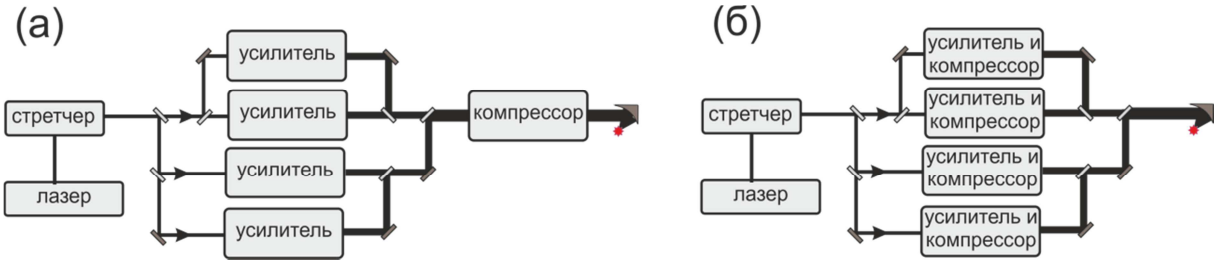

Рис. 1.2. Два варианта организации системы сжатия импульсов при последовательном сложении.

При переходе к схеме параллельного сложения ситуация существенно улучшается. В данном случае в каждом канале имеется свой отдельный компрессор, что позволяет преодолеть ограничения на максимальную достижимую апертуру компрессора. Кроме того, за счёт использования после сжатия только отражательных элементов (плоские высокоотражающие зеркала и фокусирующее зеркало) не возникает проблем с компенсацией чирпа и нелинейными эффектами. Поэтому для создания лазерных систем высокой интенсивности наиболее перспективным является параллельный подход к когерентному сложению, на который опирается всё последующее рассмотрение и который был применён в данной работе.

2. Требования к стабильности параметров складываемых импульсов для реализации высокоэффективного когерентного сложения

В связи с тем, что целью работы является разработка принципов создания высокоинтенсивных лазерных систем, рассмотрение требований будет проходить в контексте максимальной достижимой интенсивности. Эффективность когерентного сложения (η) определим как отношение интенсивности достигнутой в эксперименте либо теоретически при наличии некоторого возмущения ($\bar{I}_{\Sigma}^{peak}$) к максимально достижимой интенсивности ($I_{\max}^{peak}$) (при отсутствии возмущений и заданных параметрах излучения: спектр, энергия и профиль пучка).

$$\eta = \bar{I}_{\Sigma}^{peak} \Big/ I_{\max}^{peak} \quad (2.1),$$

где при аналитических вычислениях

$$\bar{I}_{\Sigma}^{peak} = \int I_{\Sigma}^{peak} F\left[I_{\Sigma}^{peak}\right] dI_{\Sigma}^{peak} \quad (2.2),$$

при численных

$$\bar{I}_{\Sigma}^{peak} = \frac{1}{M}\sum_{m=1}^{M} I_{\Sigma_m}^{peak} \quad (2.3).$$

$I_{\Sigma_m}^{peak}$ – пиковая интенсивность суммарного импульса в m–й реализации, M – число реализаций, F – функция распределения. При численном анализе M подбиралось таким, чтобы его дальнейшее увеличение существенно не изменяло получаемый результат.

Ниже представлены результаты анализа зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности различных параметров складываемых импульсов. Рассмотрение проведено для случая параллельного сложения, которое, как показано выше, является наиболее перспективным. Кроме того, для каждого параметра рассмотрена зависимость требований от числа каналов системы, что позволяет определить масштабируемость (перспективы перехода к большому числу каналов) метода когерентного сложения, а, следовательно, и потенциальные границы по достижимой интенсивности.

2.1. Разность фаз и идентичность оптических длин каналов

Сначала рассмотрим факторы, связанные с перекрытием импульсов во времени. Электрическое поле импульса в n–ом канале, предполагая гауссов спектр и идентичность каналов (одинаковые спектр, энергия, диаметр пучка), можно представить в виде

$$E(t,\delta t_n,\delta\varphi_{ceo_n}) = A_0 \exp\left[-2ln(2)\frac{(t-\delta t_n)^2}{\tau^2} - i\omega_0(t-\delta t_n) + \mathrm{i}\,\delta\varphi_{ceo_n}\right] \quad (2.4),$$

или эквивалентно

$$E(t,\delta T_n,\delta\varphi_n)=A_0\exp\left[-2ln(2)\frac{(t-\delta T_n)^2}{\tau^2}-i\omega_0 t+\mathrm{i}\,\delta\varphi_n\right] \quad (2.5),$$

где A_0 – амплитуда поля, δt_n временная задержка (в итоге определяющая относительный временной джиттер), ω_0 – несущая частота (она же центральная частота в спектре импульса), τ – длительность импульса по интенсивности по уровню 1/2 (FWHM), $\delta\varphi_{ceo_n}$ – фаза между несущей и огибающей или просто ceo–фаза (ceo – carrier envelope offset), $\delta\varphi_n=\omega_0\delta t_n+\delta\varphi_{ceo_n}$ – полная фаза импульса, δT_n – задержка между огибающими, определяемая отличием оптической длины n–го канала (δL_n) от средней величины (длины усреднённой по всем каналам), $\delta T_n=\frac{\delta L_n}{c}$.

Здесь важно отметить, что имеется две принципиальные группы методов прецизионной синхронизации малопериодных импульсов: группа интерференционных методов и методы, основанные на оптическом кросс–корреляторе. При использовании интерференционных методов регистрируется интерференционный сигнал двух пучков, который, как правило, формируется с помощью делительного зеркала. Поэтому в данном случае регистрируется и стабилизируется разница полных фаз $\delta\varphi=\omega_0\delta t+\delta\varphi_{ceo}$. В кросс–корреляционных методах используются оптические кросс–корреляторы, основанные на регистрации сигнала суммарной частоты и на том, что чем лучше импульсы перекрываются во времени, тем больше этот сигнал [21]. В данном случае регистрируется и стабилизируется разница задержек δt, тогда как фаза между несущей и огибающей ни как не учитывается, и полная разница фаз суммируемых полей в общем случае оказывается нестабильной $\delta\varphi=\delta\varphi_{ceo}$. Поэтому при использовании кросс–корреляционных методов синхронизации необходимо одновременно стабилизировать фазу между несущей и огибающей.

Следует отметить, что наибольшее распространение имеют интерференционные методы, так как они имеют более высокую чувствительность и, как будет показано далее, ниже требования на стабильность фазы между несущей и огибающей. В данном подходе изменение регистрируемого сигнала от минимума до максимума происходит на задержках, составляющих половину оптического периода, тогда как для кросс–корреляционных методов сигнал увеличивается на задержках порядка длительности импульса. Поэтому чем больше длительность, тем больше преимущество в чувствительности интерференционных методов, и только для однопериодных импульсов они близки.

Сначала рассмотрим требования к стабильности джиттера и фазы между несущей и огибающей при использовании кросс–корреляционных методов. В этом случае регистрируется и стабилизируется δt_n, поэтому необходимо проводить рассмотрение в терминах δt_n и $\delta\varphi_{ceo_n}$ и

использовать выражение (2.4). В связи с тем, что каналы, как правило, создаются идентичными и независимыми довольно реалистичным и к тому же широко используемым будет предположение, что возмущения в разных каналах статистически независимы и характеризуются одинаковыми функциями распределения. Будем предполагать, что все распределения нормальные с нулевым средним значением. В обозначенных предположениях при сложении N каналов уравнение (2.2) принимает вид

$$\bar{I}_{\Sigma}^{peak} = \int \left| \sum_{n=1}^{N} E(0, \delta t_n, \delta\varphi_{ceo_n}) \right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N} \delta t_n^2}{2\sigma_t^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_t\right)^N} d\delta t_1 \times ... \times d\delta t_N \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N} \delta\varphi_{ceo_n}^2}{2\sigma_{ceo}^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_{ceo}\right)^N} d\delta\varphi_{ceo_1} \times ... \times d\delta\varphi_{ceo_N} \quad (2.6).$$

Поле взято в момент t=0, потому что суммарный сигнал будет иметь максимум в 0, так как среднее значение флуктуаций равно 0. σ_t – относительный временной джиттер (среднеквадратичная нестабильность задержки δt), σ_{ceo} – среднеквадратичная нестабильность сео–фазы (здесь и далее под среднеквадратичной нестабильностью (σ) любого параметра, для примера обозначим его A, будет подразумеваться выражение $\sigma_A = \sqrt{\langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2}$, где < > – усреднение по времени). Далее, подставляя (2.4) в (2.6) и интегрируя, получаем выражение для $\bar{I}_{\Sigma}^{peak}$

$$\bar{I}_{\Sigma}^{peak} = A_0^2 \left(\frac{N}{\sqrt{1 + \frac{8\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}}} + \frac{N(N-1)}{1 + \frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}} \exp\left[-\frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{\left(1 + \frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}\right)} - \sigma_{ceo}^2 \right] \right) (2.7).$$

Максимум выражения (2.7) достигается при σ_t=0 и σ_{ceo}=0 и равняется

$$I_{\max}^{peak} = \left| \sum_{n=1}^{N} A_0 \right|^2 = N^2 A_0^2 \quad (2.8)$$

Согласно введённому определению (2.1), поделив (2.7) на (2.8), получаем зависимость эффективности когерентного сложения от джиттера, нестабильности сео–фазы и числа каналов

$$\eta = \frac{1}{N^2} \left(\frac{N}{\sqrt{1 + \frac{8\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}}} + \frac{N(N-1)}{1 + \frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}} \exp\left[-\frac{\omega_0^2 \sigma_t^2}{\left(1 + \frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}\right)} - \sigma_{ceo}^2 \right] \right) (2.9).$$

При сложении большого числа каналов (N>>1) выражение (2.9) сводится к

$$\eta_{N>>1} = \frac{1}{1+\frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}} \exp\left[-\frac{\omega_0^2\sigma_t^2}{\left(1+\frac{4\ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}\right)} - \sigma_{ceo}^2\right] \quad (2.10),$$

а при малых величинах нестабильностей ($\frac{\sigma_t}{\tau} << 1$ и $\sigma_{ceo} << 1$) упрощается до

$$\eta_{N>>1,\frac{\sigma_t}{\tau}<<1,\sigma_{ceo}<<1} = 1 - \omega_0^2\sigma_t^2 - \sigma_{ceo}^2 + O\left(\omega_0^4\sigma_t^4\right) + O\left(\sigma_{ceo}^4\right) \quad (2.11).$$

Зависимость эффективности когерентного сложения от джиттера и нестабильности разности фаз между несущей и огибающей (2.10) представлена на рис. 2.1. Откуда следует, что для достижения эффективности когерентного сложения 95% при использовании кросс–корреляционных методов стабилизации джиттер не должен превышать 100 ас и стабильность фазы между несущей и огибающей должна быть не хуже 220 мрад.

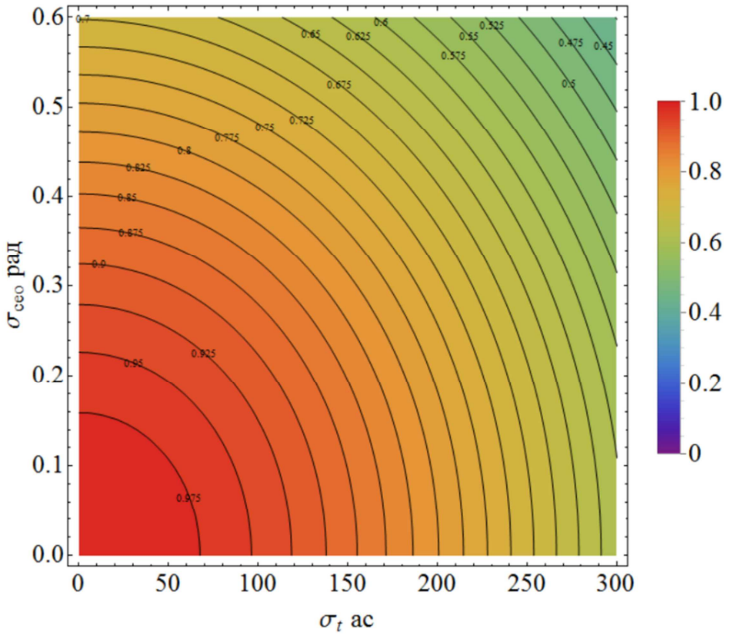

Рис. 2.1. Зависимость эффективности когерентного сложения от джиттера и нестабильности разности фаз между несущей и огибающей (актуальная для определения требования при использовании кросс–корреляционных методов синхронизации импульсов) (λ_0=800 нм, τ=10 фс).

Далее рассмотрим требования при использовании интерференционных методов. В этом случае регистрируется и, соответственно, стабилизируется полная фаза $\delta\varphi = \omega_0\delta t + \delta\varphi_{ceo}$, поэтому анализ эффективности когерентного сложения необходимо проводить в терминах δφ и δT и, соответственно, использовать выражение (2.5).

В данном случае, вычисляя эффективность когерентного сложения аналогично (2.9), с учётом связи $\delta T_n = \frac{\delta L_n}{c}$, получаем

$$\eta = \frac{1}{N^2}\left(\frac{N}{\sqrt{1+\frac{8\ln(2)\sigma_L^2}{c^2\tau^2}}} + \frac{N(N-1)}{1+\frac{4\ln(2)\sigma_L^2}{c^2\tau^2}} \exp\left[-\sigma_\varphi^2\right] \right) \quad (2.12),$$

где σ_φ – среднеквадратичная нестабильность разницы фаз, σ_L – среднеквадратичная нестабильность разницы длин каналов. При сложении большого числа каналов (N>>1) выражение (2.12) сводится к

$$\eta_{N>>1} = \frac{\exp\left[-\sigma_\varphi^2\right]}{1+\frac{4\ln(2)\sigma_L^2}{c^2\tau^2}} \quad (2.13),$$

а при малых величинах нестабильностей ($\frac{\sigma_L}{c\tau} << 1$ и $\sigma_\varphi << 1$) упрощается до

$$\eta_{N>>1, \frac{\sigma_L}{c\tau}<<1, \sigma_\varphi<<1} = 1 - \sigma_\varphi^2 - \frac{4\ln(2)\sigma_L^2}{c^2\tau^2} + O\left(\sigma_\varphi^4\right) + O\left(\left(\frac{\sigma_L}{c\ \tau}\right)^4\right) \quad (2.14).$$

На рис. 2.2(а) представлена зависимость эффективности когерентного сложения от нестабильности разности фаз и идентичности оптических длин каналов (то есть совмещения огибающих импульсов) для случая N>>1 (2.13). Из представленных данных следует, что для реализации когерентного сложения импульсов длительностью 10 фс, центральной длиной волны 800 нм с эффективностью 95% необходимо обеспечить фазовую стабильность не хуже 220 мрад (что при σ_{ceo}=0 соответствует джиттеру 100 ас) и идентичность оптических длин каналов не хуже 0,4 мкм. На рис. 2.2(б) представлены зависимости эффективности от σ_φ при σ_L=0 для различных N, откуда видно, что с ростом числа каналов кривые всё плотнее прилегают друг к другу, то есть эффективность всё слабее зависит от числа каналов. Так уже при N~10 эффективность практически достигает предельной величины, определяемой выражением (2.13). Также на рис. 2.2(в) видно, что чем меньше фазовая нестабильность, тем меньше разница между случаями с различным числом каналов. В частности, используя (2.12) и (2.13), было установлено, что эффективность когерентного сложения большого числа каналов ($\eta_{N>>1}$) связана с эффективностью сложения двух каналов (η_2) соотношением $\eta_{N>>1} \approx 2\eta_2 - 1$.

Рассчитанные с использованием (2.12) зависимости эффективности когерентного сложения от идентичности оптических длин каналов для фиксированного числа каналов и от числа каналов при фиксированной σ_L (и σ_φ=0) представлены на рис. 2.2(г) и (д) соответственно.

Из представленных данных видно, что, в отличие от σ_φ, сколь-нибудь существенной зависимости требований к данному параметру от числа каналов нет.

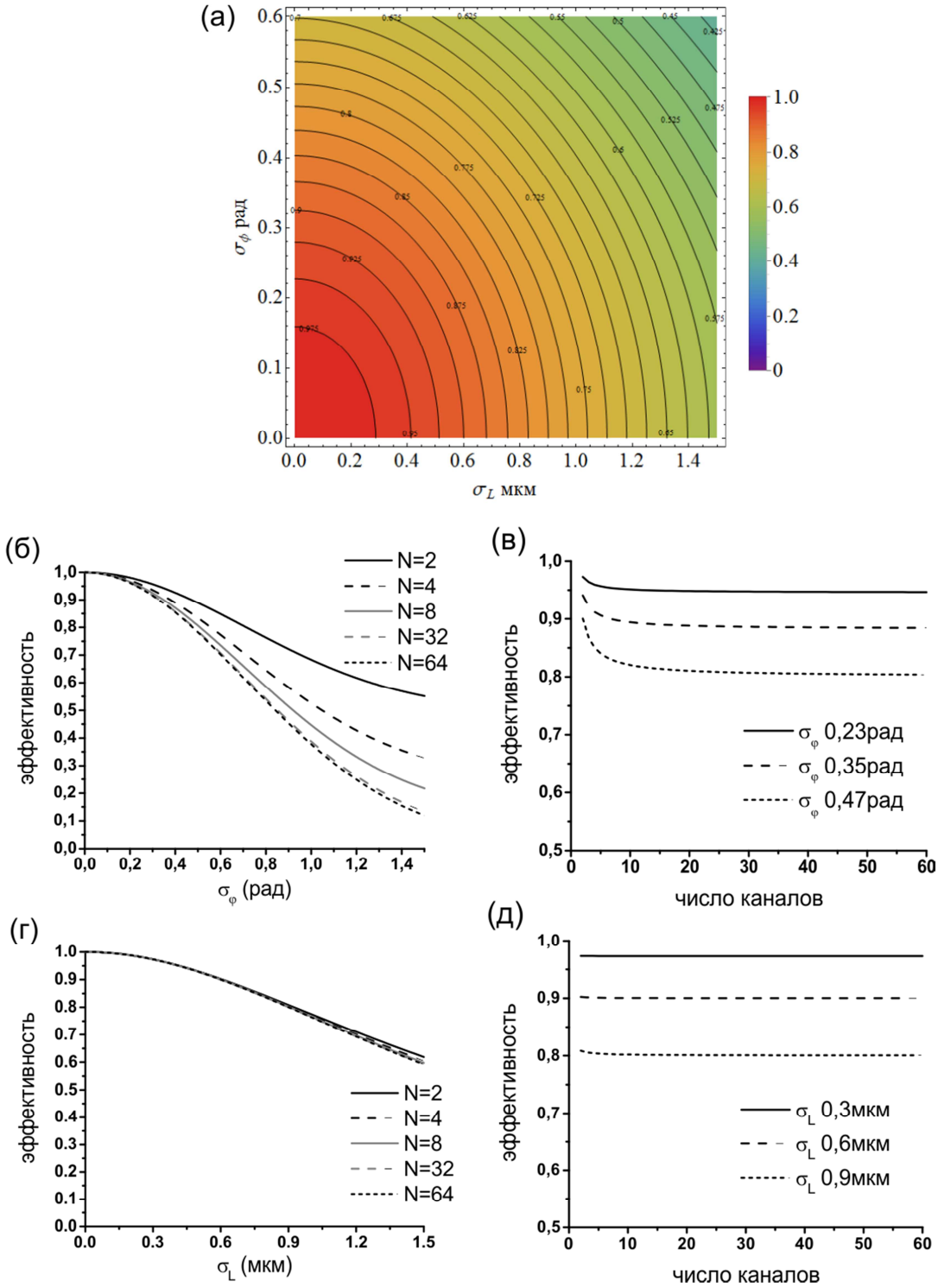

Рис. 2.2. (а) Зависимость эффективности когерентного сложения от нестабильности разности полных фаз складываемых импульсов и идентичности оптических длин каналов (актуальная для определения требования при использовании интерференционных методов синхронизации импульсов) (λ_0=800 нм, τ=10 фс). (б) Зависимость эффективности когерентного сложения от нестабильности разности фаз для различного числа складываемых каналов (λ_0=800 нм, τ=10 фс, σ_L=0). (в) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов. (г) Зависимость эффективности когерентного сложения от идентичности оптческих длин каналов

для различного числа складываемых каналов (τ=10 фс, σ_φ=0). (д) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для точности выравнивания оптических длин каналов 0,3, 0,6 и 0,9 мкм.

В рассматриваемом случае осуществляется стабилизация величины $\delta\varphi = \omega_0 \delta t + \delta\varphi_{сео}$ посредством коррекции δt, которая заключается в изменении длины канала с помощью линии задержки на основе пьезоэлектрического элемента. Поэтому флуктуации фазы между несущей и огибающей при наличии активной стабилизации разницы полных фаз, обеспечивающей $\delta\varphi = \omega_0 \delta t + \delta\varphi_{сео} = 0$, будут вносить вклад в неточность перекрытия огибающих. Потому что в данном случае имеем $\delta t = -\frac{\delta\varphi_{сео}}{\omega_0}$ и $\sigma_L = \frac{c\sigma_{сео}}{\omega_0}$. И согласно (2.12) эффективность когерентного сложения определяется выражением

$$\eta = \frac{1}{N^2}\left(\frac{N}{\sqrt{1+\frac{8\ln(2)\sigma_{\varphi_{сео}}^2}{\omega_0^2\tau^2}}} + \frac{N(N-1)}{1+\frac{4\ln(2)\sigma_{\varphi_{сео}}^2}{\omega_0^2\tau^2}} \right) \quad (2.15).$$

Вычисленные с помощью (2.15) зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности разницы фаз между несущей и огибающей для фиксированного числа каналов и от числа каналов при фиксированной $\sigma_{\varphi сео}$ представлены на рис. 2.3.

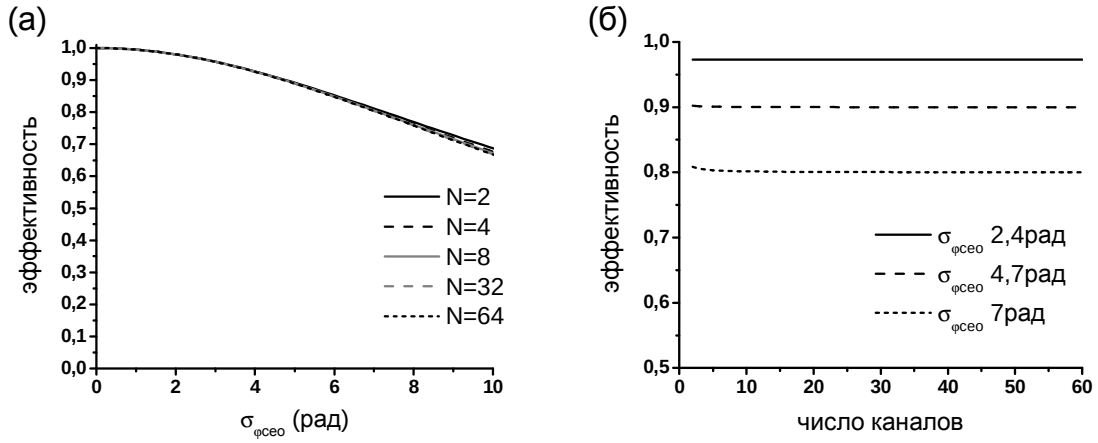

Рис. 2.3. (а) Зависимость эффективности когерентного сложения от нестабильности разницы фаз между несущей и огибающей для различного числа складываемых каналов. (б) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для $\sigma_{\varphi сео}$ 2,4, 4,7 и 7 рад (τ=10 фс, λ_0=800 нм). Всё для случая наличия активной системы стабилизации разницы фаз, то есть σ_φ=0.

Из представленных выше данных следует, что для сложения 10 фс (λ_0=800 нм) импульсов с η=0,95 требуется, чтобы нестабильности разницы фаз между несущей и огибающей не

превышала 3,2 рад (при сложении 20 фс импульсов требования будут в два раза слабее: 6,4 рад). Так же видно, что сколь-нибудь существенной зависимости требований от числа каналов нет.

Выше был рассмотрен случай, когда возмущения в каналах статистически независимы друг от друга. Можно также рассмотреть случай, когда корреляции между каналами имеются. Для примера рассмотрим предельный (самый плохой) случай полной антикорреляции флуктуаций задержек, когда одна половина каналов коррелирована друг с другом, а вторая половина полностью антикоррелирована с первой. Для наглядности и простоты рассмотрим случай наличия только джиттера ($\delta\varphi_{ceo_n}=0$). В данном случае эффективность сложения (для чётных N) будет определяться выражением

$$\eta=\frac{1}{N^2}\int_{-\infty}^{\infty}\left|\frac{N}{2}\exp\left[-2ln(2)\frac{(-\delta t)^2}{\tau^2}+i\omega_0\delta t\right]+\frac{N}{2}\exp\left[-2ln(2)\frac{(\delta t)^2}{\tau^2}-i\omega_0\delta t\right]\right|^2\frac{e^{-\frac{\delta t^2}{2\sigma_t^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_t\right)}d\delta t\,.$$

Интегрируя его, получаем

$$\eta=\frac{1}{2\sqrt{1+\frac{8ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}}}\left(1+\exp\left[-\frac{2\omega_0^2\sigma_t^2}{1+\frac{8ln(2)\sigma_t^2}{\tau^2}}\right]\right).$$

И в пределе $\sigma_t/\tau<<1$ получаем выражение, совпадающее с (2.11) при $\sigma_{ceo}=0$.

В предельном самом хорошем случае – полной корреляции возмущений (то есть когда все δt_n в любой момент времени равны друг другу) – эффективность сложения вообще всегда будет 100%. Таким образом, даже при наличии самой неблагоприятной корреляции эффективность сложения будет не ниже чем в случае отсутствия корреляций. Следовательно, наличие корреляций не приведёт к снижению эффективности сложения, поэтому все последующее рассмотрение проведено в предположении их отсутствия.

2.2. Точность компенсации дисперсии (чирпа)

Ещё одним параметром, влияющим на временные характеристики складываемых импульсов, является чирп суммируемых импульсов (который определяется точностью компенсации дисперсии, вносимой стретчером, компрессором и остальными элементами в каналах и характеризует насколько импульсы близки к спектрально–ограниченным). Дисперсионный коэффициент нулевого порядка соответствует сео–фазе, дисперсионный коэффициент первого порядка соответствует задержке, следовательно, они были учтены в предыдущем разделе. Поэтому дальнейшее рассмотрение будем проводить в предположении, что эти первые два дисперсионных коэффициента равны 0, то есть $\delta t_n=0$ и $\delta\varphi_{ceo_n}=0$.

Аналитически анализ влияния дисперсии на эффективность когерентного сложения можно провести только для дисперсионного коэффициента второго порядка (k_2). В данном случае пиковая интенсивность гауссова импульса определяется выражением [33]

$$I(k_2) = \frac{A_0^2}{\sqrt{1+\left(4\ln(2)\frac{k_2}{\tau_0^2}\right)^2}},$$

где I_0 – пиковая интенсивность спектрально–ограниченного импульса (FWHM длительностью τ_0). Поле импульса в n–ом канале можно представить, соответственно, в виде

$$E(\delta k_{2_n}) = \frac{A_0}{\left(1+\left(4\ln(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\right)^2\right)^{1/4}} \quad (2.16),$$

где δk_{2_n} – нескомпенсированная дисперсия второго порядка в n–ом канале (экспоненциального множителя нет, так как в данном разделе предполагается, что $\delta t_n=0$ и $\delta\varphi_{ceo_n}=0$). В данных предположениях пиковая интенсивность суммарного импульса (2.2) определяется выражением

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = \int\left|\sum_{n=1}^{N} E(\delta k_{2_n})\right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta k_{2_n}^2}{2\sigma_{k_2}^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_{k_2}\right)^N} d\delta k_{2_1}\times\ldots\times d\delta k_{2_N} \quad (2.17).$$

Подставляя (2.16) в (2.17) и интегрируя, получаем выражение для $\bar{I}_\Sigma^{peak}$

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = A_0^2\left(N\frac{\tau_0^2}{\sqrt{2\pi}4\ln(2)\sigma_{k_2}}\exp\left[\frac{\tau_0^4}{64\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right]K_0\left[\frac{\tau_0^4}{64\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right]+N(\mathrm{N}-1)\frac{\tau_0^2}{4\sqrt{2}\ln(2)\sigma_{k_2}}U^2\left[\frac{1}{4},\frac{3}{4},\frac{\tau_0^4}{32\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right]\right)$$

(2.18),

где K – модифицированная функция Бесселя второго рода (функция Макдональда), U – гипергеометрическая функция второго рода с интегральным представлением $U(\mathrm{a},\mathrm{b},z) = \frac{1}{\Gamma(a)}\int_0^\infty e^{-zt}t^{a-1}(1+\mathrm{t})^{b-a-1}dt$.

Поделив (2.18) на (2.8), получаем зависимость эффективности когерентного сложения от точности компенсации дисперсии второго порядка и числа каналов

$$\eta = \frac{1}{N^2}\left(N \frac{\tau_0^2}{\sqrt{2\pi}\,4\ln(2)\sigma_{k_2}} \exp\left[\frac{\tau_0^4}{64\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right] K_0\left[\frac{\tau_0^4}{64\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right] + N(\mathrm{N}-1)\frac{\tau_0^2}{4\sqrt{2}\ln(2)\sigma_{k_2}} U^2\left[\frac{1}{4},\frac{3}{4},\frac{\tau_0^4}{32\ln^2(2)\sigma_{k_2}^2}\right]\right)$$

(2.19).

При сложении большого числа каналов (N>>1) и малых величинах нестабильностей ($\frac{\sigma_{k_2}}{\tau_0^2} << 1$) выражение (2.19) упрощается до

$$\eta_{N>>1,\frac{\sigma_{k_2}}{\tau_0^2}<<1} = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{4\ln(2)\sigma_{k_2}}{\tau_0^2}\right)^2 + O\left(\left(\frac{\sigma_{k_2}}{\tau_0^2}\right)^4\right).$$

Примеры зависимости η от σ_{k2} для 2, 8 и 32 каналов представлены на рис. 2.4(а) (для τ_0=10 фс). Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для σ_{k2} 10, 20 и 30 фс^2 представлена на рис. 2.4(б).

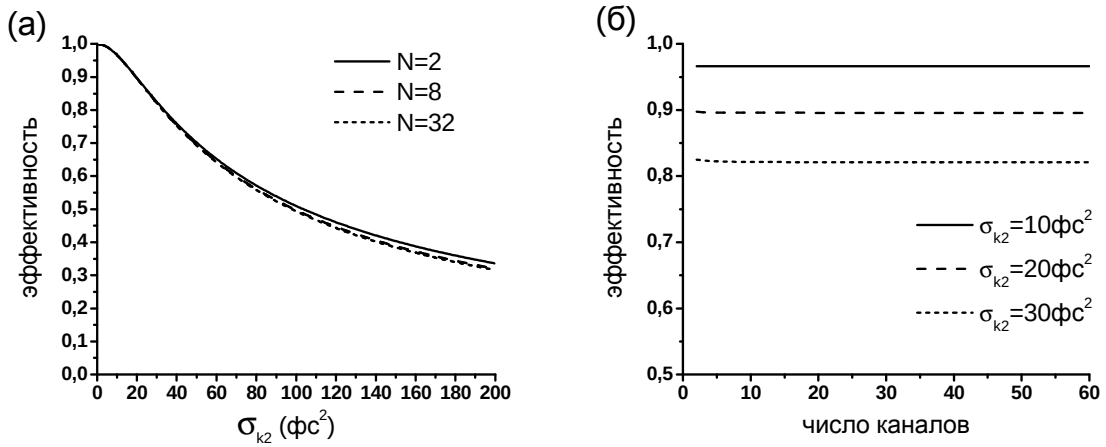

Рис. 2.4. (а) Зависимость эффективности когерентного сложения от σ_{k2} для различного числа складываемых каналов (τ_0=10 фс). (б) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для σ_{k2} 10, 20 и 30 фс^2 (τ_0=10 фс).

Важно отметить, что требования на σ_{k2}, согласно (2.19), квадратично растут с уменьшением длительности импульса. Например, для τ_0=10 fs, η=0.95 σ_{k2} должна быть не более 12,5 фс^2, для τ_0=5 fs, η=0.95 менее 3,1 фс^2. Таким образом, чем меньше длительность импульса, тем выше требования на точность компенсации дисперсии.

Как отмечалось ранее, аналитический расчёт возможен только для дисперсии второго порядка, поэтому анализ влияния на эффективность когерентного сложения дисперсионных коэффициентов более высокого порядка был проведён численно, методом Монте–Карло [34]. При анализе, так же как и ранее, предполагался гауссов спектр импульсов, а спектральная фаза имела вид

$$\varphi(\omega) = \frac{k_3(\omega-\omega_0)^3}{6} + \frac{k_4(\omega-\omega_0)^4}{24} + \ldots,$$

где $к_i$ – дисперсионный коэффициент i-го порядка. При этом дисперсионные коэффициенты в разных каналах предполагались статистически независимыми с нормальным распределением и нулевым средним значением. Эффективность вычислялась по формуле (2.3).

Результаты анализа для $к_3$ и $к_4$ представлены на рис. 2.5. Из данных, представленных на рис. 2.4 и 2.5, видно, что с переходом к дисперсионному коэффициенту следующего порядка, требования на точность компенсации дисперсии снижаются примерно на порядок (для τ_0=10 fs, η=0.95 требуется σ_{k2}<12,5фс^2, σ_{k3}<100 фс^3, σ_{k4}<1000 фс^4). Эта тенденция сохраняется и после $к_4$.

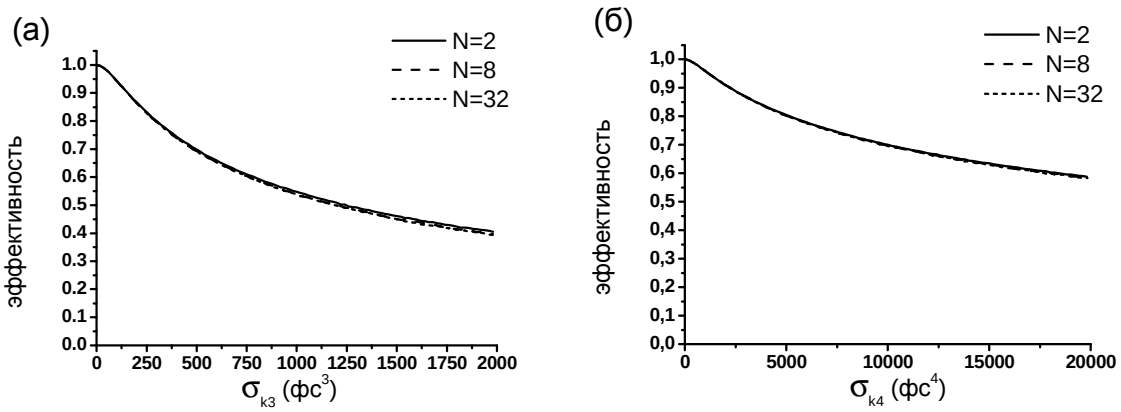

Рис. 2.5. Зависимость эффективности когерентного сложения от σ_{k3} (а) и σ_{k4} (б) (τ_0=10 фс).

В итоге, как следует из рис. 2.4 и 2.5, эффективность когерентного сложения при наличии нескомпенсированной дисперсии имеет пренебрежимо слабую зависимость от числа каналов.

2.3. Угловая нестабильность

Далее рассмотрим параметры, связанные с пространственным перекрытием складываемых импульсов. Наиболее важный параметр в данной группе – это угловая нестабильность. Проведём анализ зависимости эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности складываемых пучков и числа каналов. Как и в предыдущих разделах полагаем, что все остальные возмущения отсутствуют. В этом случае электрическое поле n–ого канала в фокальной плоскости фокусирующего элемента (предполагая гауссов пространственный профиль) можно представить в виде

$$E(x,\delta x_n) = A_0 \exp\left[-\frac{(x-\delta x_n)^2}{w^2}\right] \quad (2.20),$$

где A_0 – амплитуда, δx_n – сдвиг пучка в фокальной плоскости (определяющий угловую нестабильность), w – радиус пучка (в фокальной плоскости). Анализ также проводится в

предположении статистической независимости всех δx_n друг от друга и их нормального распределения с нулевым средним значением и стандартным отклонением σ_x, определяющим угловую нестабильность $\sigma_\psi=\sigma_x/f$ (f – фокусное расстояние фокусирующего элемента, с использованием которого осуществляется когерентное сложение).

В данных предположениях (2.2) принимает вид

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = \int \left| \sum_{n=1}^{N} E(0,\delta x_n) \right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta x_n^2}{2\sigma_x^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_x\right)^N} d\delta x_1 \times ... \times d\delta x_N \quad (2.21),$$

где поле взято в точке x=0, потому что суммарный сигнал будет иметь максимум в 0, так как среднее значение флуктуаций равно 0. Подставляя (2.20) в (2.21) и интегрируя, получаем выражение для $\bar{I}_\Sigma^{peak}$

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = A_0^2 \left(\frac{N}{\left(1+\frac{4\sigma_x^2}{w^2}\right)^{1/2}} + \frac{N(\mathrm{N}-1)}{\left(1+\frac{2\sigma_x^2}{w^2}\right)} \right) \quad (2.22).$$

Максимальная пиковая интенсивность достигается при $\sigma_x=0$ и определяется выражением (2.8). Деля (2.22) на (2.8), получаем для эффективности когерентного сложения

$$\eta = \frac{1}{N^2} \left(\frac{N}{\left(1+\frac{4\sigma_x^2}{w^2}\right)^{1/2}} + \frac{N(\mathrm{N}-1)}{\left(1+\frac{2\sigma_x^2}{w^2}\right)} \right).$$

Учитывая, что $\sigma_\psi=f\sigma_x$ и для гауссового пучка

$$w = f\frac{\lambda_0}{\pi W} = f\frac{2\sqrt{2\ln(2)}\lambda_0}{2\pi D_0} = f\frac{2\sqrt{2\ln(2)}}{k_0 D_0},$$

где W – радиус пучка на фокусирующем зеркале по уровню e^{-2}, $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, D_0 – диаметр пучка на фокусирующем элементе по уровню 1/2 (FWHM). Откуда

$$\frac{2\sigma_x^2}{w^2} = \frac{\left(k_0 D_0 \sigma_\psi\right)^2}{4\ln(2)}.$$

С учётом этого получаем выражение зависимость эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности и числа каналов

$$\eta = \frac{1}{N^2}\left(\frac{N}{\left(1+\frac{\left(k_0 D_0 \sigma_\psi\right)^2}{2\ln(2)}\right)^{1/2}} + \frac{N(\mathrm{N}-1)}{\left(1+\frac{\left(k_0 D_0 \sigma_\psi\right)^2}{4\ln(2)}\right)} \right) \quad (2.23).$$

На рис. 2.6 представлены зависимости эффективности от угловой нестабильности для различных N и D_0=10 мм. Из представленных данных видно, что увеличение числа каналов практически не влияет на эффективность когерентного сложения. Поэтому для проведения быстрых оценок полезно вычислить эффективность в пределе большого числа каналов (N>>1) и малой угловой нестабильности ($k_0 D_0 \sigma_\psi$<<1)

$$\eta_{N>>1, k_0 D_0 \sigma_\psi << 1} = 1 - \frac{\left(k_0 D_0 \sigma_\psi\right)^2}{4\ln(2)} + O\left(\left(k_0 D_0 \sigma_\psi\right)^4\right) \quad (2.24).$$

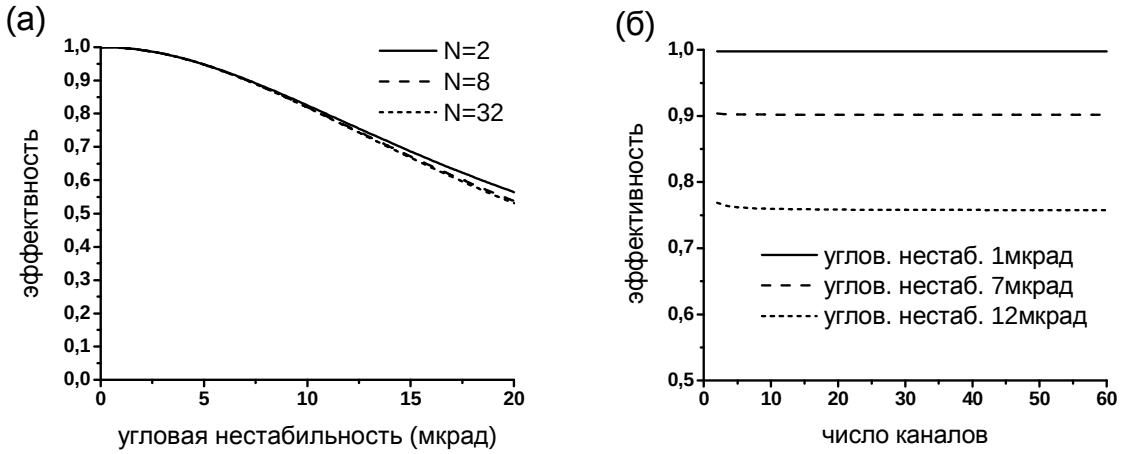

Рис. 2.6. (a) Зависимость эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности для различного числа каналов (D_0=10 мм, λ_0=800 нм). (b) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для угловой нестабильности, равной 1, 7 и 12 мкрад (D_0=10 мм, λ_0=800 нм).

Кроме того, важно отметить, что согласно (2.23) (и отлично видно из (2.24)) требования на угловую нестабильность для реализации высокоэффективного когерентного сложения растут с увеличением диаметра складываемых пучков. Так, например, если для сложения пучков с D_0=10 мм, λ_0=800 нм с эффективностью 95% требуется, чтобы угловая нестабильность не превышала 5 мкрад, то для пучков с D_0=100 мм угловая нестабильность должна быть не более 0,5 мкрад. На рис. 2.7 представлена зависимость требуемой для η=0.9 угловой нестабильности от диаметра складываемых пучков. Таким образом, угловая нестабильность является довольно критичным параметром для мощных лазерных систем, имеющих большой диаметр пучка.

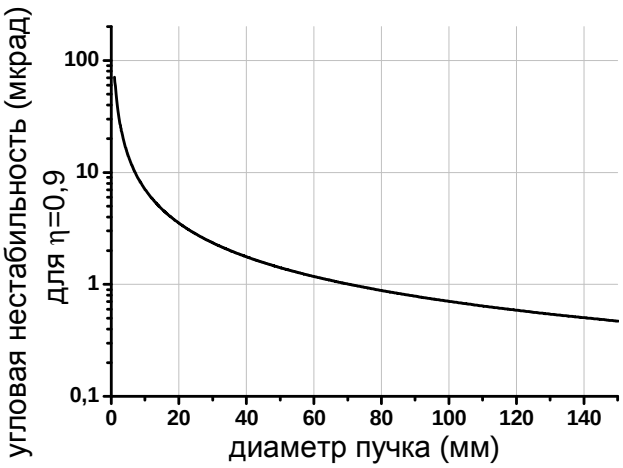

Рис. 2.7. Зависимость требований на угловую нестабильность от FWHM диаметра (на фокусирующем зеркале) складываемых пучков (для гауссового пространственного профиля).

Выше было проведено рассмотрение требований на угловую нестабильность для случая гауссового профиля. Для более сложной формы профиля (на фокусирующем зеркале), например гипергауссовой ($E(r) = A_0 \exp\left[-\frac{r^4}{w^4}\right]$) или прямоугольной ($E(r) = A_0 rect\left[\frac{r}{w}\right]$, где $rect[a] = \begin{cases} 1, a \le 1 \\ 0, \text{иначе} \end{cases}$), получить сколь-нибудь компактные аналитические выражения для эффективности затруднительно. Тем не менее, аналогичный анализ можно провести численно [35], то есть численно посчитать представленные выше выражения (аналогичные 2.21 и, соответственно, 2.23) для гипергауссового и прямоугольного профилей пучков. Полученные результаты для гипергауссового профиля представлены на рис. 2.8, для прямоугольного – на рис. 2.9.

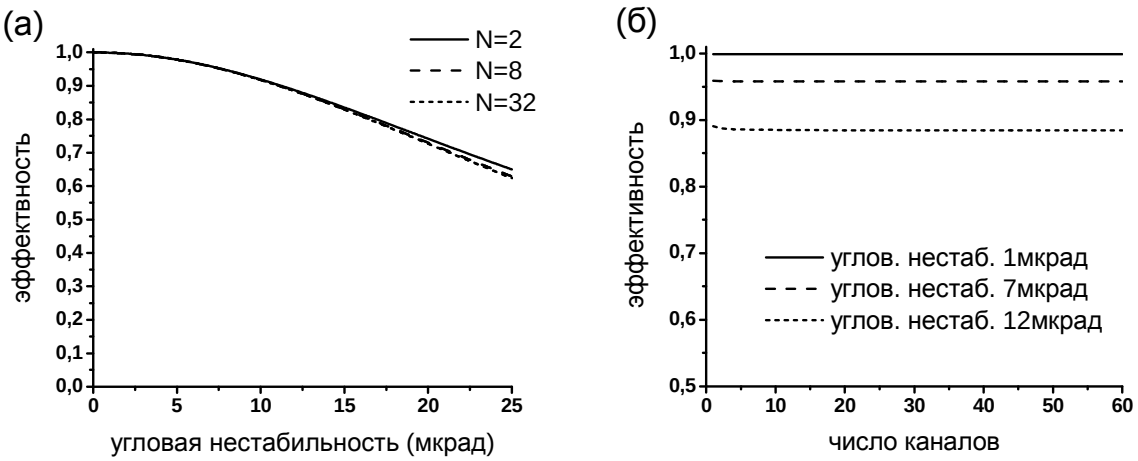

Рис. 2.8. (a) Зависимость эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности для различного числа каналов (гипергауссов профиль $I(r) \propto \exp\left(-2r^4/W^4\right)$, FWHM диаметр 10 мм, λ_0=800 нм). (b) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для угловой нестабильности, равной 1, 7 и 12 мкрад.

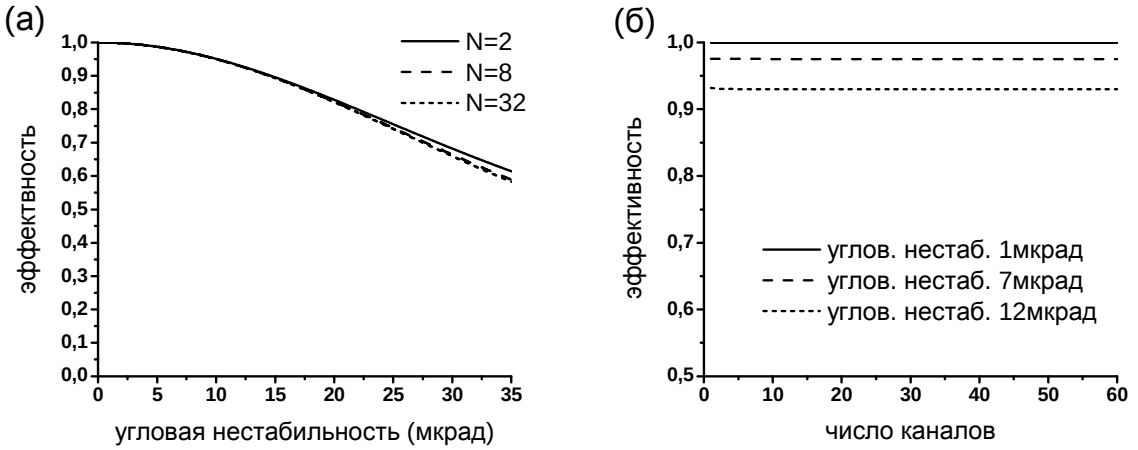

Рис. 2.9. (a) Зависимость эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности для различного числа каналов (прямоугольный профиль, диаметр 10 мм, λ_0=800 нм). (b) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов для угловой нестабильности, равной 1, 7 и 12 мкрад.

Из представленных на рис. 2.8 и 2.9 данных видно, что, как и для гауссового профиля, увеличение числа каналов практически не влияет на эффективность когерентного сложения. А требования на угловую нестабильность для достижения той же эффективности когерентного сложения при том же FWHM диаметре складываемых пучков немного снижаются. Но с экспериментальной точки зрения сравнение корректней проводить при одинаковой апертуре пучков (апертурой будем называть круг, в котором содержится 99% энергии импульса), а не диаметре, так как именно апертура определяет требования на минимальный размер оптических элементов системы. Поэтому результаты сравнения требований на угловую нестабильность от размера складываемых пучков (рис. 2.10) были проведены в терминах их апертуры. Из

представленных на рис. 2.10 данных следует, что требования на угловую нестабильность при одинаковой апертуре пучков практически не зависят от их пространственного профиля.

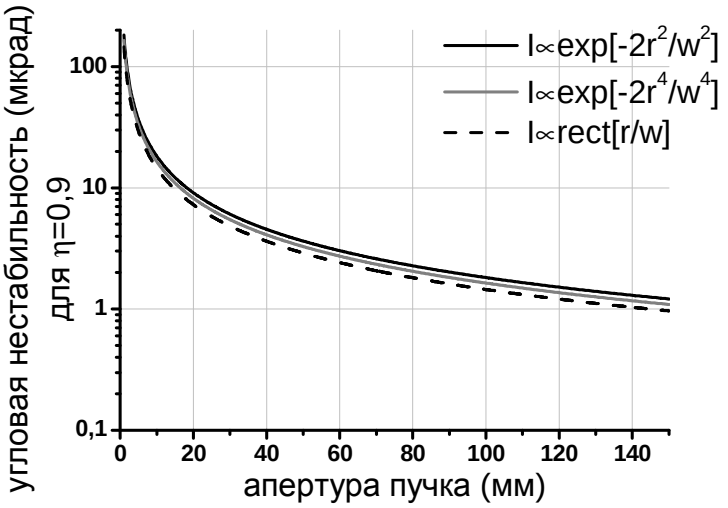

Рис. 2.10. Зависимость требований на угловую нестабильность (для достижения 90% эффективности когерентного сложения) от апертуры складываемых пучков и их пространственного профиля.

2.4. Аберрации

Следующим параметром, который будет рассмотрен, являются аберрации. Следует отметить, что в этом разделе полагаются равными нулю аберрации, характеризуемые тремя первыми полиномами Цернике: постоянная фаза (piston phase) (определяемая полной фазой), и наклон по вертикали и горизонтали (tilt and tip), характеризующие угловую нестабильность. Эти факторы были рассмотрены выше. В связи с тем, что первый полином Цернике равен 0, не будет постоянной разницы фаз между каналами и основным эффектом наличия аберраций будет снижение пиковой интенсивности отдельных каналов, что будет приводить и к снижению пиковой интенсивности суммарного импульса. В качестве метода математического описания аберраций будут использованы полиномы Цернике. Проведём анализ трёх наиболее важных и часто возникающих аберраций: сферической аберрации, комы и астигматизма.

Фазовый профиль в n–ом канале при наличии сферической аберрации определяется выражением

$$\varphi^n_{shper}(r) = A^n_1\left(6\left(\frac{r}{a}\right)^4 - 6\left(\frac{r}{a}\right)^2 + 1\right),$$

для комы

$$\varphi^n_{coma}(r,\varphi) = A^n_2\left(3\left(\frac{r}{a}\right)^3 - 2\left(\frac{r}{a}\right)\right)\cos(\varphi)$$

и для астигматизма

$$\varphi_{ast}^{n}(r,\varphi) = A_3^n \left(\frac{r}{a}\right)^2 \cos(2\varphi),$$

где A – коэффициенты разложения, r и φ полярные координаты, a – радиус апертуры пучка (для гауссова пучка $a=1{,}52W_0$, где W_0 – радиус пучка). Апертуру определим как круг, в котором содержится 99% энергии импульса. Использована нормировка на апертуру, а не на диаметр пучка в связи с тем, что, как показал анализ угловой нестабильности, которая является одной из самых простых аберраций, это позволяет получить результат, слабо зависящий от пространственного профиля пучка. Численный анализ методом Монте–Карло был проведён в предположении нормального распределения коэффициентов разложения. На рис. 2.11 представлены полученные результаты зависимости эффективности когерентного сложения от среднеквадратичной фазовой неоднородности в приближении гауссового профиля пучка на фокусирующем зеркале.

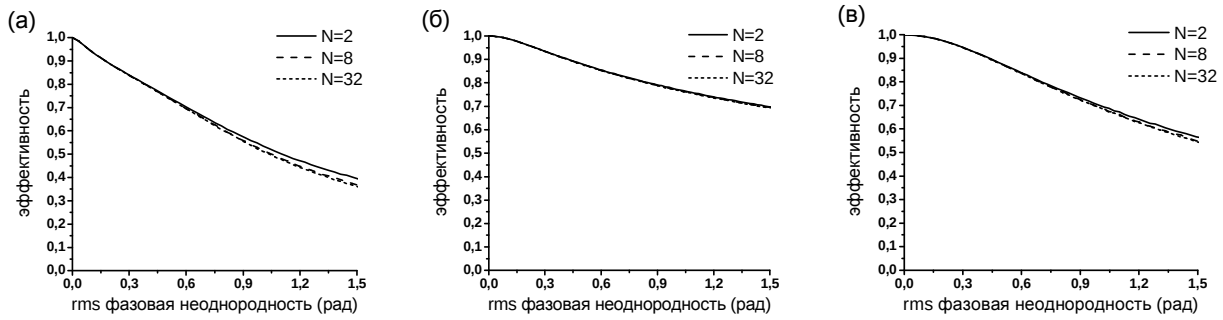

Рис. 2.11. Зависимость эффективности когерентного сложения от сферической аберрации (а), комы (б), и астигматизма (в).

Из представленных данных видно, что аберрации не вносят вклад в снижение эффективности с ростом числа каналов и для достижения пиковой интенсивности суммарного импульса на уровне 95% от максимальной величины требуется снижать аберрации до уровня ~0.2 рад.

2.5. Угловой чирп

Ещё одним немаловажным аспектом, особенно для широкополосного излучения, является величина углового чирпа. Влияние углового чирпа на пиковую интенсивность в фокальной плоскости в приближении гауссового спектрального и пространственного распределений рассматривается аналогично влиянию временного чирпа [36]:

$$I(Ca)=\frac{A_0^2}{\left(\sqrt{1+\left(\frac{Ca*\Delta\nu\pi D_0}{2\ln(2)\lambda_0}\right)^2}\right)^2}=\frac{A_0^2}{1+\left(\frac{Ca*\Delta\nu\pi D_0}{2\ln(2)\lambda_0}\right)^2}=\frac{A_0^2}{1+\left(\frac{\Delta\theta_n k_0 D_0}{4\ln(2)}\right)^2},$$

где $Ca=\frac{d\theta}{d\nu}=\frac{\Delta\theta}{\Delta\nu}$ – угловой чирп, D_0 – диаметр пучка по ½, Δυ – FWHM ширина спектра, Δθ – угловой разброс спектральных компонент по уровню ½, вызванный угловым чирпом. Причём в отличие от временного чирпа, в данном случае появляется дополнительный множитель той же величины, связанный с наклоном фронта импульса, определяемым угловым чирпом [37, 38] и вызывающим увеличение эффективной длительности сфокусированного импульса. Поэтому знаменатель в представленной выше формуле имеет первую степень, а не 1/2 , как это было при рассмотрении временного чирпа. Поле в n–ом канале можно представить в виде

$$E(\Delta\theta_n)=\frac{A_0}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_n k_0 D_0}{4\ln(2)}\right)^2}}=\frac{A_0}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_n}{\theta_0}\right)^2}}\ (2.25),$$

где $\Delta\theta_n$ – угловой разброс в n–ом канале, θ_0 – FWHM расходимость. С учётом (2.2) получаем выражение для пиковой интенсивности суммарного импульса

$$\bar{I}_\Sigma^{peak}=\int\left|\sum_{n=1}^{N}E(\Delta\theta_n)\right|^2\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\Delta\theta_n^2}{2\sigma_{\Delta\theta}^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\theta}\right)^N}d\Delta\theta_1\times...\times d\Delta\theta_N\ (2.26).$$

Подставляя (2.25) в (2.26) и интегрируя, получаем $\bar{I}_\Sigma^{peak}$

$$\bar{I}_\Sigma^{peak}=A_0^2\left(\begin{array}{l}N\frac{4\pi\ln(2)}{k_0D_0\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\theta}}\exp\left[\frac{1}{2}\left(\frac{4\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]\left(1-Erf\left[\frac{4\ln(2)}{\sqrt{2}k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right]\right)+\\+N(\mathrm{N}-1)\left(\frac{4\ln(2)}{k_0D_0\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\exp\left[2\left(\frac{2\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]K_0^2\left[\left(\frac{2\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]\end{array}\right)\ (2.27),$$

где Erf – функция ошибок ($Erf\left[z\right]=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z e^{-a^2}da$). Эффективность принимает вид

$$\eta=\frac{1}{N^2}\left(\begin{array}{l}N\frac{4\pi\ln(2)}{k_0D_0\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\theta}}\exp\left[\frac{1}{2}\left(\frac{4\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]\left(1-Erf\left[\frac{4\ln(2)}{\sqrt{2}k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right]\right)+\\+N(\mathrm{N}-1)\left(\frac{4\ln(2)}{k_0D_0\sqrt{2\pi}\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\exp\left[2\left(\frac{2\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]K_0^2\left[\left(\frac{2\ln(2)}{k_0D_0\sigma_{\Delta\theta}}\right)^2\right]\end{array}\right)\ (2.28).$$

При сложении большого числа каналов (N>>1) и малых величинах нестабильностей ($k_0 D_0 \sigma_{\Delta\theta} << 1$) выражение (2.28) упрощается до

$$\eta_{N>>1, k_0 D_0 \sigma_{\Delta\theta} << 1} = 1 - \left(\frac{k_0 D_0 \sigma_{\Delta\theta}}{4\ln(2)} \right)^2 + O\left(\left(k_0 D_0 \sigma_{\Delta\theta} \right)^4 \right).$$

Зависимость эффективности от углового чирпа для 2, 8 и 32 каналов и от числа каналов при фиксированной величине углового чирпа представлена на рис. 2.12.

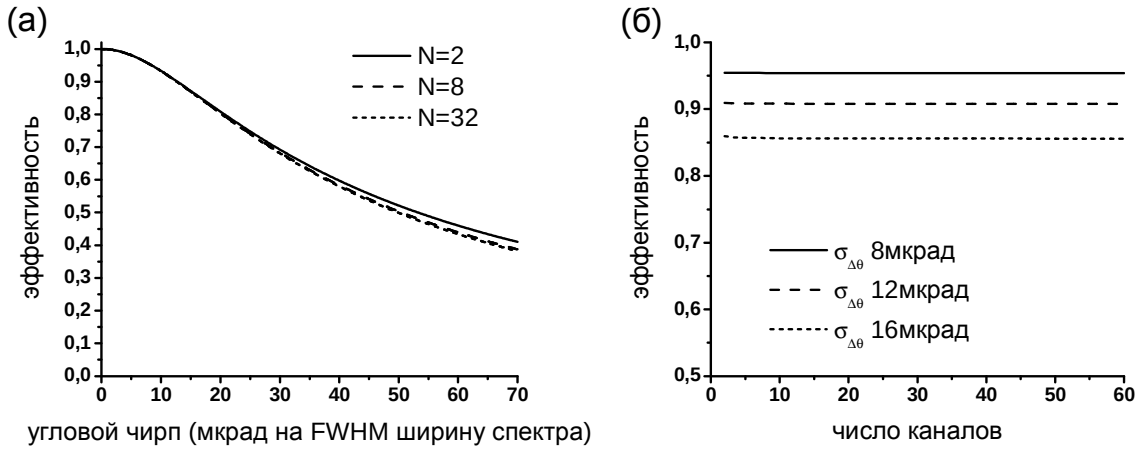

Рис. 2.12. (а) Зависимость эффективности от углового чирпа (для пучков с D_0=10 мм и λ_0=800 нм). (б) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов при угловом чирпе 8, 12 и 16 мкрад на FWHM ширину спектра.

Из представленных на рис. 2.12 данных видно, что зависимости требований на угловой чирп от числа каналов практически нет, и для реализации высокоэффективного (η>0,95) когерентного сложения необходимо обеспечить $\sigma_{\Delta\theta}$<8,5 мкрад.

2.6. Точность согласования поляризаций

В связи с тем, что наиболее перспективным представляется сложение параметрически усиленных импульсов, рассмотрение в данном разделе будет ограничено случаем линейной поляризации. Это можно сделать потому, что параметрическое усиление является поляризационно-селективным, и усиливается только одна линейная поляризация (ортогональная ей составляющая исходного излучения, если она была, не усиливается, так как для неё не выполняются условия фазового синхронизма). Поляризацию в каждом канале будем характеризовать углом отклонения (δχ) от усреднённого по всем каналам угла поляризации, направление которой назовём «x» (ортогональное ему направление обозначим «y»). В описанном случае поле n–го канала представимо в виде

$$\vec{E}(\delta\chi_n) = A_0 \left(\cos(\delta\chi_n) \vec{e}_x + \sin(\delta\chi_n) \vec{e}_y \right),$$

где $\vec{e}_x$ и $\vec{e}_y$ – взаимно ортогональные единичные векторы. Также как и в предыдущих разделах будем полагать, что все χ_n статистически независимы друг от друга, имеют нормальное распределение с нулевым средним значением и стандартным отклонением σ_χ. С учётом (2.2) получаем выражение для пиковой интенсивности суммарного импульса

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = A_0^2 \int \left(\left(\sum_{n=1}^{N} \cos(\delta\chi_n) \right)^2 + \left(\sum_{n=1}^{N} \sin(\delta\chi_n) \right)^2 \right) \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N} \delta\chi_n^2}{2\sigma_\chi^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_\chi\right)^N} d\delta\chi_1 \times ... \times d\delta\chi_N \quad (2.29).$$

Интегрируя (2.29), получаем

$$\bar{I}_\Sigma^{peak} = A_0^2 \left(N \exp\left[-\sigma_\chi^2\right] \left(ch(\sigma_\chi^2) + sh(\sigma_\chi^2) \right) + N(\mathrm{N}-1) \exp\left[-\sigma_\chi^2\right] \right) = A_0^2 \left(N + N(\mathrm{N}-1) \exp\left[-\sigma_\chi^2\right] \right) \quad (2.30).$$

Эффективность когерентного сложения определяется отношением (2.30) к (2.8)

$$\eta = \frac{1}{N^2} \left(N + N(\mathrm{N}-1) \exp\left[-\sigma_\chi^2\right] \right) \quad (2.31).$$

При сложении большого числа каналов (N>>1) выражение (2.31) сводится к

$$\eta_{N>>1} = \exp\left[-\sigma_\chi^2\right],$$

а при малых величинах нестабильностей ($\sigma_\chi << 1$) упрощается до

$$\eta_{N>>1, \sigma_\chi << 1} = 1 - \sigma_\chi^2 + O\left(\sigma_\chi^4\right).$$

Зависимость эффективности когерентного сложения от точности согласования поляризаций и числа каналов представлена на рис. 2.13.

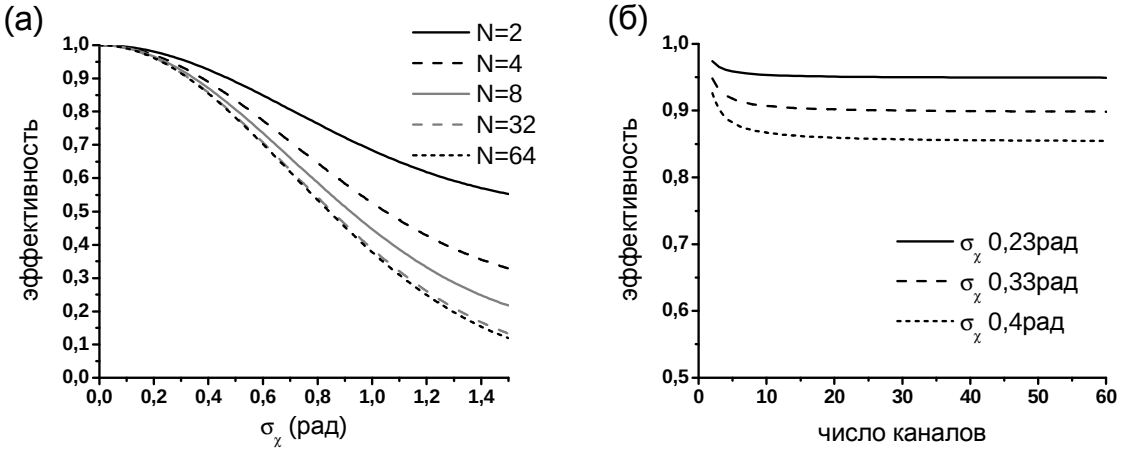

Рис. 2.13. (а) Зависимость эффективности когерентного сложения от точности согласования поляризаций суммируемых импульсов. (б) Зависимость эффективности когерентного сложения от числа каналов.

Из представленных данных следует, что для реализации высокоэффективного (η>0,95) когерентного сложения необходимо обеспечить σ_χ<230 мрад (13°), что при отсутствии дефектов

оптических элементов (например напряжений в окнах вакуумированных телескопов и т.п.), с учётом поляризационной селективности параметрического усиления (а также компрессоров, так как эффективность дифракции существенно зависит от поляризации), в большинстве случаев будет выполняться автоматически. Поэтому, несмотря на наличие зависимости эффективности когерентного сложения от числа каналов, аналогичной случаю при наличии нестабильности разности фаз, ей можно пренебречь, потому что в отличие от минимизации разницы фаз, обеспечение требуемой для высокоэффективного когерентного сложения идентичности поляризаций не является существенной проблемой, особенно при параметрическом усилении.

2.7. Абсолютная и относительная эффективность когерентного сложения

При проведении представленного выше анализа было установлено, что часть параметров (например, аберрации, дисперсия, угловой чирп) в случае параллельного сложения влияют на пиковую интенсивность суммарного импульса (I_Σ) только посредством снижения пиковых интенсивностей суммируемых импульсов (I_n), но при этом всегда выполняется соотношение

$$I_\Sigma^{peak} = \left(\sum_{n=1}^{N} \sqrt{I_n^{peak}} \right)^2 \quad (2.32).$$

И лишь разность фаз, идентичность оптических длин каналов, угловая нестабильность и точность согласования поляризаций складываемых импульсов сказываются не на пиковой интенсивности отдельных импульсов, а на том, что соотношение (2.32) перестаёт выполняться и становится $I_\Sigma^{peak} < \left(\sum_{n=1}^{N} \sqrt{I_n^{peak}} \right)^2$. Поэтому помимо введённого ранее определения эффективности когерентного сложения (2.1), которое назовём абсолютной эффективностью, можно ввести и второе определение для относительной эффективности когерентного сложения

$$\eta_{отн} = \bar{I}_\Sigma^{peak} \Big/ \left(\sum_{n=1}^{N} \sqrt{I_n^{peak}} \right)^2 \quad (2.33).$$

Абсолютная эффективность (2.1) характеризует насколько достигнутая интенсивность близка к абсолютному максимуму (при заданных энергии, спектре, профиле и фокусирующем элементе). Тогда как относительная эффективность (2.33) характеризует, насколько достигнутая интенсивность близка к относительному максимуму при некоторых фиксированных условиях (не только энергия, спектр и профиль, как в (2.1), но и аберрации, временной чирп, угловой чирп)). Так если все I_n^{peak} равны, $I_n^{peak} = I_0^{peak}$, то (2.33) принимает вид $\eta_{отн} = \bar{I}_\Sigma^{peak} \Big/ N^2 I_0^{peak}$. То есть в данном приближении относительная эффективность характеризует насколько увеличение пиковой интенсивности суммарного импульса близко к N^2. Более того относительная

эффективность сложения напрямую связана с классическим коэффициентом взаимной когерентности (μ) [39] $|\mu| = 2\eta_{отн} - 1$.

Рассмотрим разницу между относительной и абсолютной эффективностью на конкретном примере. Пусть имеется несколько неидеальных каналов, и в каждом канале из–за аберраций, временного чирпа и других искажений пиковая интенсивность в 2 раза меньше максимально достижимой. В этом случае даже при идеальном выравнивании длин каналов, стабилизации разности фаз и угловой стабилизации, несмотря на то, что будет получена 100% видность интерференционной картины в фокальной плоскости, абсолютная эффективность когерентного сложения не превысит 50%. Но причина этого будет не в том, что складываемые излучения не когерентны и, соответственно, сложение не совсем когерентное, а всего лишь в том, что, например, отсутствует система коррекции волнового фронта и из–за астигматизма, внесённого телескопами, интенсивность отдельных каналов упала в 2 раза. В то время как относительная эффективность характеризует именно относительную когерентность складываемых импульсов. И в рассматриваемом случае при идеальной стабилизации разности фаз и угловых нестабильностей может достигать 100%.

Таким образом, с экспериментальной точки зрения первоочередным показателем является относительная эффективность, характеризующая когерентность складываемых импульсов. Поэтому именно она в последующем будет использована при анализе получаемых экспериментальных данных и в следующих разделах будет называться просто эффективностью (когда речь будет идти об абсолютной эффективности она будет называться абсолютной эффективностью). На итоговой стадии развития лазерной системы, при переходе к экспериментам, требующим высоких интенсивностей, конечно на передний план выходит уже абсолютная эффективность, так как именно она характеризует величину достигнутой пиковой интенсивности.

2.8. Изменение эффективности когерентного сложения при увеличении числа каналов и итоговый перечень требований для реализации высокоэффективного когерентного сложения

В результате проведённого анализа было установлено, что только требования на разницу фаз имеют заметную зависимость от числа каналов. Зависимость эта, стоит отметить, не очень существенная и довольно быстро (для N~10–20) достигает величин, практически совпадающих с предельным (для N→∞) значением. В предположении сохранения стабильности параметров складываемых импульсов при переходе к большому числу каналов, с использованием полученных в данной главе зависимостей эффективности когерентного сложения от числа

каналов установлено, что при эффективности сложения двух каналов η_2, эффективность сложения большого числа каналов ($\eta_{N>>1}$) будет лежать в диапазоне от величины, определяемой (2.12) и (2.13), $\min(\eta_{N>>1}) \approx 2\eta_2 - 1$ (рис. 2.14) до η_2.

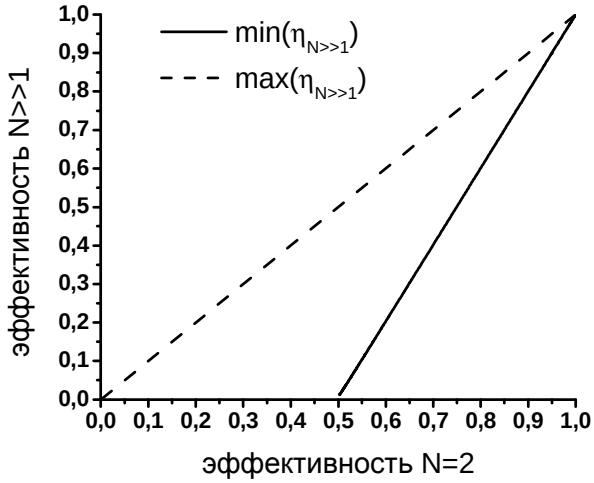

Рис. 2.14. Изменение эффективности когерентного сложения при переходе от 2–х каналов к большому числу каналов (N>>1).

Таким образом, при высокой эффективности когерентного сложения двух последовательностей импульсов её снижение при переходе к большому числу каналов не превысит нескольких процентов, при сохранении нестабильностей суммируемых импульсов на том же уровне. Например, если η_2=0,95, то $\eta_{N>>1}$ будет в диапазоне от 0,9 до 0,95. Поэтому экспериментальная демонстрация когерентного сложения 2–х каналов, подкреплённая проведённым анализом, будет являться подтверждением практической реализуемости многоканальных высокоинтенсивных лазерных систем, основанных на методе когерентного сложения.

В таблице 2.1 представлены вычисленные требования к стабильности различных параметров усиленных импульсов для реализации когерентного сложения большого числа последовательностей импульсов (N>>1) с эффективностью 95%.

Таблица 2.1. Требования к стабильности различных параметров усиленных импульсов для реализации когерентного сложения с эффективностью 95% в многоканальной лазерной системе (N>>1).

параметр	Требуемая стабильность (точность) (при λ_0=800 нм, τ_0=10 фс, D_0=10 мм)
Разница полных фаз	220 мрад (при σ_{ceo}=0 соответствует джиттеру 100 ас) (320 мрад при сложении двух каналов)
Идентичность оптических длин каналов	0,4 мкм
Стабильность разницы фаз между несущей и огибающей	3,2 рад (при использовании интерференционных методов синхронизации)
Угловая нестабильность	5–10 мкрад в зависимости от профиля
Точность компенсации дисперсии (чирпа)	12,5 фс^2, 100 фс^3, 1000 фс^4
Аберрации	~0.2 рад
Угловой чирп	8,5 мкрад на FWHM ширину спектра
Точность согласования поляризаций	13°

Важно отметить, что, насколько нам известно, ранее подобного анализа, учитывающего как большинство специфических параметров импульсного излучения (длительность, временной и угловой чирп), так и зависимость от числа каналов, выполнено не было. Так в работе [40] был выполнен анализ зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности большинства параметров для случая сложения непрерывных излучений и в приближении большого числа каналов (N→∞). Кроме того был рассмотрен случай сложения импульсных излучений с учётом зависимости от числа каналов, но только для одного-двух параметров [23, 41].

Выше влияние каждого фактора на эффективность когерентного сложения, в основном, анализировалось по отдельности, то есть в предположении отсутствия всех остальных возмущений. Сделано это было для большей наглядности и меньшей громоздкости получаемых выражений и графиков, что облегчает их анализ и восприятие. Однако может возникнуть естественный вопрос о величине итоговой эффективности когерентного сложения при наличии нескольких или, вообще, всех возмущений. Поэтому рассмотрим далее связь итоговой эффективности когерентного сложения с выражениями, вычисленными ранее.

При наличии всех рассмотренных возмущений поле импульса n-го канала в фокальной плоскости представимо (в тех же приближениях, что и в предыдущих разделах) в виде

$$\vec{E}(t,x,y,\delta T_n,\delta\varphi_n,\delta k_{2_n},\delta x_n,\delta y_n,\Delta\theta_{n_x},\Delta\theta_{n_y},\delta\chi_n)=A_0\left(\cos(\delta\chi_n)\vec{e}_x+\sin(\delta\chi_n)\vec{e}_y\right)\times$$

$$\times\exp\left[-2ln(2)\frac{(t-\delta T_n)^2}{\tau^2}-i\omega_0 t+\mathrm{i}\,\delta\varphi_n\right]\frac{\exp\left[i8ln^2(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\frac{(t-\delta T_n)^2}{\tau^2}\right]}{\left(1+\left(4\ln(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\right)^2\right)^{1/4}}\times \qquad (2.34),$$

$$\times\frac{\exp\left[-\frac{(x-\delta x_n)^2}{w_x^2}\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_x}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}}\frac{\exp\left[-\frac{(y-\delta y_n)^2}{w_y^2}\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_y}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}}$$

где все обозначения совпадают с введенными ранее, а также учтена угловая нестабильность и угловой чирп по обеим координатам (x и y) и изменение радиуса пучка из-за углового чирпа [36]

$$w_x=w\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_x}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2},\quad w_y=w\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_y}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}$$

τ – длительность с учётом как временного, так и углового чирпа (угловой чирп приводит к наклону фронта импульса, что вызывает снижение пиковой интенсивности сфокусированного излучения и увеличение его эффективной длительности [36]):

$$\tau=\tau_0\sqrt{1+\left(4\ln(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\right)^2}\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_x}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_y}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}.$$

Так как основной интерес представляет достижение высокой эффективности когерентного сложения, то есть малых величин возмущений, дальнейшее рассмотрение проведём, предполагая малость рассматриваемых нестабильностей ($\frac{\sigma_L}{c\tau}<<1$, $\sigma_\varphi<<1$, $\frac{\sigma_{k_2}}{\tau_0^2}<<1$, $\frac{\sigma_x}{w_x}<<1$, $\frac{\sigma_y}{w_y}<<1$, $k_0D_0\sigma_{\Delta\theta x}<<1$, $k_0D_0\sigma_{\Delta\theta y}<<1$). В этом случае справедливы следующие соотношения: $\tau\approx\tau_0$, $w_x\approx w$, $w_y\approx w$ и $\exp\left[i8ln^2(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\frac{(t-\delta T_n)^2}{\tau^2}\right]\approx 1$, и выражение (2.34) принимает вид

$$\vec{E}(t,x,y,\delta T_n,\delta\varphi_n,\delta k_{2_n},\delta x_n,\delta y_n,\Delta\theta_{n_x},\Delta\theta_{n_y},\delta\chi_n)=A_0\left(\cos\left(\delta\chi_n\right)\vec{e}_x+\sin\left(\delta\chi_n\right)\vec{e}_y\right)\times$$
$$\times\exp\left[-2ln(2)\frac{(t-\delta T_n)^2}{\tau_0^2}-i\omega_0 t\right]*\exp\left[\mathrm{i}\,\delta\varphi_n\right]\frac{1}{\left(1+\left(4\ln(2)\frac{\delta k_{2_n}}{\tau_0^2}\right)^2\right)^{1/4}}\times \qquad (2.35).$$
$$\times\frac{\exp\left[-\frac{(x-\delta x_n)^2}{w^2}\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_x}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}}\frac{\exp\left[-\frac{(y-\delta y_n)^2}{w^2}\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\theta_{n_y}k_0D_0}{4\ln(2)}\right)^2}}$$

Хорошо видно, что (2.35) можно факторизовать, то есть представить в виде произведения функций от рассмотренных параметров

$$\mathrm{E}(t,x,y,\delta T_n,\delta\varphi_n,\delta k_{2_n},\delta x_n,\delta y_n,\Delta\theta_n,\delta\chi_n)=A_0E_1(t,\delta T_n)E_2(\delta\varphi_n)E_3(\delta k_{2_n})E_4(x,\delta x_n)\times$$
$$\times E_5(y,\delta y_n)E_6(\Delta\theta_{n_x})E_7(\Delta\theta_{n_\mathrm{y}})E_8(\delta\chi_n)=A_0\prod_i E_i\left(\delta X_{n_i}\right) \qquad (2.36),$$

где X_{n_i} – i-й параметр в n-ом канале (например, $X_{1_2}=\delta\varphi_1$).

Покажем далее, что при этом факторизуется и эффективность когерентного сложения. С учётом (2.36), а также как и во всех остальных разделах, полагая возмущения во всех каналах статистически независимыми с одинаковыми нормальными распределениями, получаем выражение для пиковой интенсивности суммарного импульса

$$\bar{I}_\Sigma^{peak}=\int\left|\sum_{n=1}^{N}A_0\prod_i E_i\left(\delta X_{n_i}\right)\right|^2\prod_i\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{n_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)^N}\prod_n d\delta X_{n_i}=$$
$$=A_0^2\int\left(\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{N}\prod_i E_i\left(\delta X_{n_i}\right)E_i^*\left(\delta X_{m_i}\right)\right)\prod_i\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{n_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)^N}\prod_n d\delta X_{n_i}=$$
$$=A_0^2\int\left(\sum_{n=1}^{N}\prod_i\left|E_i\left(\delta X_{n_i}\right)\right|^2+\sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1,m\neq n}^{N}\prod_i E_i\left(\delta X_{n_i}\right)E_i^*\left(\delta X_{m_i}\right)\right)\prod_i\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{n_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)^N}\prod_n d\delta X_{n_i}=$$
$$=A_0^2\left(N\prod_i\int\left|E_i\left(\delta X_{1_i}\right)\right|^2\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)}d\delta X_{1_i}+N(\mathrm{N}-1)\prod_i\left|\int E_i\left(\delta X_{1_i}\right)\frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)}d\delta X_{1_i}\right|^2\right) \qquad (2.37)$$

где учтено, что для любых n и m, согласно предположению об идентичности каналов, справедливо

$$\int \left|E_i\left(\delta X_{\mathrm{n}_i}\right)\right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{\mathrm{n}_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{\mathrm{n}_i} = \int \left|E_i\left(\delta X_{\mathrm{m}_i}\right)\right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{\mathrm{m}_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{\mathrm{m}_i} = \int \left|E_i\left(\delta X_{1_i}\right)\right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{1_i}.$$

Абсолютная эффективность, соответственно, определяется отношением (2.37) к (2.8)

$$\eta = \frac{1}{N^2}\left(N\prod_i \int \left|E_i\left(\delta X_{1_i}\right)\right|^2 \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{1_i} + N(\mathrm{N}-1)\prod_i \left| \int E_i\left(\delta X_{1_i}\right) \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{1_i} \right|^2 \right)$$

при N>>1 первым слагаемым можно пренебречь, тогда эффективность становится равна произведению вкладов в эффективность рассмотренных в предыдущих разделах факторов.

$$\eta_{N>>1} = \prod_i \left| \int E_i\left(\delta X_{1_i}\right) \frac{e^{-\frac{\sum_{n=1}^{N}\delta X_{1_i}^2}{2\sigma_X^2}}}{\left(\sqrt{2\pi}\sigma_X\right)} d\delta X_{1_i} \right|^2 = \prod_i \eta_{i_N>>1},$$

где η_i – эффективность при наличии нестабильности δX_i. Таким образом, при наличии всех возмущений итоговое снижение эффективности когерентного сложения будет определяться произведением соответствующих вкладов, выражения для которых представлены в разделах 2.1–2.6. Но так как, согласно проведённому рассмотрению, существенного изменения эффективности когерентного сложения с изменением числа каналов нет, то полученный вывод о факторизации эффективности когерентного сложения будет с хорошей точностью справедлив для любого числа каналов, а не только для N>>1

$$\eta \approx \prod_i \eta_i .$$

На практике при анализе системы с большими возмущениями, как видно из (2.34), факторизовать выражение для поля и, следовательно, для эффективности нельзя, поэтому эффективность следует анализировать посредством численного многомерного интегрирования выражения для суммарной интенсивности (аналогичного (2.37)) с учётом зарегистрированных нестабильностей, а также экспериментально зарегистрированных пространственного, фазового и спектрального профилей.

3. Двухканальная лазерная система с когерентным сложением параметрически усиленных фемтосекундных импульсов

3.1. Оптимальный тип усилителя для создания высокоинтенсивной лазерной системы, основанной на когерентном сложении

На настоящий момент существует не так много типов усилителей, потенциально (в том числе с использованием когерентного сложения) позволяющих преодолеть ультрарелятивистский барьер. Основными кандидатами являются параметрические усилители, лазерные Ti:Sa усилители и комбинированные схемы. Попытка использования для этих целей волоконных усилителей выглядит малоперспективной ввиду малой пиковой интенсивности в одном канале. Дело в том, что уже при энергии усиленных импульсов несколько миллиджоулей наблюдается серьёзная деградация усиленных импульсов, связанная с нелинейными эффектами, так как величина нелинейного фазового набега (B–интеграла) даже при таких небольших энергиях достигает ~7 рад [30], что в итоге и ограничивает максимальную достижимую в волоконных усилителях энергию импульса. Если принять во внимание ещё и тот факт, что импульс, усиленный в волокне, имеет не фемтосекундную, а субпикосекундную длительность, станет ясно, почему волоконные усилители на много порядков проигрывают параметрическим и лазерным по максимальной достижимой интенсивности. Поэтому для достижения ультрарелятивистского предела с использованием волоконных лазерных систем потребуется сложение ~10^4 каналов, а для достижения 10^{25} Вт/см^2 ещё примерно на 2 порядка большего числа каналов. С практической точки зрения это выглядит крайне сомнительной идеей, хотя подобные проекты и озвучиваются [42].

Сопоставим перспективность лазерных и параметрических усилителей. Принимая во внимание, что основной целью является достижение высокой пиковой интенсивности (которая пропорциональна отношению энергии к длительности), наиболее важными параметрами являются энергия усиленного импульса и его длительность. Параметрические усилители позволяют получать усиленные импульсы длительностью ~5 фс [12], что в несколько раз меньше предела для лазерных усилителей, который составляет ~25 фс [13]. Так как энергия усиленного импульса в основном ограничена апертурой и стойкостью усилителя, то критичным параметром является максимальная достижимая апертура усилителя. Для Ti:Sa лазерных усилителей она достигает 20 см [9], для параметрических в зависимости от типа кристалла составляет примерно те же 10–30 см [9]. Таким образом, с точки зрения достижения высокой пиковой интенсивности параметрические усилители немного более перспективны за счёт возможности достижения меньшей длительности усиленного импульса.

В связи с тем, что, как отмечалось выше, одноканальные системы близки к своему технологическому пределу, для заметного продвижения в область ультрарелятивистских интенсивностей (достижения ~10^{25} Вт/см^2) требуется использование метода когерентного сложения. Поэтому важным также является вопрос перспективности усилителя для использования в многоканальной системе с когерентным сложением. В связи с тем, что по природе процесса лазерного усиления заметная доля энергии накачки в итоге преобразуется в тепловую и приводит к нагреву усиливающего элемента, при лазерном усилении потенциально возникает немало проблем, связанных с фазовыми искажениями, возникающими из–за различных термооптических эффектов, которые приводят к ухудшению таких параметров как фазовая и угловая нестабильность. Эти параметры, как следует из предшествующей главы, являются критичными для реализации высокоэффективного когерентного сложения и, следовательно, для достижения экстремальных интенсивностей. В оптимизированном параметрическом усилителе (при достаточно низком поглощении накачки, холостой и сигнальной волн) подобными тепловыми эффектами можно пренебречь. Поэтому параметрические усилители являются более перспективными для создания высокоинтенсивных лазерных систем с когерентным сложением усиленных импульсов.

Согласно анализу в [43] наиболее перспективным кристаллом для создания параметрических усилителей является LBO (LiB_3O_5). Он сочетает в себе широкую полосу усиления, возможность достижения большой апертуры, достаточно высокую нелинейность, практически полное отсутствие поглощения участвующих в процессе волн. Поэтому создаваемая в ИЛФ СО РАН лазерная система основана на параметрическом усилении в кристаллах LBO и BBO (β–BaB_2O_4) при пикосекундной (~90 пс) накачке. BBO используется на первых каскадах, так как с точки зрения эффективности и ширины спектральной полосы усиления BBO лучше LBO, но апертура этих кристаллов ограничена несколькими сантиметрами, что делает их непригодными для использования на конечных каскадах.

3.2. Экспериментальная установка. Двухканальная лазерная система с когерентным сложением параметрически усиленных импульсов, созданная в ИЛФ СО РАН

Для проведения экспериментов по когерентному сложению усиленных импульсов в ИЛФ СО РАН создана двухканальная лазерная система с параметрическим усилением при пикосекундной накачке. Каждый канал системы состоит из трёх каскадов параметрического усиления на основе кристаллов BBO и LBO. Схема системы представлена на рис. 3.1. В качестве задающего лазера использован Ti:Sa фемтосекундный лазер (Fusion Pro 400, FemtoLasers), генерирующий импульсы с центральной длиной волны 800 нм, длительностью 12

фс, при частоте следования 75 МГц. Далее фемтосекундные импульсы растягиваются (во времени) до ~40 пс с применением решёточного стретчера с оффнеровским телескопом, который будет подробно описан в разделе 4.2. В качестве лазера накачки в созданной системе используется 4–х канальный лазер APL 2106 (Ekspla), генерирующий в каждом канале импульсы с энергией до 600 мДж, длительностью 90 пс при частоте следования 10 Гц и диаметром пучка (по интенсивности по уровню e^{-2}) ~16 мм.

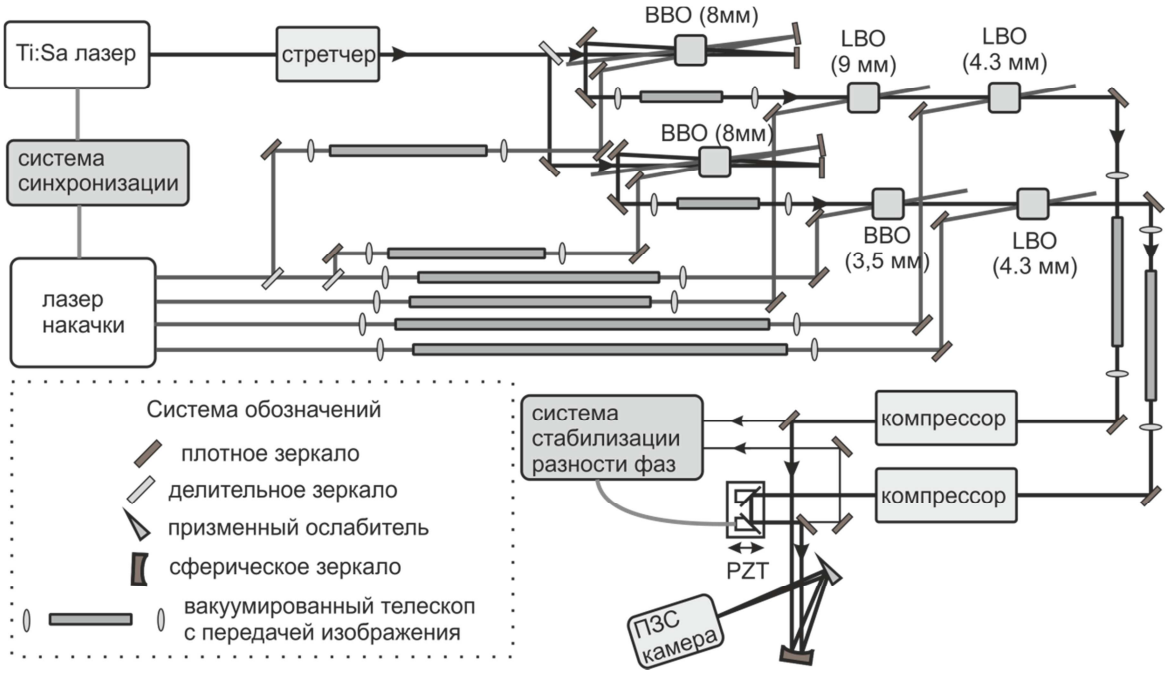

Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки (PZT – пьезокерамика)

В связи с тем, что эффективное параметрическое усиление возможно только при оптимальном перекрытии импульса накачки и усиливаемого импульса в нелинейном кристалле, требуется прецизионная синхронизация этих импульсов. С этой целью в институте была разработана система синхронизации фемтосекундного лазера и задающего 75 МГц пикосекундного лазера системы накачки. Качественная схема системы представлена на рис. 3.2. Спектральная плотность относительных фазовых шумов без стабилизации и после включения системы стабилизации представлены на рис. 3.3. Из полученных экспериментальных данных установлено, что созданная система позволяет поддерживать относительную нестабильность задержки между импульсами (джиттер) двух лазеров на уровне 200 фс [26].

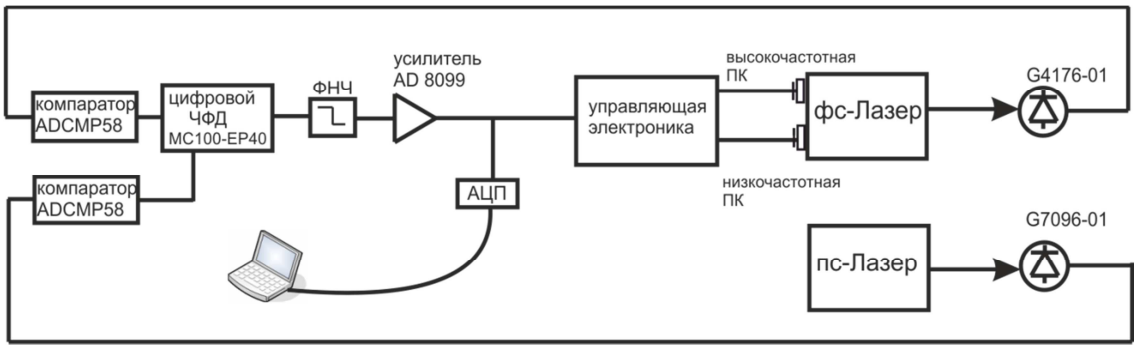

Рис. 3.2. Схема синхронизации задающего фемтосекундного лазера и лазера накачки (ЧФД – частотно–фазовый детектор, ФНЧ – фильтр нижних частот, АЦП – аналогово–цифровой преобразователь, ПК – пьезокерамика).

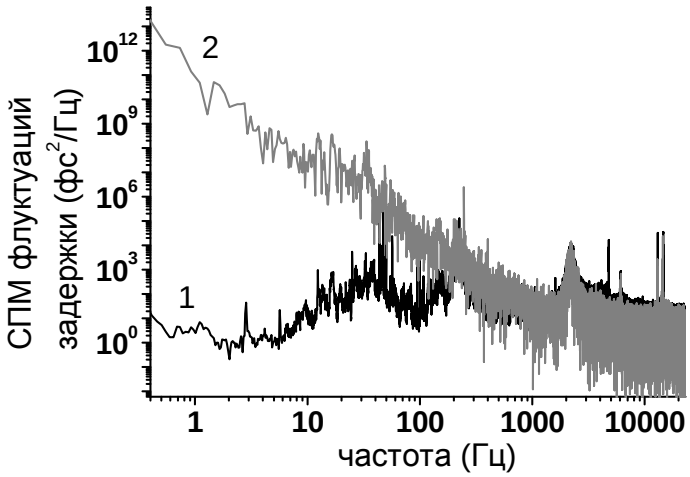

Рис. 3.3. Спектральная плотность мощности (СПМ) флуктуаций задержки между импульсами задающего фемтосекундного лазера и лазера накачки со стабилизацией (1) и без стабилизации (2).

Созданные оптические параметрические усилители чирпованных импульсов основаны на нелинейных кристаллах BBO и LBO. Первые каскады реализованы по двухпроходной схеме усиления на кристаллах BBO (I тип, θ=23,7^o, φ=90° длина 8 мм, апертура 5x8 мм), второй и третий каскады по однопроходной. На втором каскаде в первом канале использован кристалл LBO (I тип, θ=90°, φ=13,8^o, длина 9 мм, апертура 18x18 мм), во втором канале – BBO (I тип, θ=23,7^o, φ=90° длина 3,5 мм, апертура 18x18 мм). На третьих каскадах усиление происходит в кристаллах LBO (I тип, θ=90°, φ=13,8^o, длина 4,3 мм, апертура 30 мм). В каждом канале накачки использован вакуумированный двухлинзовый телескоп с передачей изображения и минимальной расходимостью для сохранения исходного качества пучка накачки на кристалле. Конструктивно телескоп представляет собой металлическую вакуумированную (до 10^{-5} бар) кювету с окнами на её концах. Снаружи кюветы недалеко от окон расположены линзы, которые формируют телескоп Кеплера и имеют фокусные расстояния, обеспечивающие минимальные

сферические аберрации [44]. Все окна и линзы изготовлены из кварца (КВ) и с двух сторон имеют стойкое просветляющее покрытие. При этом на первых каскадах диаметр пучка накачки уменьшается до 3,5 мм, на вторых и третьих до 13 мм. После первого каскада пучок усиленного излучения диаметром ~2 мм расширяется вакуумированным телескопом с передачей изображения и минимальной расходимостью до размера ~13 мм для согласования с диаметром пучка накачки на втором каскаде. Усиленный импульс с последнего каскада также передаётся на компрессор с помощью вакуумированного телескопа с передачей изображения, минимальной расходимостью и пространственной фильтрацией для минимизации пространственный неоднородностей, способных привести к повреждению оптических элементов компрессора.

Энергии импульсов накачки и усиленных импульсов на всех каскадах для обоих каналов представлены в таблице 3.1. Спектры усиленных импульсов представлены на рис. 3.4. На рис. 3.4 представлен также спектр неусиленных импульсов перед первым каскадом. Спектр усиленных импульсов после третьего каскада обоих каналов соответствует спектрально–ограниченной длительности импульса (FWHM) 21 фс. Здесь стоит отметить, что, несмотря на исходную длительность импульса на выходе лазера 12 фс, его спектр после стретчера обужается до 55 нм (рис. 3.4), которые соответствуют спектрально–ограниченной длительности 21 фс. Такая деформация спектра связана с довольно большим по сравнению с автоколлимационным (~29°) углом падения на первую решётку (~45°), при котором возникает существенная зависимость эффективности дифракции от длины волны. Довольно большой угол падения необходим, как будет показано в разделе 4, для обеспечения достаточно большой апертуры компрессора. Данную проблему, тем не менее, в перспективе можно будет решить заменой отражающих дифракционных решёток на пропускающие, позволяющие, в отличие от отражающих, использовать их в автоколлимационной конфигурации. Это позволит практически полностью избавиться от рассматриваемого обужения спектра.

Таблица 3.1. Энергия импульсов накачки и усиленных импульсов.

Номер каскада	Энергия импульсов накачки 1–й канал (мДж)	Энергия усиленных импульсов 1–й канал (мДж)	Энергия импульсов накачки 2–й канал (мДж)	Энергия усиленных импульсов 2–й канал (мДж)
1	19,5	2	22	2
2	480	75	400	100
3	500	170	500	230

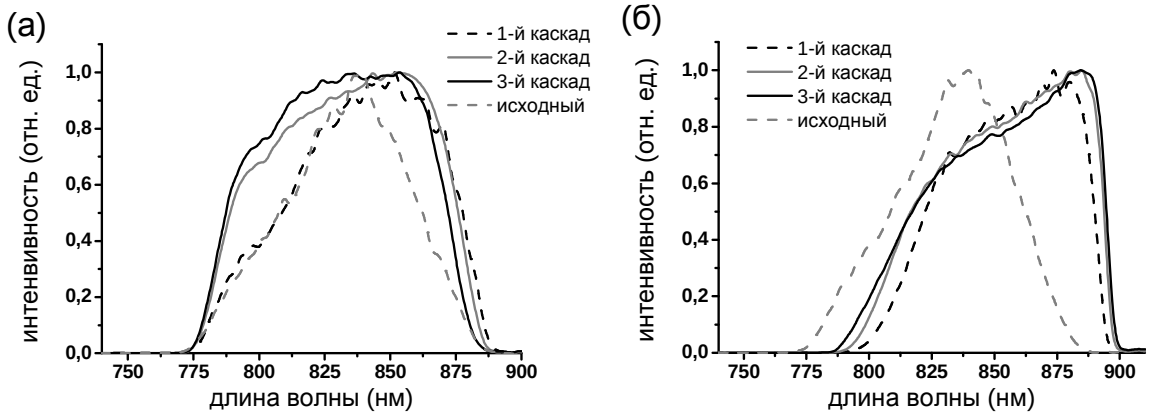

Рис. 3.4. Спектры импульса перед кристаллом на первом каскаде и усиленных импульсов после каждого каскада первого (а) и второго (б) каналов.

Энергия усиленных импульсов после третьего каскада составляла 170 мДж в первом канале и 230 мДж во втором канале. После вакуумированного телескопа с передачей изображения с минимальной расходимостью и угловой фильтрацией энергия снижалась до 155 мДж и 220 мДж в первом и втором каналах соответственно. Угловая фильтрация была необходима для предотвращения повышения вероятности пробоя решёток из–за мелкомасштабных неоднородностей. Энергия после компрессоров снизилась приблизительно на 50% (это типичная величина эффективности компрессоров, основанных на отражательных дифракционных решётках) до 76 и 112 мДж соответственно. Зарегистрированная среднеквадратичная нестабильность энергии усиленных сжатых импульсов составила 4% в первом канале и 2% во втором канале. На рис. 3.5 представлены гистограммы распределения энергии импульсов. Данные получены при непрерывной регистрации ~1000 импульсов.

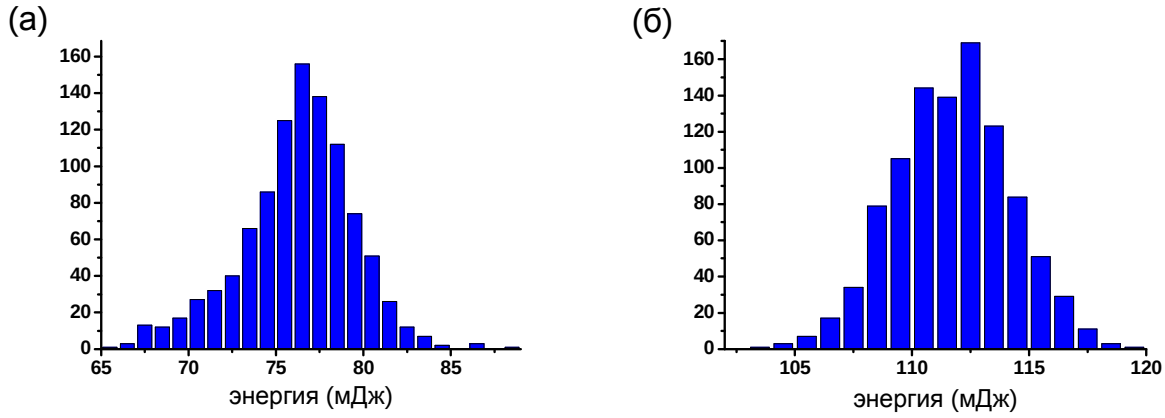

Рис. 3.5. Гистограммы распределения энергий усиленных сжатых импульсов в первом (а) и втором (б) каналах.

Профили усиленных импульсов после компрессоров представлены на рис. 3.6. Пучок в обоих каналах имеет диаметр 14 мм. Угловые спектры усиленных, сжатых импульсов

представлены на рис. 3.7. Импульсы в первом канале имеют FWHM расходимость 80 мкрад, во втором канале 90 мкрад.

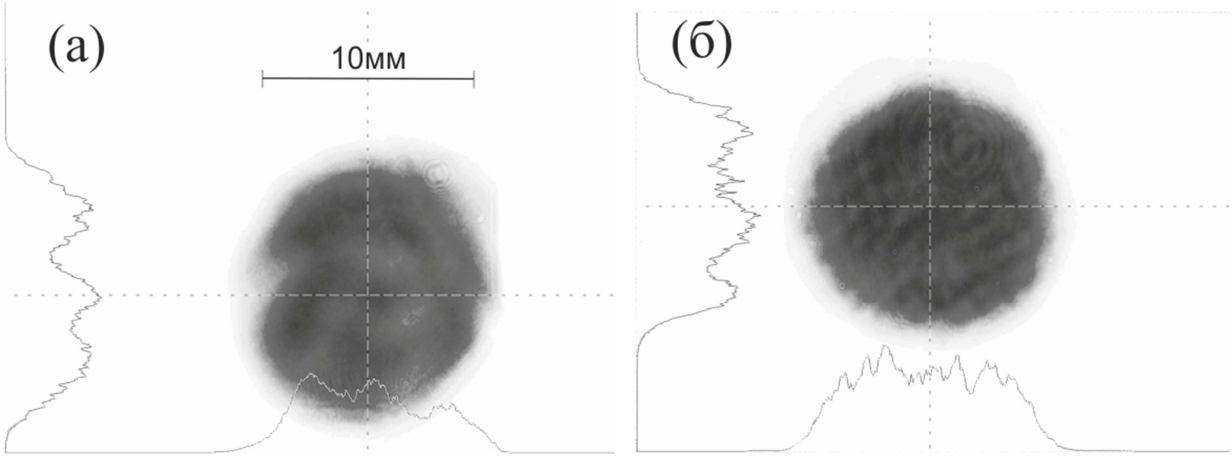

Рис. 3.6. Профиль усиленных импульсов после компрессоров в первом (а) и втором (б) каналах.

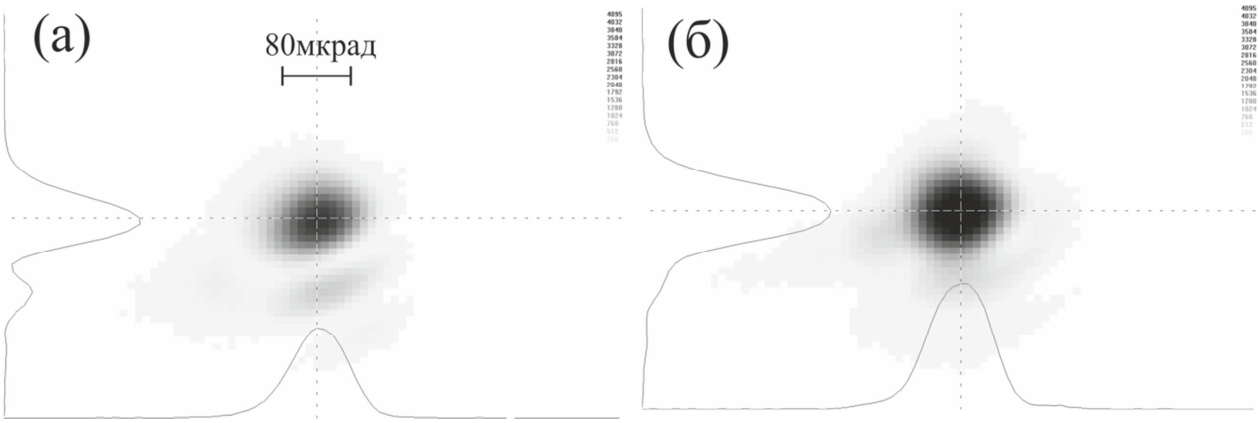

Рис. 3.7. Угловые спектры (профили, зарегистрированные в фокальной плоскости при фокусировке импульсов линзой с фокусным расстоянием 101 см) усиленных сжатых импульсов в первом (а) и втором (б) каналах.

4. Система стретчер–компрессор для высокоинтенсивных лазерных систем с параметрическим усилением при пикосекундной накачке

При создании систем временного растяжения фемтосекундных импульсов и последующего их сжатия после каскадов усиления до мультитераваттного и петаваттного уровня пиковой мощности возникает ряд проблем, среди которых основными являются:

1. Точная компенсация спектрального фазового набега, вносимого стретчером, компрессором и остальными элементами системы (нелинейные кристаллы, подложки делительных зеркал, окна вакуумных пространственных фильтров и т.п.).

2. Обеспечение достаточно большой апертуры пучка в компрессоре и, соответственно, самого компрессора для гарантирования долговременного отсутствия оптических повреждений элементов компрессора при заданном уровне выходной мощности

3. Различные искажения (аберрации, нелинейный фазовый набег, угловой чирп и т.п.), вносимые системой стретчер–компрессор, должны быть достаточно малы.

Реализация первого пункта необходима для достижения близкой к спектрально–ограниченной длительности усиленного сжатого импульса и, соответственно, максимально возможной пиковой мощности при заданной энергии усиленного импульса. Второй пункт важен для обеспечения принципиальной возможности использования компрессора для сжатия импульсов до петаваттного уровня пиковой мощности. Третий пункт важен для создания систем высокой интенсивности, так как все перечисленные искажения в итоге приводят к снижению пиковой интенсивности сфокусированного импульса.

В большинстве реализованных и создаваемых мультитераваттных и петаваттных фемтосекундных системах отмеченные выше проблемы решаются использованием компрессоров на основе отражательных голографических решёток достаточно большого размера (10–100 см). Такой подход к решению проблемы возможен благодаря тому, что обычно в подобных системах происходит усиление импульсов, чирпованных до ~1 нс (соответственно импульсы накачки имеют длительность >~1 нс). В этом случае апертура компрессора, определяющая максимально достижимую мощность сжатых импульсов, ограничена, в первую очередь, размером используемых решёток. В отличие от подобных систем, развиваемый в ИЛФ СО РАН комплекс основан на параметрических каскадах усиления на основе кристаллов BBO и LBO с накачкой импульсами пикосекундной длительности (90 пс). Пикосекундная накачка, в отличие от наносекундной, позволяет получать усиленные импульсы длительностью менее 10 фс благодаря использованию более тонких кристаллов. При использовании накачки длительностью 90 пс в разрабатываемом в ИЛФ СО РАН петаваттном комплексе, как показано в [43], оптимальной является длительность растянутого усиливаемого импульса ~40 пс. Однако переход к пикосекундной длительности растянутого импульса приводит к тому, что максимальная апертура компрессора ограничивается в первую очередь не размером дифракционных отражательных решёток, а расстоянием между ними. Причём эти ограничения носят принципиальный геометрический характер (рис. 4.1). В связи с этим ограничением, стандартный способ сжатия усиленных импульсов отражательными дифракционными решётками при сжатии импульсов с 40 пс до 10 фс, как будет показано далее, не позволяет достичь пиковой мощности более ~10 ТВт. Переход к альтернативным схемам компрессора, содержащим пропускающие элементы, остро ставит вопрос ухудшения параметров сжатых

импульсов из–за нелинейных эффектов, то есть начинает существенно сказываться 3–я проблема из представленного выше перечня. Таким образом, проблема разработки системы растяжения фемтосекундных импульсов до нескольких десятков пикосекунд и их последующего сжатия после каскадов параметрического усиления до мультитераваттного или петаваттного уровня мощности является актуальной.

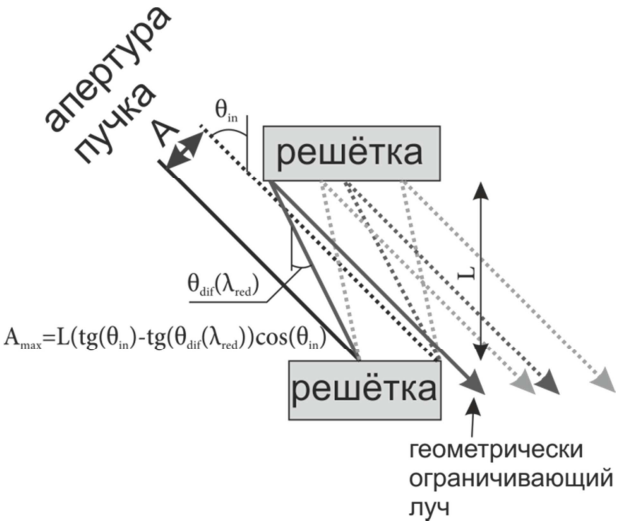

Рис 4.1. Ограничение апертуры пучка при сжатии в компрессоре на основе отражающих дифракционных решёток.

4.1. Компрессор

Как отмечено выше, основная проблема при создании системы стретчер–компрессор для комплексов с параметрическим усилением при длительности импульсов накачки ~100 пс, состоит в выборе подходящего компрессора, позволяющего сжимать импульсы пиковой мощностью, превышающей несколько десятков тераватт. В связи с тем, что проблема состоит именно в компрессоре, с него и начнём рассмотрение. В частности, проведём анализ компрессора, позволяющего сжимать импульсы до пиковой мощности 1 ПВт.

В настоящий момент набор возможных для использования в компрессоре (а также стретчере) дисперсионных элементов ограничен следующим перечнем: отражающие и пропускающие дифракционные решётки, призмы, гризмы, объёмный компрессор и чирпованные зеркала. Основные преимущества и недостатки перечисленных дисперсионных элементов при сжатии импульсов с 40 пс до 10 фс (для этого требуется внести дисперсию групповых задержек ~145000 фс^2) представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Возможные варианты компрессора на основе различных дисперсионных элементов.

№	компрессор	Практическая возможность внесения требуемой дисперсии	Эффективность компрессора	Величина вносимого нелинейного фазового набега (B–интеграла)	Применимость для разрабатываемой петаваттной системы
1	Пропускающие решётки в комбинации с чирпованными зеркалами	да	Высокая (до 60–70%)	Варьируется снижением интенсивности в подложке решёток за счёт дожатия чирпованными зеркалами (можно реализовать <1)	+
2	Пропускающие решётки	да	Высокая (до 60–70%)	>1	-
3	Отражающие решётки	да	<60%, зависит от угла падения на первую решётку	0	-
4	Объёмный компрессор	да	Очень высокая (до >90%)	>>1 (при характерной апертуре ~ 10 см)	-
5	Гризмы (дифракционные решётки + призмы)	да	Низкая (~20%, из–за использования решёток с низкой плотностью штрихов (300–600 штр/мм))	>1	-
6	Призмы	нет	Высокая	>1	-
7	Чирпованные зеркала	нет	Высокая	~0	-

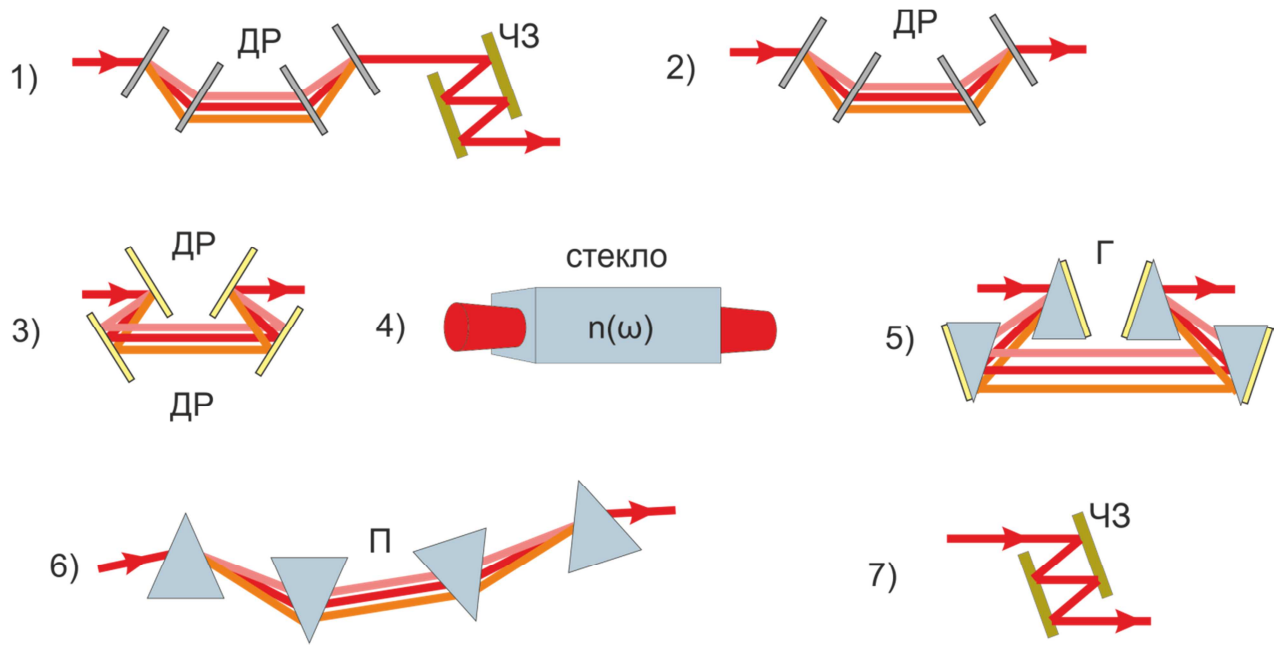

Рис. 4.2. Качественные схемы рассматриваемых компрессоров, номера согласованы с таблицей 4.1. (ДР – дифракционные решётки, ЧЗ – чирпованные зеркала, Г – гризмы, П – призмы)

Призмы и чирпованные зеркала сразу исключаются ввиду невозможности обеспечить требуемую величину дисперсии, гризмы ввиду низкой эффективности и внесению существенной (>1 рад) величины нелинейного фазового набега материалом призм.

Объёмный компрессор интересен с точки зрения возможности достижения высокой эффективности (>90%), но возникает серьёзная проблема минимизации нежелательных нелинейных эффектов. Для снижения влияния нелинейных эффектов оптимальной является конфигурация компрессора, первая часть которого состоит из стекла с большой величиной дисперсии групповых скоростей, но в то же время и значительной величиной нелинейного показателя преломления (n_2) (например, SF57, для которого $n_2 \approx 20*10^{-16}$ см^2/Вт [45, 46]), а вторая из стекла с малой величиной n_2, но и небольшой дисперсией групповых скоростей (например, плавленый кварц, для которого $n_2=1{,}8*10^{-16}$ см^2/Вт [32]). Такая конфигурация позволяет снизить нелинейный фазовый набег за счёт использования на последней стадии материала с небольшим n_2 и в то же время сохранить относительную компактность за счёт использования на начальной стадии материала с большой дисперсией групповых скоростей. Так при сжатии в объёмном компрессоре гипергауссового пучка с пространственным профилем

$$I(r) = A\exp\left(-2r^4/W^4\right) \quad (4.1),$$

пиковой мощностью 1 ПВт для того, чтобы величина нелинейного фазового набега не превышала 1 рад и потери энергии из–за ограничения апертуры были не более 1%, апертура компрессора должна быть не менее 170 см (при длине участка из SF57 60 см и участка из

плавленого кварца – 30 см). Зависимость B–интеграла ($B(\mathrm{L}) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\int_0^L n_2(\mathrm{z})I(z)dz$, где n_2 – нелинейный показатель преломления) от пройденного импульсом расстояния в компрессоре представлена на рис. 4.3(а). Доступных стёкол таких размеров с высоким оптическим качеством в настоящее время нет. Добавление чирпованных зеркал после стеклянных блоков позволяет снизить требуемую апертуру в два раза, но проблему не решает (рис. 4.3(б)). Так в спектральном диапазоне 700–900 нм максимальная величина дисперсии второго порядка изготавливаемых на данный момент зеркал составляет ~300 фс^2, поэтому на практике внесение более ~10000 фс^2 чирпованными зеркалами представляется маловероятным. При этом использование чирпованных зеркал, вносящих 10000 фс^2, позволяет снизить требования на апертуру до 75 см. Но стёкол даже такой апертуры высокого оптического качества не производится. Поэтому объёмный компрессор для рассматриваемого типа лазерных систем в настоящее время нереализуем.

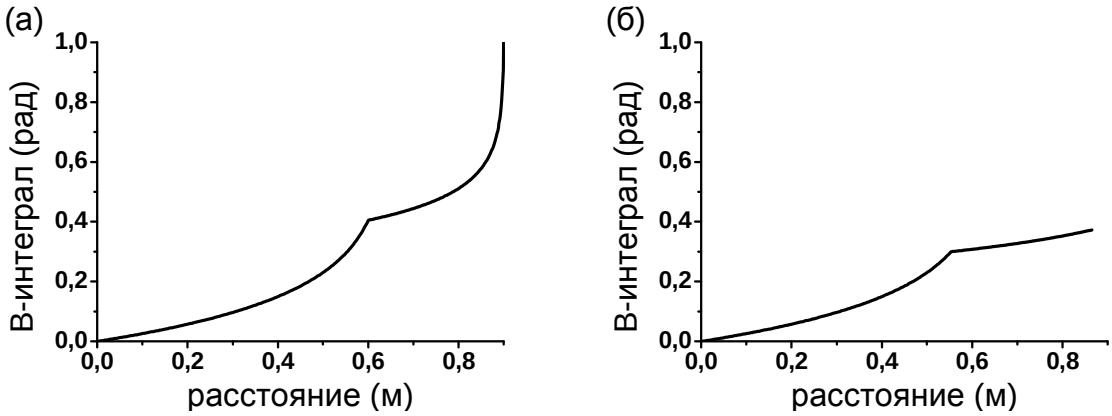

Рис. 4.3. Нелинейный фазовый набег (B–интеграл) в объёмном компрессоре при энергии импульса 10 Дж, диаметре 135 см, спектрально–ограниченной длительности 10 фс без использования чирпованных зеркал (компрессор: SF57 60 см и плавленый кварц 30 см) (а) и с чирпованными зеркалами, вносящими 10000 фс^2, (компрессор: SF57 длиной 55 см и плавленый кварц длиной 30 см) (б).

По той же причине (требования на апертуру для снижения до требуемой величины B–интеграла) невозможно создать компрессор для разрабатываемой в ИЛФ СО РАН лазерной системы на основе пропускающих дифракционных решёток без использования чирпованных зеркал.

Отражающие решётки на первый взгляд являются приемлемым вариантом: достаточно высокая эффективность, отсутствие нелинейных эффектов, повсеместное использование в компрессорах. Однако при использовании в компрессоре отражающих решёток возникает проблема, связанная с тем, что при достаточно небольшом коэффициенте временного растяжения импульсов (с 10 фс до 40 пс) расстояние между решётками составляет всего

несколько сантиметров (3–6 см в зависимости от угла падения на первую решётку, при плотности штрихов 1200 штр/мм), что существенно ограничивает апертуру компрессора (рис. 4.4(а)). Следует отметить, что ограничения носят сугубо геометрический характер. Ограничения на апертуру естественно создают ограничения на максимальную энергию сжимаемого импульса (рис. 4.4(б)). Так максимальная достижимая энергия сжатого импульса (с гипергауссовым профилем вида (4.1)) с учётом эффективности дифракции при использовании решёток с плотностью штрихов 1200 штр/мм, стойкостью 0,2 Дж/см^2 и сжатии с 40 пс до 10 фс составляет 110 мДж (при энергии импульса на входе в компрессор 350 мДж и угле падения на первую решётку 45 градусов), что соответствует пиковой мощности 11ТВт.

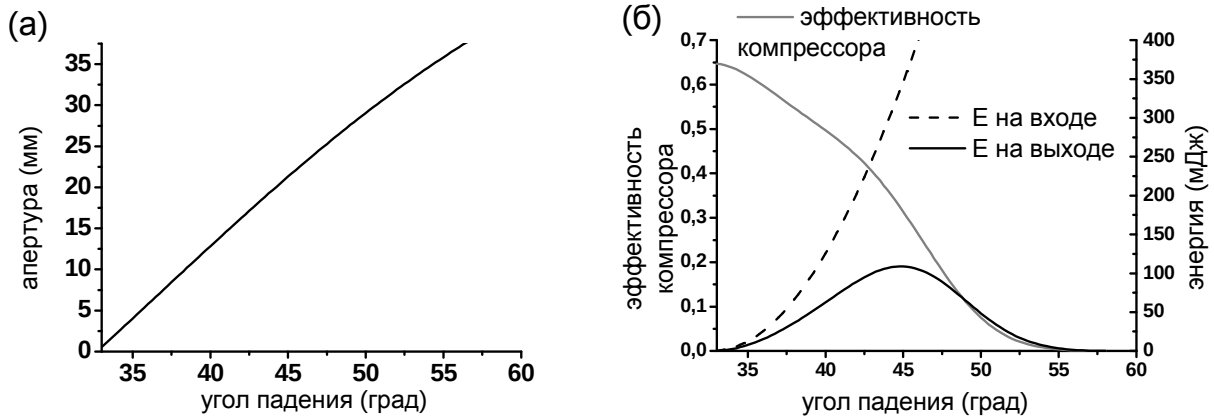

Рис. 4.4. (а) Максимальная апертура сжимаемого импульса (решётки 1200 штр/мм, сжатие с 40 пс до 10 фс, центральная длина волны 800 нм). (б) Эффективность компрессора (экспериментальные данные для голографической решётки 1200 штр/мм с золотым покрытием производства ХолоГрэйт для импульсов с центральной длиной волны 800 нм) и энергия на входе и выходе компрессора для случая пучка с гипергауссовым профилем (4.1) и пиковой плотностью энергии 0,2 Дж/см^2.

В принципе, расстояние между решётками, а, следовательно, и апертуру, и энергию сжатого импульса, при том же коэффициенте растяжения можно увеличить за счёт использования решёток с меньшей плотностью штрихов. Однако использование решёток с плотностью штрихов менее 1200 штр/мм не целесообразно, так как это приводит к существенному снижению эффективности дифракции [47].

Таким образом, компрессор на основе отражательных дифракционных решёток в рассматриваемом случае не позволяет достичь пиковой мощности сжатого импульса более ~10 ТВт. Для систем с большей пиковой мощностью требуется альтернативный компрессор.

В итоге остаётся единственный вариант компрессора для мультитераваттных и петаваттных лазерных систем с параметрическим усилением при пикосекундной накачке – компрессор на основе дифракционных пропускающих решёток в комбинации с чирпованными зеркалами. Рассмотрим случай решёток из плавленого кварца толщиной 3 мм, плотностью

штрихов 1280 штр/мм (решётки с такими параметрами производятся, например, фирмой JENOPTIK Optical Systems GmbH [48]). Использование чирпованных зеркал (вносящих отрицательную дисперсию групповых скоростей) для временного дожатия импульса после пропускающих дифракционных решёток позволяет существенно снизить интенсивность в подложке последней решётки компрессора и, следовательно, величину вносимого компрессором B–интеграла. Снижение интенсивности в подложке последней решётки за счёт добавления чирпованных зеркал позволяет при сохранении величины B–интеграла существенно уменьшить апертуру сжимаемого пучка, а, следовательно, и требуемую апертуру решёток. На рис. 4.5 представлена рассчитанная зависимость требуемого диаметра пучка (энергией на выходе компрессора 10 Дж, спектрально–ограниченной длительностью 10 фс) и соответствующей апертуры решёток для обеспечения того, чтобы величина B–интеграла не превышала 1, от величины суммарной дисперсии групповых скоростей, вносимой чирпованными зеркалами (расчет проводился для гипергауссового профиля пучка (4.1), нелинейный показатель преломления плавленого кварца $1{,}8*10^{-16}$ см^2/Вт [32]).

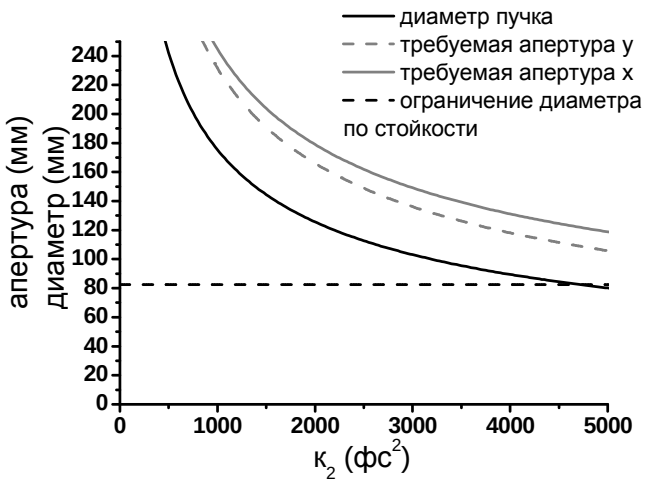

Рис. 4.5. Зависимость требований на апертуру пропускающих решёток толщиной 3 мм от дисперсии, вносимой чирпованными зеркалами, для обеспечения величины B–интеграла<1 при сжатии импульсов с гипергауссовым профилем вида (4.1) до пиковой мощности 1 ПВт.

Из данных, представленных на рис. 4.5, следует, что для сжатия импульса до мощности 1 ПВт потребуется компрессор, основанный на четырёх пропускающих дифракционных решетках размером 112x125 мм (диаметр пучка по интенсивности по уровню e^{-2} 85 мм, пиковая плотность энергии 0,29 Дж/см^2, расстояние между решётками ~30 мм) и чирпованных зеркалах, вносящих ~-4500 фс^2. Решётки с подобными параметрами доступны при современном уровне развития технологий [48]. На сегодняшний день максимальная величина дисперсии второго порядка, которую можно внести в спектральном диапазоне 700–900 нм с помощью

чирпованного зеркала ограничена на уровне ~-300 фс^2, следовательно, для набора -4500 фс^2 потребуется ~15 отражений. При этом требуемая апертура чирпованных зеркал при угле падения ~10 градусов (типичная величина для чирпованных зеркал) ~ 98 мм. Подобные зеркала (вносящие ~-300 фс^2, диаметром до 100 мм, стойкостью 0,3 Дж/см^2) производит, например. фирма UltraFast Innovations GmbH [49]. Следует отметить, что в предложенной выше схеме компрессора максимальная мощность и энергия сжатого импульса ограничены лишь апертурой компрессора, определяемой апертурой пропускающих решёток и чирпованных зеркал. Поэтому если с развитием технологий в будущем произойдёт увеличение доступной апертуры пропускающих решёток и чирпованных зеркал в 3–4 раза, то разработанная схема позволит сжимать импульсы до пиковой мощности ~10 ПВт.

Таким образом, проведенный анализ показал, что для сжатия импульсов до мультитераваттного и петаваттного уровня мощности с пикосекундного до фемтосекундного уровня длительности оптимальным и фактически единственным вариантом является компрессор, на основе пропускающих решёток и чирпованных зеркал.

4.2. Стретчер

После определения конфигурации и параметров компрессора, следующим шагом является определение подходящего стретчера, позволяющего компенсировать дисперсию всех остальных элементов системы, главным образом компрессора. Стретчером с максимально близкой дисперсией с обратным знаком является решёточный стретчер с телескопом между решётками с коэффициентом передачи -1.

Рассмотрим оптимальный вариант стретчера для компрессора, рассчитанного в предыдущем разделе. Для компенсации его дисперсии, а также дисперсии среды (нелинейные кристаллы, подложки делительных зеркал, окна вакуумных пространственных фильтров, подложки пропускающих решёток и т.п.), оптимальным является стретчер, основанный на решётках с плотностью штрихов близкой к плотности штрихов решёток компрессора и телескопом между решётками с коэффициентом передачи -1 для изменения знака вносимой дисперсии. При использовании в стретчере решёток с периодом идентичным решёткам компрессора и учёте дисперсии кристаллов и окон вакуумных телескопов удаётся компенсировать спектральную дисперсию вплоть до 3–го порядка, нескомпенсированная дисперсия 4–го порядка составляет 23650 фс^4 и может быть компенсирована за счёт использования акустооптического перестраиваемого дисперсионного фильтра (АОПДФ), расположенного после стретчера перед каскадами усиления.

Так как целью создания петаваттного лазерного комплекса является достижение предельно высокой пиковой интенсивности, телескоп в стретчере должен быть безаберрационным, то есть вносить минимальные искажения, снижающие пиковую интенсивность при последующей фокусировке усиленного сжатого импульса. В связи с этим далее рассмотрим актуальную задачу разработки стретчера [50], аберрации которого снижают пиковую интенсивность на величину, не превышающую 10%. Как известно, классическая схема стретчера с одним сферическим зеркалом не является безаберрационной [51]. При использовании сферических зеркал безаберрационной является схема телескопа, предложенная Оффнером [52, 53], но только в случае, когда объект расположен в общем центре сферических зеркал. В настоящее время широко используется схема с оффнеровским телескопом и одной дифракционной решёткой [54], сдвинутой от центра зеркал, но такая схема, как будет показано далее, безаберрационной не является. Также будет показано, что, для создания безаберрационного стретчера, необходимо использовать схему с оффнеровским телескопом и двумя решётками, первая из которых расположена в общем центре кривизны зеркал телескопа.

Для расчёта влияния на пиковую интенсивность искажений, вносимых различными схемами телескопа, был разработан программный код, основанный на методе трассировки лучей (“ray tracing”) [51, 55, 56]. Учитывались вносимые пространственные аберрации, угловой чирп и временной чирп, а также отклонения вносимого временного чирпа от идеализованного случая стретчера с безаберрационным телескопом. С использованием этого кода было проведено сравнение основных схем стретчеров с телескопами на основе сферических зеркал при схожих условиях: радиусах зеркал и сдвиге пучка от оси зеркал. Рассматриваемые схемы представлены на рис. 4.6. На рис. 4.7 и 4.8 представлены аберрации, вносимые основными типами телескопов на основе сферических зеркал, используемых в стретчерах. На рис. 4.9 представлена вносимая этими телескопами угловая дисперсия. Следует отметить, что, согласно проведённым расчетам, аберрации, вносимые стретчером с оффнеровским телескопом и двумя решётками, идентичны аберрациям, вносимым стретчером с оффнеровским телескопом той же геометрии и одной решёткой при том же коэффициенте растяжения. Также отметим, что угловой чирп отсутствует в стретчерах с двумя дифракционными решетками, одна из которых распложена в центре сферического зеркала (сферических зеркал для случая оффнеровского телескопа).

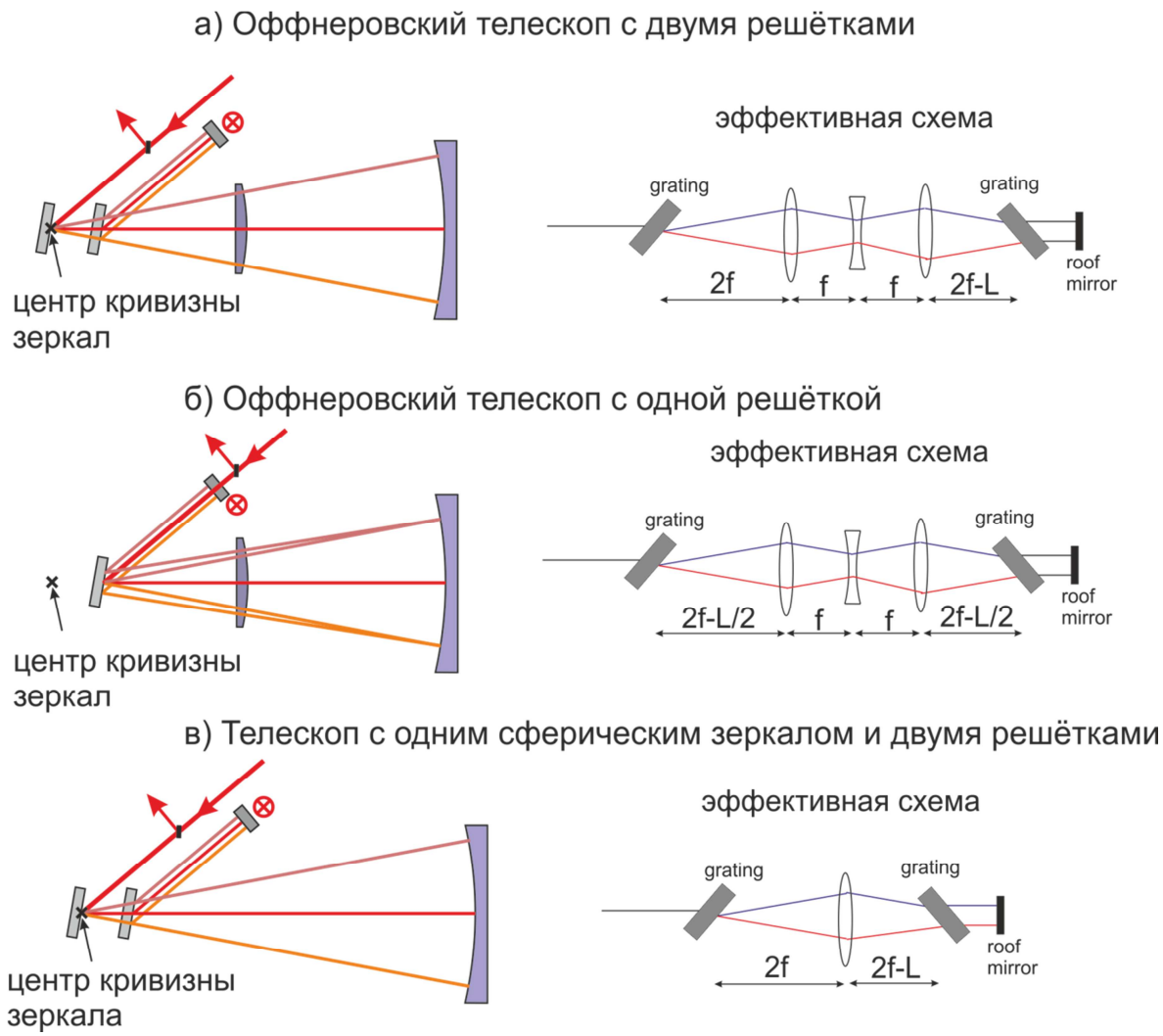

Рис. 4.6. Рассматриваемы схемы телескопов, на основе сферических зеркал (L – эффективное расстояние между решётками).

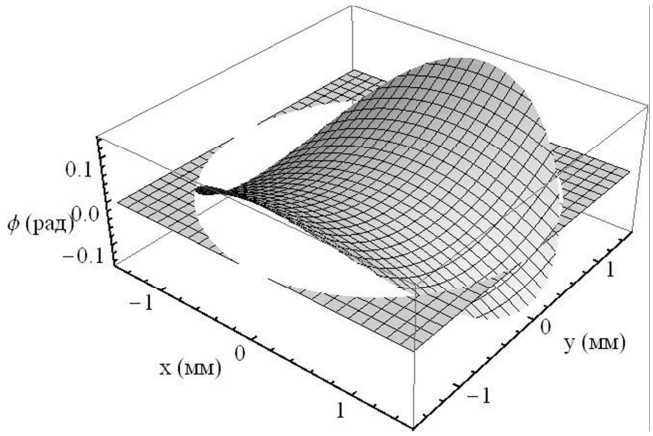

Рис. 4.7. Аберрации, вносимые стретчером с оффнеровским телескопом (совпадают для (а) и (б) рис 4.6), радиусы зеркал 400 мм и 200 мм, расстояние между зеркалами 200 мм, сдвиг перпендикулярно оси зеркал 18 мм (На представленном графике: среднеквадратичное фазовое отклонение 0,049, максимальный разброс 0,28, параметр Штреля (Strehl ratio) 0,9981)

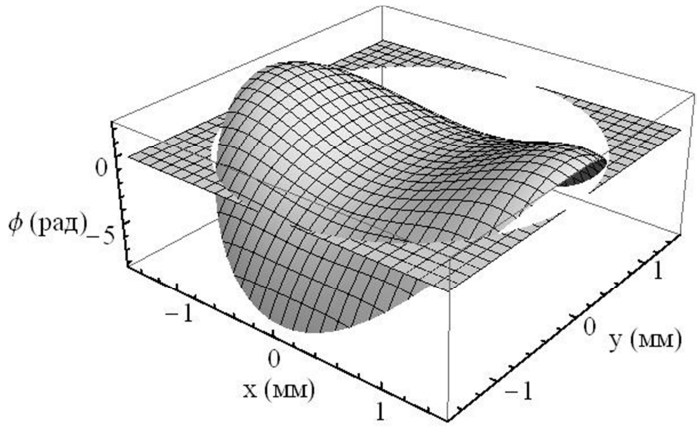

Рис. 4.8. Аберрации, вносимые стретчером с телескопом с одним сферическим зеркалом и двумя решётками, радиус зеркала 400 мм, сдвиг перпендикулярно оси (для обеспечения возможности пространственного разделения проходов) 9 мм. (На представленном графике: среднеквадратичное отклонение 2,5, максимальный разброс 10,6, параметр Штреля 0,42)

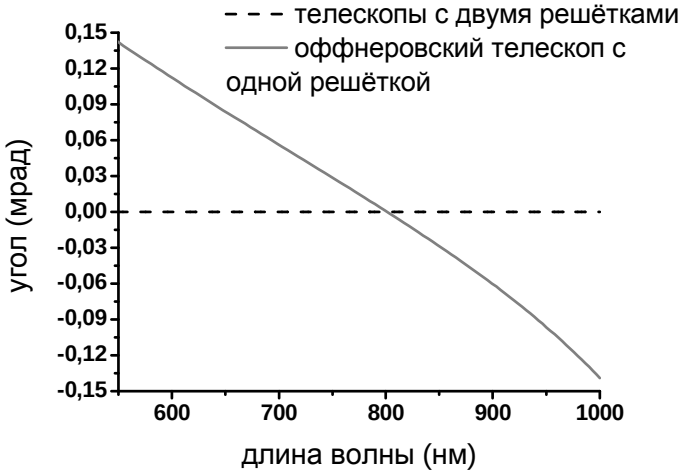

Рис. 4.9. Угловая дисперсия, вносимая рассматриваемыми телескопами.

Кроме того, был проведён анализ отклонений вносимого временного чирпа от идеализованного случая стретчера с безаберрационным телескопом, то есть от стретчера, вносящего дисперсию, равную по модулю дисперсии классического двухрешёточного компрессора, но с обратным знаком. Следует отметить, что искажения временного чирпа возникают из–за того, что различные угловые компоненты излучения при прохождении телескопа приобретают несколько различную временную задержку. С учётом того, что излучение после отражения от первой решётки имеет большой угловой чирп, это приводит к внесению телескопом стретчера (если он не является безаберрационным) временного чирпа. В таблице 4.2 представлены рассчитанные отклонения коэффициентов дисперсии второго, третьего и четвёртого порядков для рассматриваемых стретчеров от коэффициентов при использовании безаберрационного телескопа.

Таблица 4.2. Отклонения коэффициентов дисперсии для рассматриваемых стретчеров от коэффициентов при использовании безаберрационного телескопа.

	Стретчер с оффнеровским телескопом и двумя решётками	Стретчер с оффнеровским телескопом и одной решёткой	Стретчер с телескопом, состоящим из одного сферического зеркала, и двумя решётками
$к_2$ (фс^2)	0,01	-13	323
$к_3$ (фс^3)	-0,026	27,5	-696
$к_4$ (фс^4)	0,12	-155	3201
Снижение пиковой интенсивности (%) (для τ_0=10 фс)	~0	7,6	88

Совокупное влияние анализируемых выше факторов на пиковую интенсивность, получаемую при фокусировке усиленного и сжатого импульса, для рассмотренных типов стретчеров представлено в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Влияние различных факторов на пиковую интенсивность (снижение в %).

	Стретчер с оффнеровским телескопом и двумя решётками	Стретчер с оффнеровским телескопом и одной решёткой	Стретчер с телескопом, состоящим из одного сферического зеркала, и двумя решётками
Аберрации	0,2	0,2	58
Угловой чирп (при FWHM расходимости пучка перед стретчером 300 мкрад (соответствует диаметру перетяжки 2 мм))	0	3,8	0
Отклонение вносимого временного чирпа (при τ_0=10 фс)	0	7,6	88
Общий вклад (определяется произведением, то есть (1-0,113)=(1-0,002)*(1-0,038)*(1-0,076))	0,2	11,3	95

Из представленных в таблице 4.3 данных следует, что телескоп с одним сферическим зеркалом обозначенным в начале раздела требованиям не удовлетворяет, так как вносит большие аберрации и большой временной чирп, снижающие пиковую интенсивность более чем на порядок. Стретчер с оффнеровским телескопом и одной решёткой с точки зрения вносимых аберраций гораздо лучше стретчера с одним сферическим зеркалом, кроме того, он был бы проще в настройке по сравнению с телескопом с двумя решётками, так как «первая» и «вторая» решётки оказываются автоматически идеально идентичными и параллельными в связи с тем, что фактически это одна и та же решётка. Но всё же этот стретчер вносит заметный угловой чирп и искажения временного чирпа, приводящие к снижению пиковой интенсивности на 11,3%, что не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к стретчеру для разрабатываемого петаваттного комплекса. Для такого стретчера была дополнительно проанализирована зависимость достижимой пиковой интенсивности от величины сдвига решётки от центра зеркал, соответственно от коэффициента растяжения, так как чем больше сдвиг от центра, тем больше эффективное расстояние между решётками (рис. 4.10, кривая 1, при этом учитывалось только влияние углового чирпа, так как аберрации пренебрежимо малы, а отклонение временного чирпа можно компенсировать подстройкой компрессора). Из представленной зависимости следует, что данную схему целесообразно применять (для достижения пиковой интенсивности ~95% от максимально возможной) при требуемом сдвиге решётки от центра зеркал (dD) не более 20 мм (dD, в данном случае, связано с эффективным расстоянием между решётками соотношением $L_{eff} = 2*dD*\cos(\theta_{in})$, где θ_{in} – угол падения на первую решётку). Для сравнения на рис. 4.10 (кривая 2) представлена аналогичная зависимость при использовании телескопа с цилиндрическими зеркалами с теми же радиусами кривизны. Из сопоставления представленных зависимостей следует вывод, что, если требуется создать безаберрационный стретчер с одной решёткой, необходимо использовать оффнеровский телескоп с цилиндрическими зеркалами. Следует правда отметить, что доступность качественных цилиндрических зеркал с большой апертурой существенно ниже по сравнению со сферическими зеркалами аналогичного радиуса и апертуры.

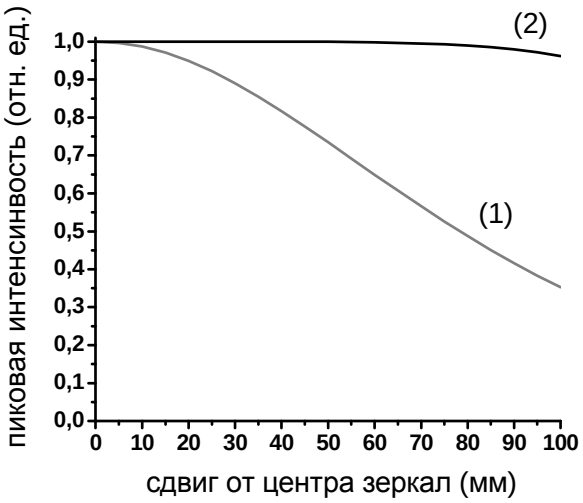

Рис. 4.10. Снижение максимальной достижимой пиковой интенсивности от сдвига решётки от центра зеркал: (1) для оффнеровского стретчера со сферическими зеркалами с радиусами 400 мм и 200 мм и одной решёткой (сдвиг пучка перпендикулярно оси зеркал 18 мм); (2) для оффнеровского стретчера с цилиндрическими зеркалами с радиусами 400 мм и 200 мм и одной решёткой (наклон пучка в вертикальной плоскости 1,2 градуса).

Таким образом, проведённый анализ показал, что стретчер с оффнеровским телескопом и двумя решётками, является безаберрационным, как с точки зрения пространственных фазовых искажений, так с точки зрения спектральных фазовых искажений и углового чирпа. Поэтому данный вариант является наиболее предпочтительным при создании высокоинтенсивных лазерных систем.

4.3. Требования на точность позиционирования элементов системы стретчер–компрессор

Основные параметры стретчера и компрессора определены в разделах 4.1 и 4.2. Далее проанализируем требования на точность позиционирования элементов системы стретчер–компрессор. Как отмечено выше при использовании отражающих дифракционных решёток с порогом пробоя ~0,2 Дж/см^2 (что является типичной величиной для современных решёток) в создаваемой системе сжать импульсы энергией более 300 мДж не представляется возможным. Существенно повысить энергию сжимаемых импульсов позволяет использование пропускающих дифракционных решёток. Однако в связи с тем, что на данном этапе энергия усиленных импульсов перед компрессором составляет ~200 мДж, острой потребности использования пропускающих решёток нет, так как компрессор, основанный на отражающих дифракционных решётках, позволяет сжимать импульсы с такой энергией. В связи с этим, а также труднодоступностью и дороговизной высококачественных пропускающих решёток, на данном этапе была создана система стретчер–компрессор, основанная на отражающих

голографических дифракционных решётках. Стоит отметить, что в стретчере был использован оффнеровский телескоп рассчитанный в разделе 4.2. В связи с вышесказанным проведём рассмотрение требований на точность настройки системы стретчер–компрессор, использованной в текущих экспериментах (решётки 1200 штр/мм, угол падения на первую решётку 45°, расстояние между решётками ~ 50 мм, длительность импульса 20 фс, диаметр пучка 14 мм в компрессоре и 3 мм в стретчере). Рассчитанные требования на точность позиционирования решёток стретчера и компрессора для достижения пиковой интенсивности не менее 95% от максимально возможной представлены в таблице 4.4, следует отметить, что они не зависят от типа используемого в стретчере телескопа. Снижение интенсивности при наличии рассматриваемых рассогласований системы стретчер–компрессор определялось величиной углового чирпа и отклонением вносимой дисперсии от требуемых для спектрально–ограниченного сжатия значений. Кроме того, для решения обозначенной задачи точность настройки уголкового отражателя (определяющая идентичность углов падения на первом и втором проходах) должна составлять ~23'.

Таблица 4.4. Требования на точность позиционирования решёток для достижения пиковой интенсивности > 95% от максимально возможной.

Параметр	Требуемая точность
Расстояние между решётками	16 мкм
Параллельность решёток в плоскости дифракции	4,7' для стретчера и 1' для компрессора
Параллельность решёток в плоскости перпендикулярной плоскости дифракции	37' для стретчера и 8' для компрессора
Параллельность штрихов решёток	27' для стретчера и 5,7' для компрессора
Угол падения на первую решётку	23'

Требуемая чувствительность настройки угла и расстояния между решётками была обеспечена за счёт моторизированных юстирующих элементов (головки и подвижки с юстирующими винтами на базе «пикомоторов» NewFocus 8322NF с шагом ~30 нм, что в используемых головках позволяет контролировать угол с шагом ~0,2"). Параллельность штрихов решёток регулировалась с помощью наклонной платформы Standa 7FA3 с разрешением 10". Параллельность решёток и штрихов настраивалась геометрически с использованием вспомогательного излучения на длине волны ~530 нм, база, на которой проводилась настройка, составляла ~ 4 м, что обеспечивает точность настройки ~40",

дополнительная подстройка угла между решётками осуществлялась с использованием одноимпульсного автокоррелятора [57]. Расстояние между решётками и угол падения на первую решётку подстраивались также по сигналу одноимпульсного автокоррелятора.

Требования на точность настройки положения зеркал оффнеровского телескопа и точность поддержания кратности их радиусов для стретчера с двумя дифракционными решетками были вычислены с использованием разработанного программного кода и представлены в таблице 4.5.

Таблица 4.5. Требования на точность настройки положения зеркал оффнеровского телескопа для достижения пиковой интенсивности > 95% от максимально возможной.

Параметр	Требуемая точность
Расстояние между зеркалами	1мм
Сдвиг перпендикулярно оси зеркал в плоскости дифракции	4мм
Сдвиг перпендикулярно оси зеркал в плоскости перпендикулярной плоскости дифракции	1мм
Кратность радиусов зеркал	$R_1/R_2 = 2 \pm 0.0075$, если R1=400мм, то R2 должно быть 200±1,5мм

Из таблицы 4.5 следует, что разработанная схема телескопа для стретчера является довольно слабокритичной к настройке и не требует моторизированных элементов позиционирования.

Одним из наиболее важных показателей качества высокоинтенсивной лазерной системы является контраст усиленных импульсов. Фактором, принципиально ограничивающим контраст усиленных импульсов, является спектральная полоса пропускания системы. Рассчитанная система имеет спектральную полосу пропускания около 750–950 нм, которая определяется конфигурацией компрессора (расстоянием между решётками, размером пучка и углом падения на первую решётку). Рассчитанный для данной спектральной полосы пропускания контраст 20 фс импульса (в предположении гауссовой спектральной формы), после прохождения системы стретчер–компрессор, представлен на рис. 4.11. Из представленного расчёта следует, что на временах, превышающих несколько сотен фемтосекунд, система позволяет получить контраст не хуже 10^{-8}.

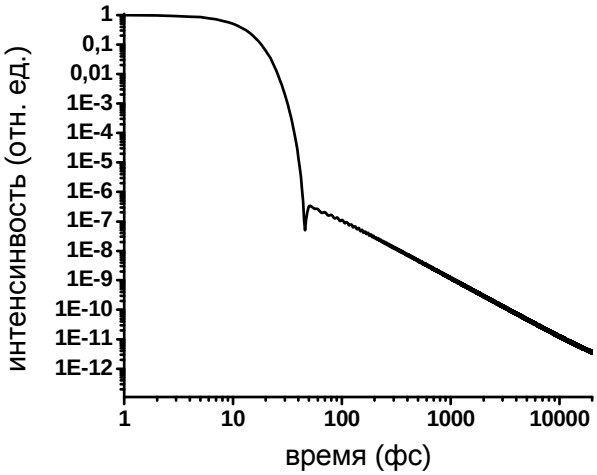

Рис. 4.11. Временной контраст 20 фс гауссового импульса после прохождения системы стретчер–компрессор (ширина области спектрального пропускания 200 нм) (профиль симметричный, то есть для t<0, зависимость та же)

4.4. Созданная система стретчер–компрессор, характеристики усиленных сжатых импульсов

Как было отмечено в предыдущем разделе на данном этапе была создана система стретчер–компрессор, основанная на отражающих голографических дифракционных решётках. Однако важно отметить, что в стретчере был использован именно тот оффнеровский телескоп, анализ которого проведён в разделе 4.2.

В стретчере использован оффнеровский телескоп с двумя сферическими зеркалами с радиусами 400 и -200 мм и апертурой 180x50 мм и 90x15 мм соответственно, а также голографические дифракционные решётки (HoloGrate) с золотым покрытием и плотностью штрихов 1200 штр/мм. Первая решётка расположена в общем центре зеркал, расстояние между решётками ~50 мм. Угол падения на первую решётку ~45°. Схема стретчера представлена на рис. 4.12. Фотография созданного стретчера представлена на рис. 4.13.

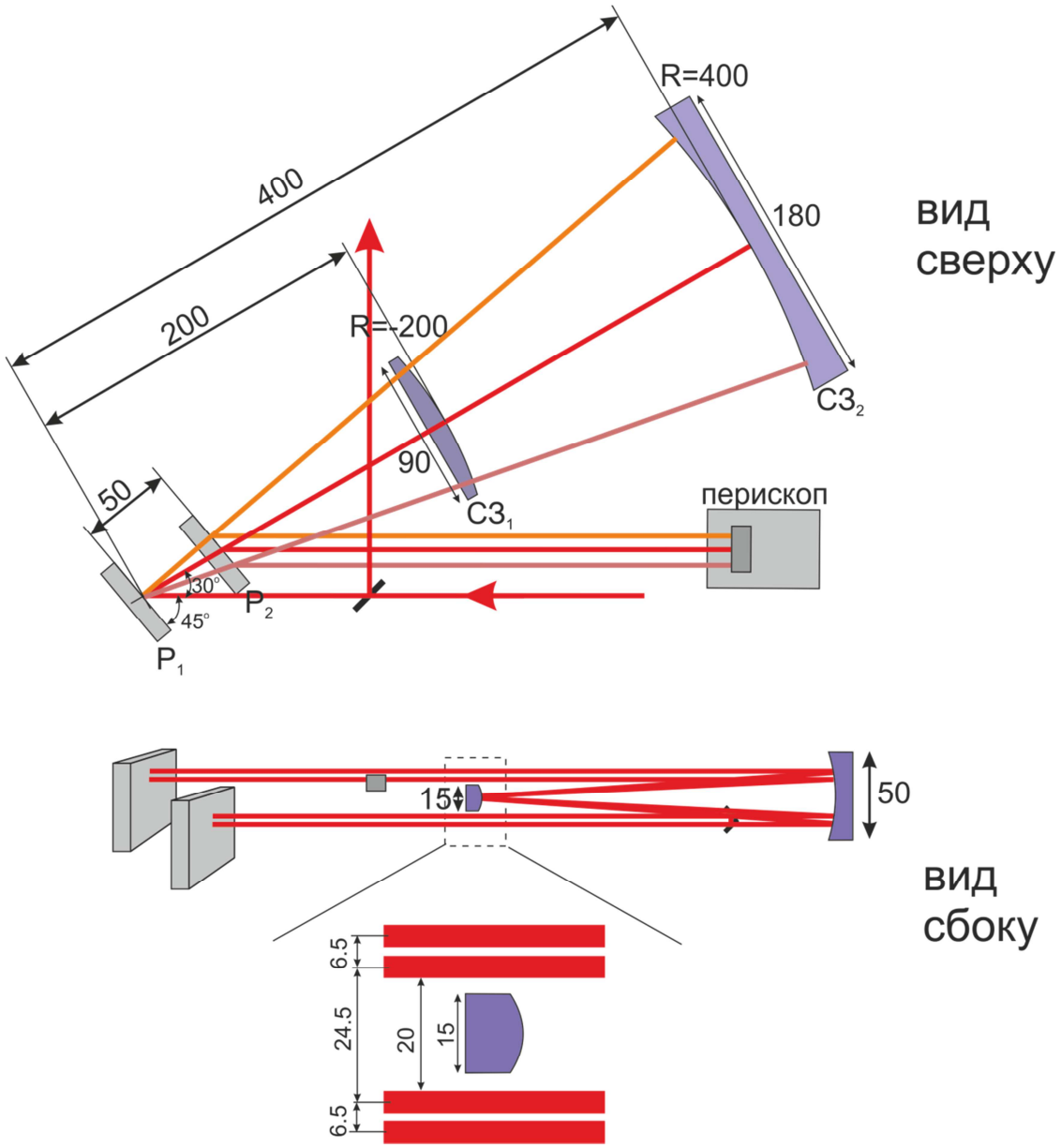

Рис. 4.12. Схема стретчера (Р – дифракционные решётки, СЗ – сферические зеркала).

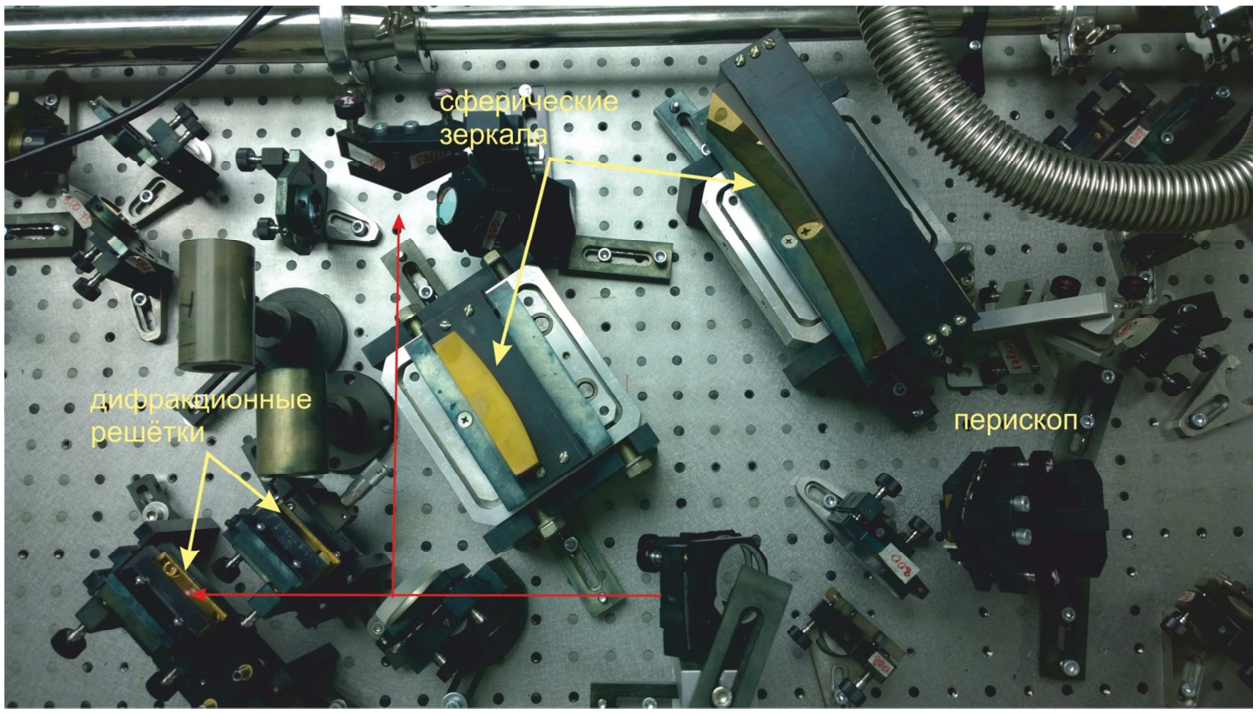

Рис. 4.13. Созданный стретчер.

Компрессоры в обоих каналах созданы в двухпроходной конфигурации и основаны на двух голографических дифракционных решётках (HoloGrate) с золотым покрытием и плотностью штрихов 1200 штр/мм. Схема компрессоров представлена на рис. 4.14. Фотография компрессоров представлена на рис. 4.15.

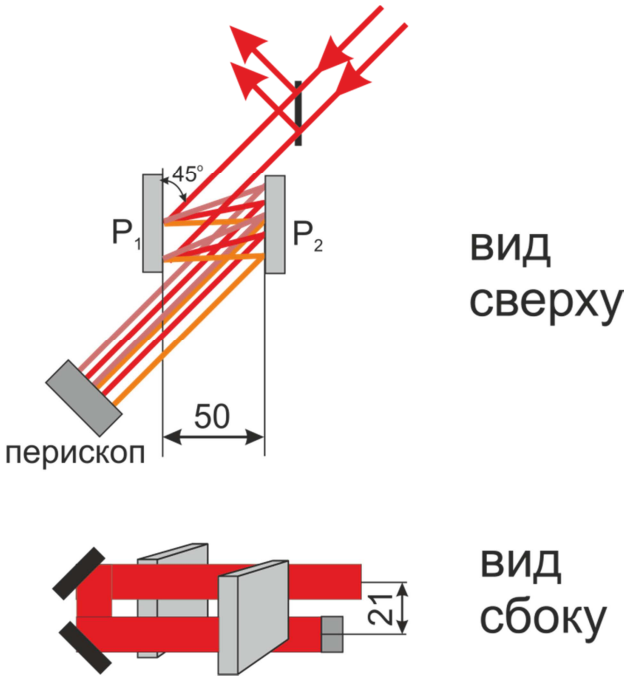

Рис. 4.14. Схема компрессоров.

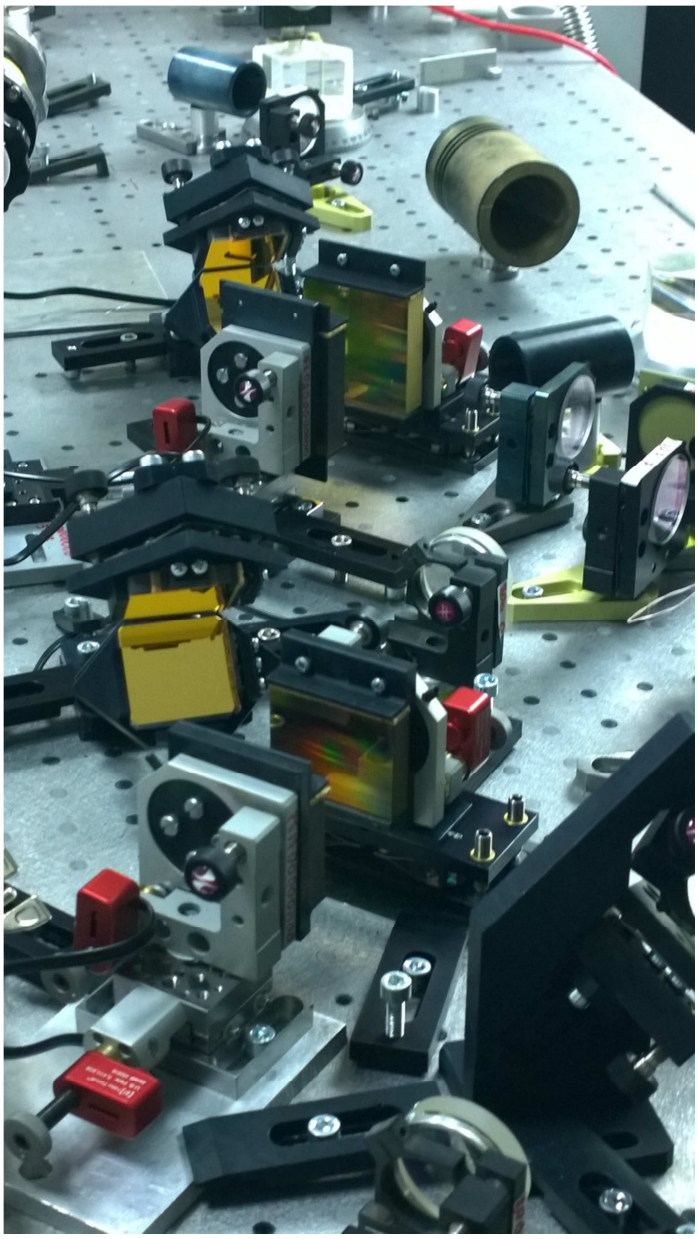

Рис. 4.15. Фотография компрессоров.

Спектр усиленных импульсов после компрессора в первом канале представлен на рис. 4.16. После оптимизации компрессоров были проведены измерения длительности усиленных сжатых импульсов с использованием одноимпульсного автокоррелятора (Avesta ASF–20T) с предварительным ослаблением излучения с помощью призм и делительных зеркал. Спектр после компрессора имеет FWHM ширину 69 нм и соответствует спектрально–ограниченной длительности 23 фс. Следует отметить, что в связи с наличием некоторой зависимости эффективности компрессора от длины волны наблюдается небольшая деформация спектра сжатых импульсов с увеличением доли длинноволновых компонент и снижения доли коротковолновых. Связано это с тем, что излучение с большей длиной волны имеет больший

автоколлимационный угол, соответственно и большую эффективность дифракции, так как чем ближе угол падения к автоколлимационному углу, тем выше эффективность дифракции (что хорошо видно на рис. 4.4(б)). После ослабления спектр немного обузился до 66 нм и соответствует спектрально–ограниченной длительности 23,5 фс. Измеренная длительность составила 23±1,5 фс (погрешность определяется нестабильностью показаний во времени, связанной, скорей всего, с некоторой нестабильностью спектра усиленных импульсов), что практически совпадает со спектрально–ограниченной длительностью. Зарегистрированная автокорреляционная функция усиленных сжатых импульсов в первом канале представлена на рис. 4.17.

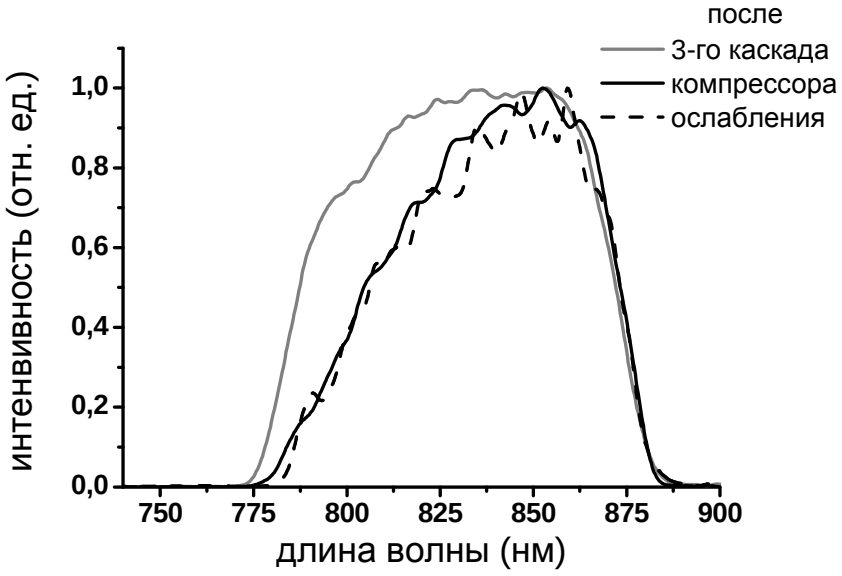

Рис. 4.16. Спектр усиленных импульсов в первом канале

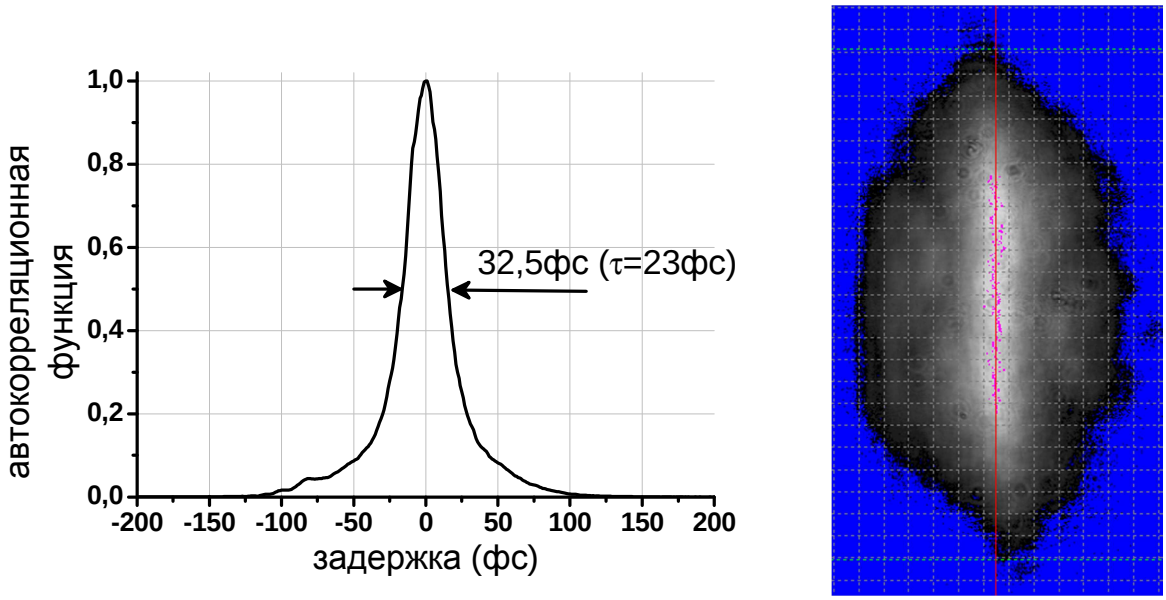

Рис. 4.17. Автокорреляционная функция усиленных сжатых импульсов в первом канале (измерения одноимпульсным автокоррелятором)

Спектр усиленных импульсов после компрессора во втором канале представлен на рис. 4.18. Спектр после компрессора имеет FWHM ширину 49 нм и соответствует спектрально–ограниченной длительности 23 фс. После ослабления спектр соответствует спектрально–ограниченной длительности 25 фс. Зарегистрированная автокорреляционная функция представлена на рис. 4.19. Измеренная длительность составила 24±1,3 фс, что практически совпадает со спектрально–ограниченной длительностью. Следует отметить, что зарегистрированный наклон фронта импульсов в обоих каналах не превышал 10^{-4} рад.

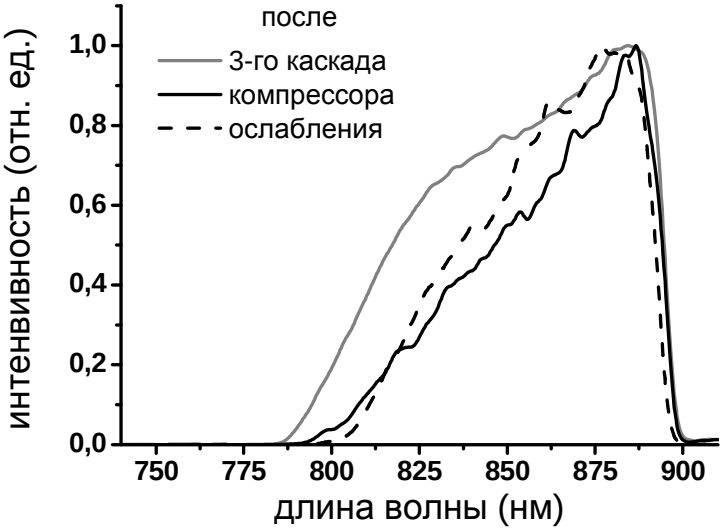

Рис. 4.18. Спектр усиленных импульсов во втором канале

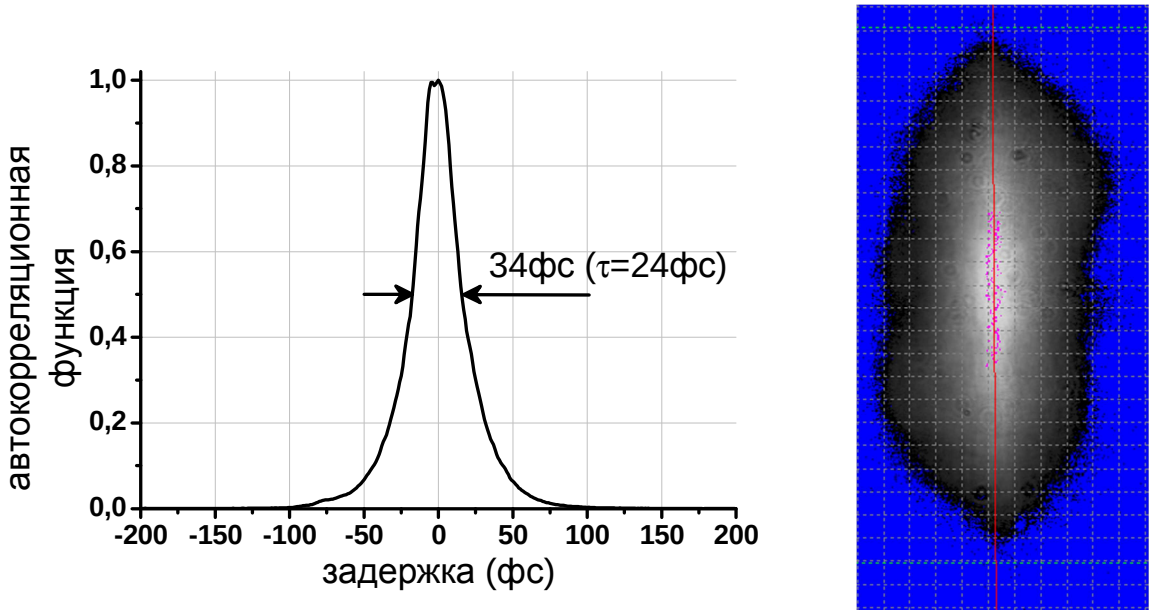

Рис. 4.19. Автокорреляционная функция усиленных сжатых импульсов во втором канале (измерения одноимпульсным автокоррелятором)

Как уже отмечалось ранее, важной характеристикой высокоинтенсивной системы является контраст усиленных импульсов. В связи с этим были проведены измерения данного параметра. Измерения проводились с использованием контрастомера COMET 800-2 (AVESTA PROJECT Ltd.), имеющего динамическим диапазоном ~10^8. Результаты измерения контраста в первом и втором каналах представлены на рис. 4.20 и 4.21 соответственно. Из которых установлено, что усиленные импульсы на переднем фронте имеют высокий контраст – 10^{-6} на временах 0,5 пс и не хуже 10^{-8} на временах более 20 пс в первом канале и 40 пс во втором канале.

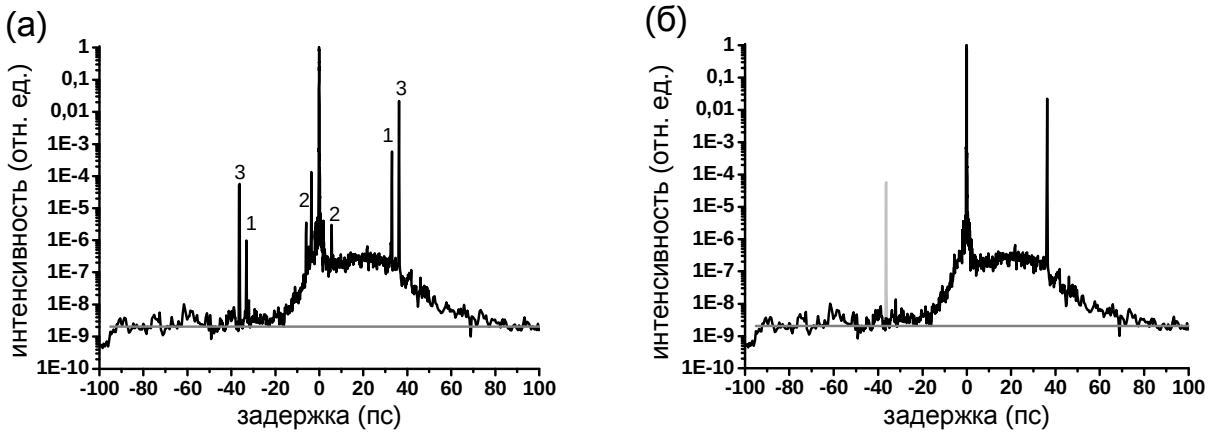

Рис. 4.20. Контраст усиленного сжатого импульса в первом канале: «сырые» данные (а) и результат после вычитания «артефактов» (б). (серая линия – уровень шумов системы регистрации, «артефакты» контрастомера: 1 – отражение от граней ослабителя, 2 – отражения от граней кристаллов второй и третьей гармоники, 3 – отражение от граней кристалла третьего каскада)

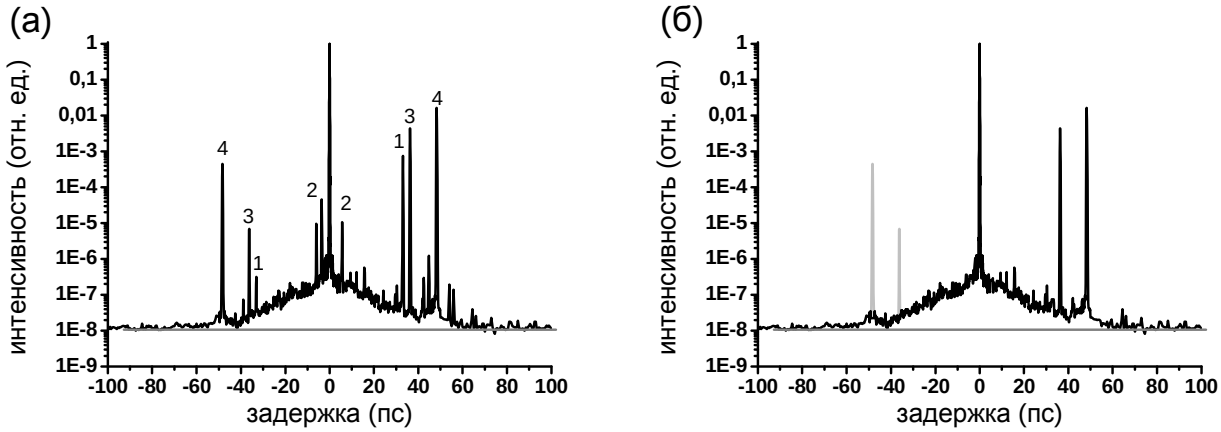

Рис. 4.21. Контраст усиленного сжатого импульса во втором канале: «сырые» данные (а) и результат после вычитания «артефактов» (б). (серая линия – уровень шумов системы регистрации, «артефакты» контрастомера: 1 – отражение от граней ослабителя, 2 – отражения от граней кристаллов второй и третьей гармоники; 3 – отражение от граней кристалла третьего каскада, 4 – импульс, связанный с двукратным отражением от граней кристалла второго каскада)

Следует отметить, что сигнал на рис. 4.21(а), помеченный индексом 3 и 4, связан с двукратным отражением от граней кристаллов третьего и второго каскадов и соответствует именно постимпульсам. Дело в том, что фактически регистрируется не напрямую контраст, а автокорреляционная функция третьего порядка – корреляционная функция излучений на основной частоте и второй гармонике, что приводит к возникновению «ложного» сигнала от всех постимпульсов на переднем фронте и от всех предимпульсов на заднем фронте основного импульса.

Для пояснения природы процесса рассмотрим пример наличия постимпульса относительной амплитудой γ. Тогда в излучении второй гармоники будет также иметься постимпульс с относительной амплитудой ~ γ^2, так как сигнал второй гармоники приблизительно пропорционален квадрату сигнала на основной частоте. Поэтому при регистрации корреляционной функции излучений на основной частоте и второй гармоники в сигнале третьей гармоники будут иметься 3 «импульса», связанных с:

1. перекрытием постимпульса сигнала второй гармоники с основным импульсом сигнала на основной частоте. Он будет расположен в области отрицательных задержек (то есть может быть воспринят как предимпульс) и его относительная амплитуда будет примерно γ^2 (может быть заметно больше, если основной импульс второй гармоники находится в насыщении) (смотри №1 рис. 4.22);
2. перекрытием основных импульсов; (смотри №2 рис. 4.22);
3. перекрытием постимпульса сигнала на основной частоте с основным импульсом сигнала второй гармоники. Он будет расположен в положительных задержках и его относительная амплитуда будет γ. (смотри №3 рис. 4.22).

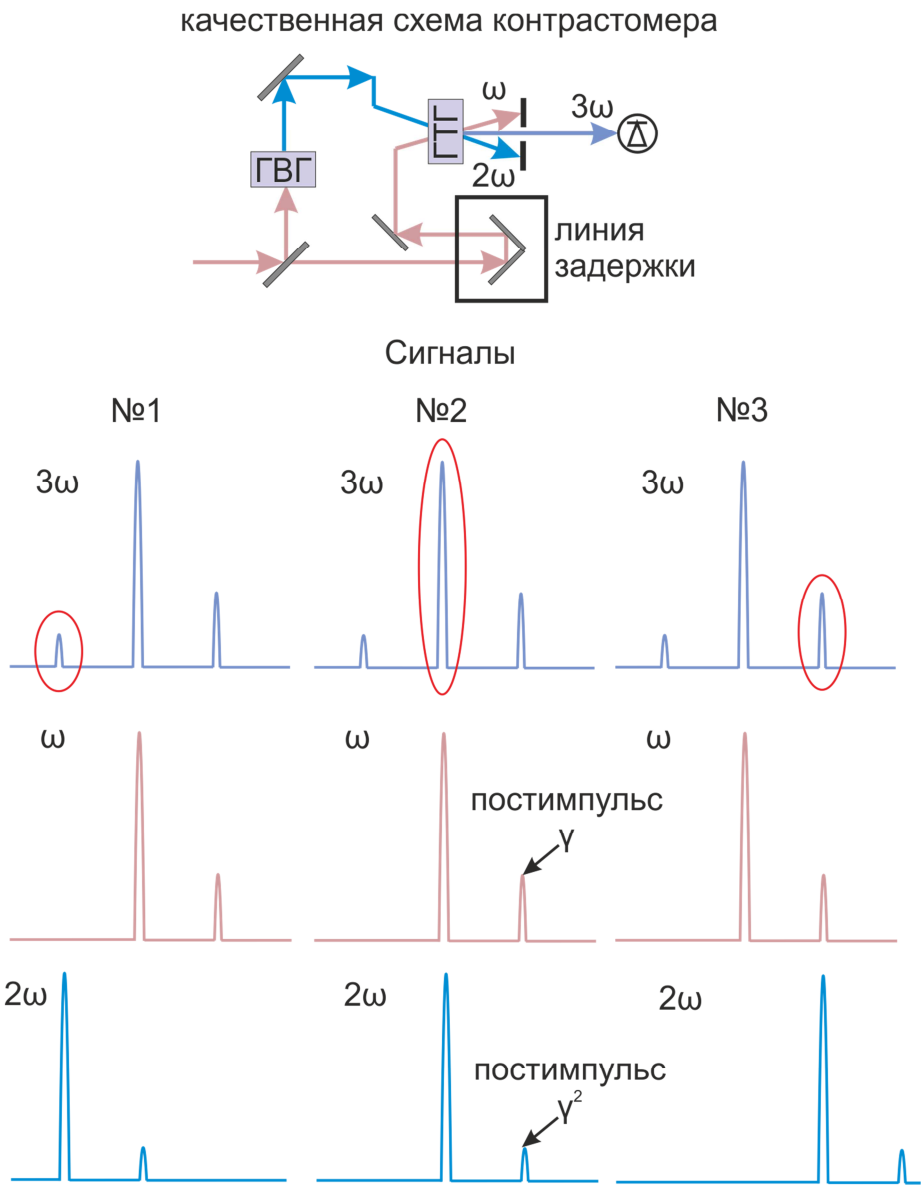

Рис. 4.22. Механизм появления «ложного» предимпульса в сигнале кросскорреляционной функции третьего порядка (номера соответствуют пунктам из предыдущего списка, ГВГ – генератор второй гармоники, ГТГ – генератор третьей гармоники)

Для предимпульса всё будет наоборот – сигнал в отрицательной области задержек будет иметь амплитуду ~γ, в положительной γ^2. Для рассматриваемых сигналов (помеченные индексами 3, 4 на рис. 4.20–21) как раз импульс в отрицательной области задержек приблизительно в 1/γ раз меньше импульса в положительной области. Это говорит о том, что данные сигналы соответствуют именно постимпульсам. Хотя со 100% уверенностью утверждать, что в отрицательной области задержек на месте артефактов корреляционной функции второго порядка нет предимпульсов амплитудой не более γ^2 нельзя, так как их данным методом зарегистрировать невозможно (в связи с этим возможные предимпульсы на рис. 4.20(б) и 4.21(б) отображены светло–серыми линиями). Поэтому, если отсутствие вероятного

предимпульса имеет принципиальное значение, необходимо проводить измерение контраста альтернативными методами.

5. Стабилизация параметров усиленных импульсов и когерентное сложение

5.1. Определение параметров, требующих активной стабилизации

Во втором разделе были рассмотрены требования на стабильность параметров складываемых импульсов для реализации высокоэффективного когерентного сложения. В этом параграфе будет проведён анализ присутствующих в созданной системе нестабильностей для определения наиболее критичных параметров, которые необходимо стабилизировать. Рассмотрим все факторы в том же порядке, как и в разделе 2.

1. Разница полных фаз. Созданная система измерения разницы фаз подробно будет описана в следующем разделе. С её помощью было установлено, что при отсутствии активной стабилизации, нестабильность разницы фаз как усиленных, так и неусиленных импульсов превышает 800 мрад (это при отсутствии флуктуаций сео–фазы эквивалентно джиттеру 350 ас), что не позволяет выполнять эффективное когерентное сложение. Поэтому разница фаз требует активной стабилизации.

2. Идентичность оптических длин каналов. В созданной схеме выравнивание оптических длин каналов осуществляется посредством сканирования задержки между импульсами (с помощью изменения длины одного из каналов моторизированной линией задержки) и настройки на максимум сигнала когерентного сложения. Это позволяет настраивать перекрытие с точностью порядка 0,5–1 оптического периода. Выравнивание длин каналов с этой точностью, согласно (2.12), позволяет осуществлять сложение импульсов длительностью 20 фс с достаточно высокой эффективностью – более 95%. В связи с этим не требуется дополнительной активной стабилизации разницы длин каналов.

3. Фаза между несущей и огибающей. Как показано в разделе 2.1 при использовании интерференционных методов синхронизации импульсов, что справедливо в нашем случае, нестабильность разницы фаз между несущей и огибающей при сложении импульсов длительностью ~20 фс не должна превышать 6,4 рад. Регистрация данного параметра в созданной системе не проводилась, но типичная величина нестабильности фазы между несущей и огибающей для рассматриваемого класса систем не превышает 1 рад [58], что делает рассматриваемый параметр некритичным для реализации когерентного сложения.

4. Точность компенсации дисперсии. Согласно представленным в разделе 4.4 измерениям, длительность усиленных импульсов в обоих каналах с точностью ~1 фс совпадает со спектрально–ограниченной. Отсюда следует вывод, что пиковая мощность усиленных сжатых импульсов будет составлять не менее ~ 96% от максимальной величины, соответственно и эффективность когерентного сложения будет выше 95%. Этого вполне достаточно и активной стабилизации дисперсионных характеристик усиленных импульсов не требуется.

5. Угловая нестабильность. Детальная схема системы регистрации угловой нестабильности будет представлена в разделе 5.4. С использованием этой схемы установлено, что среднеквадратичная угловая нестабильность усиленных импульсов составляет 6 мкрад в первом канале и 4 мкрад во втором. Как было отмечено в разделе 2.4 требования на эффективность когерентного сложения зависят от конкретной формы углового спектра складываемых импульсов. В связи с этим были проведены численные расчеты методом Монте–Карло зависимости эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности с учётом экспериментально зарегистрированных угловых спектров усиленных импульсов. Результаты представлены на рис. 5.1. Откуда следует, что имеющаяся угловая нестабильность позволяет реализовать когерентное сложение с эффективностью не хуже 99%. Поэтому в созданной установке острой необходимости применения системы активной угловой стабилизации нет.

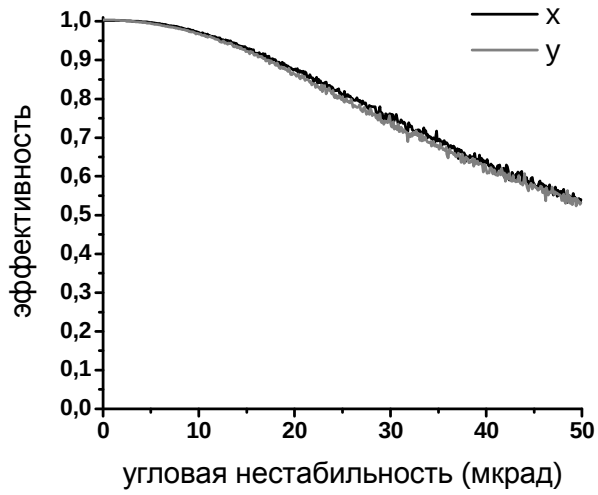

Рис. 5.1. Зависимость эффективности когерентного сложения от угловой нестабильности. (численный расчёт с использованием экспериментально зарегистрированных угловых спектров).

6. Аберрации. Аберрации влияют только на абсолютную эффективность когерентного сложения, не сказываясь при этом на относительной. В связи с этим данный

параметр важен для достижения максимально возможной интенсивности, но не для когерентного сложения самого по себе. И для демонстрации принципиальной возможности когерентного сложения аберрации не важны и компенсировать их не требуется.

7. Угловой чирп. В разделе 4.4 представлены результаты измерений временных характеристик усиленных импульсов одноимпульсным автокоррелятором, позволяющим регистрировать наклон фронта импульса [57], который при отсутствии временного чирпа взаимно–однозначно связан с угловым чирпом [37, 38]. Измерения показали, что после настройки наклон фронта не превышает 10^{-4} рад, что соответствует угловому чирпу ~7 мкрад на FWHM ширину спектра. Это, согласно анализу в разделе 2, позволяет осуществлять высокоэффективное когерентное сложение.

8. Точность согласования поляризаций. Как было отмечено во втором разделе, проблем с идентичностью поляризаций возникать не должно. И действительно усиленное излучение в обоих каналах является линейно поляризованным (с эллиптичностью не более 1/100 и направления поляризаций совпадают с точностью не хуже 1–2 градусов. Такая точность, согласно проведённому анализу, позволяет осуществлять высокоэффективное когерентное сложение.

Таким образом, на данном этапе в созданной установке требуется активная стабилизация только разницы полных фаз усиленных импульсов.

5.2. Система регистрации разности фаз и метод расширения частотной полосы отработки систем стабилизации в лазерных установках с низкой частотой следования импульсов

В нестабильность разности фаз, так же как и в нестабильность других параметров, например угловую нестабильность, усиленных импульсов могут давать вклад различные эффекты. Среди них можно выделить медленные (низкочастотные возмущения): изменения температуры, давления, низкочастотные вибрации, крупномасштабные воздушные потоки; и быстрые (высокочастотные): акустические возмущения, высокочастотные вибрации, турбулентные воздушные потоки. В связи с большим разнообразием потенциальных источников возмущений, требуемая для реализации высокоэффективного когерентного сложения частотная ширина полосы отработки системы стабилизации не очевидна и требует отдельного исследования. Для регистрации спектра возмущений присутствующих в нашей системе была создана высокочастотная система измерения разности фаз, основанная на измерении неусиленного высокочастотного (частота следования импульсов 75 МГц) сигнала.

Схема высокочастотной системы регистрации представлена на рис. 5.2. По сути, вся система представляет собой интерферометр Маха–Цендера, и регистрируемый приёмником интерференционный сигнал позволяет определить изменение разницы фаз складываемых излучений (которая может быть вызвана, например, изменением разницы длин плеч) и в последующем стабилизировать её.

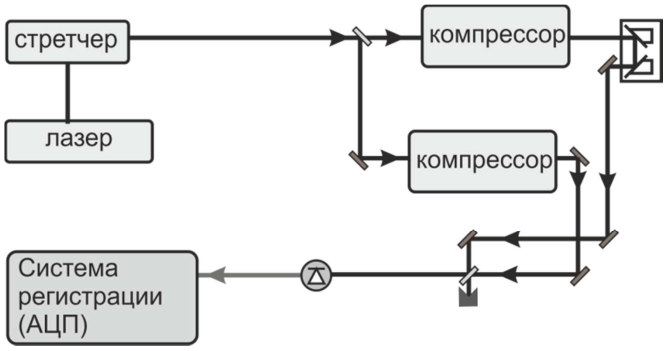

Рис. 5.2. Высокочастотная система измерения разницы фаз, основанная на измерении неусиленного высокочастотного сигнала.

С использованием представленной выше схемы были проведены эксперименты по регистрации флуктуаций разности фаз в типичном режиме работы системы (с включенным лазером накачки). Зарегистрированная спектральная плотность мощности фазовых шумов представлена на рис. 5.3. На рис. 5.4 представлен вклад различных частотных диапазонов в итоговую фазовую нестабильность. Откуда следует, что требуемая минимальная частотная ширина полосы отработки системы стабилизации для достижения фазовой нестабильности не более 220 мрад составляет 10–100 Гц. В идеале же система должна иметь полосу ~1 кГц, что позволит подавить практически все присутствующие в системе возмущения. Следует отметить, что, несмотря на специфичность представленных измерений (проведены в конкретной установке), вывод о том, что характерная полоса, содержащая подавляющую часть возмущений, составляет ~1 кГц, согласуется с результатами других научных групп [23, 29], полученными, соответственно, на других установках. Стоит отметить, что в нашем случае, в принципе, работать можно и с шириной полосы системы стабилизации ~1 Гц, так как требования на стабильность разности фаз для двухканальной системы ниже (смотри раздел 2), чем для многоканальной.

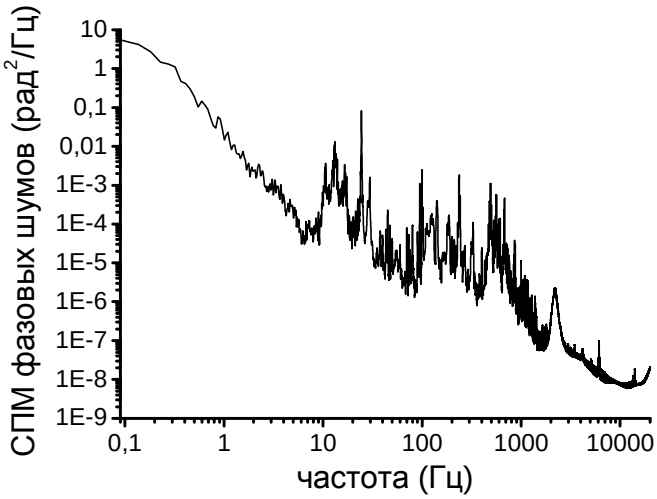

Рис. 5.3. Спектральная плотность мощности (СПМ) фазовых шумов, присутствующих в созданной системе.

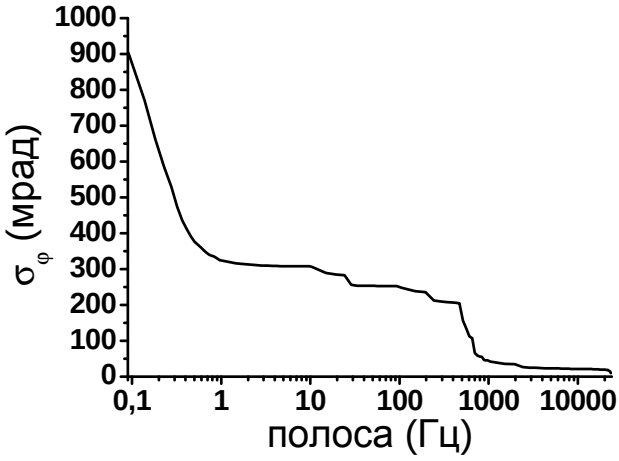

Рис. 5.4. Зависимость остаточной фазовой нестабильности от ширины частотной полосы отработки системы стабилизации (вычисленная из данных на рис. 5.3).

Принципиальной особенностью высокоинтенсивных лазерных систем является низкая частота следования усиленных импульсов (не более 10 Гц), ограниченная частотой следования импульсов накачки. Это приводит к тому, что система активной стабилизации, основанная на регистрации усиленных импульсов, будет иметь частотную ширину полосы отработки теоретически не более 5 Гц (частота Найквиста), а практически не более 1–2 Гц [27]. Однако выше было установлено, что подавляющая часть возмущений лежит в диапазоне до ~1 кГц. Из этого следует вывод о невозможности создания высокоэффективной системы активной стабилизации на основе регистрации только параметров усиленных импульсов. Поэтому актуальной является проблема разработки методов, позволяющих расширить полосу системы стабилизации различных параметров усиленных импульсов (в первую очередь разности фаз).

Для решения озвученной выше проблемы был предложен метод, основанный на использовании дополнительного опорного излучения с высокой частотой следования импульсов (либо непрерывного). Основная идея заключается в том, что дополнительное излучение, распространяясь по тому же оптическому пути, что и основные усиливаемые импульсы, будет приобретать те же возмущения, вызываемые вибрациями оптических элементов, воздушными потоками, изменениями температуры и т.п. В связи с этим, регистрируя разность фаз по опорному излучению, мы будем получать информацию о вкладе в разность фаз усиленных импульсов в широком спектральном диапазоне всех возмущений, кроме возмущений, связанных с нелинейными эффектами. Соответственно, информацию о возмущениях, определяемых нелинейными эффектами, необходимо получать, регистрируя разность фаз усиленных импульсов. Стоит отметить, что в большинстве случаев вклад нелинейных эффектов будет достаточно мал. Это связано с тем, что при разработке и создании высокоинтенсивных систем следят за тем, чтобы нелинейный фазовый набег не превышал 1 рад, что при характерной в нашем случае нестабильности энергии усиленных импульсов 2–4% приведёт к вкладу нелинейных эффектов в фазовую нестабильность на уровне 20–40 мрад. Если всё же окажется, что вклад нелинейных процессов существенен, то его также можно будет компенсировать, создав систему стабилизации с двумя контурами системы фазовой автоподстройки (ФАП): низкочастотным, основанным на регистрации усиленных импульсов и учитывающем нелинейные эффекты, и высокочастотным, основанным на регистрации опорного неусиленного излучения в широком частотном диапазоне. При этом коэффициент усиления низкочастотного контура должен доминировать, соответственно, в низкочастотной области до ~1 Гц, а высокочастотного на частотах выше ~1 Гц.

В лазерной системе, подобной разрабатываемой в ИЛФ СО РАН (рис. 3.1), наиболее естественным методом расширения полосы системы стабилизации является использование в качестве дополнительного опорного излучения неусиленной части излучения задающего Ti:Sa–лазера. Оно практически идеально для данных целей, так как изначально естественным образом с высокой точностью коллинеарно и синхронно усиленным импульсам, имеет приблизительно те же размер, поляризацию и спектр, и высокую частоту следования импульсов. Поэтому для создания широкополосной системы стабилизации разности фаз, в разрабатываемой системе была использована неусиленная часть излучения задающего Ti:Sa–лазера.

При использовании двух контуров ФАП, важным фактором их совместной работоспособности является корреляция регистрируемых ими сигналов. Это важно и для обеспечения работы двухконтурной ФАП, и для определения необходимости стабилизировать вклад нелинейных эффектов, и для регистрации разности фаз усиленных импульсов при

стабилизации по неусиленному сигналу. Изначально два контура регистрации были организованы по схеме, представленной на рис. 5.5.

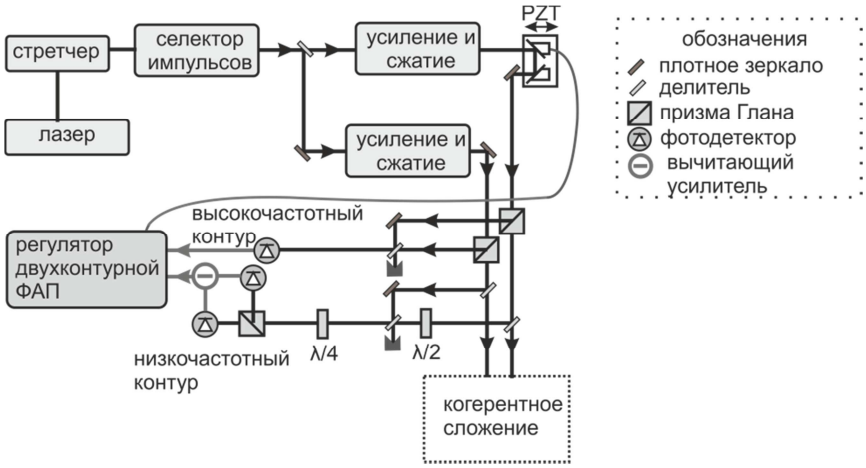

Рис. 5.5. Первый вариант схемы измерения и стабилизации разности фаз усиленных импульсов с двумя контурами ФАП.

Эта схема использовалась нами при проведении первых экспериментов по когерентному сложению параметрически усиленных сжатых импульсов [27] (энергия 50 мкДж, длительность 50 фс). Стоит отметить, что система регистрации разности фаз усиленных импульсов отличается от системы регистрации неусиленных импульсов. Связано это с наличием флуктуаций энергии усиленных импульсов, что при использовании схемы регистрации, идентичной рис. 5.2, привело бы к преобразованию амплитудных шумов в фазовые, так как в данном случае невозможно отличить изменение величины регистрируемого сигнала из–за изменения разности фаз и из–за изменения энергии импульсов. Для минимизации преобразования амплитудных шумов в фазовые была разработана и создана система измерения разности фаз усиленных импульсов, аналогичная детектору Хэнша–Койлауда (Hänsch–Couillaud) [59] (рис. 5.5 низкочастотный контур регистрации), обладающая пониженной чувствительностью к амплитудным шумам.

Рассмотрим подробнее принцип работы этой системы. Измерения осуществляются следующим образом. Из обоих каналов отводится небольшая часть излучения <1%, в одном канале поляризация поворачивается на 90° с помощью полуволновой пластинки, далее излучения складываются на делительном зеркале, проходят четвертьволновую пластинку, делятся призмой Глана и регистрируются измерителями энергии (разработанными в ИЛФ СО РАН). При этом на первый приёмник попадает сигнал, поле которого можно представить в виде ${}^{1}E(t,\vec{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(E_1(t,\vec{\rho}) + E_2(t,\vec{\rho})\exp(i\pi/2)\right)$, на второй ${}^{2}E(t,\vec{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(E_1(t,\vec{\rho})\exp(i\pi/2) + E_2(t,\vec{\rho})\right)$, где $E_1(t,\vec{\rho}) = \left|E_1(t,\vec{\rho})\right|\exp(i\varphi_1 - i\omega_0 t)$ и $E_2(t,\vec{\rho}) = \left|E_2(t,\vec{\rho})\right|\exp(i\varphi_2 - i\omega_0 t)$ – поле излучения из первого и

второго каналов соответственно, ω_0 – центральная частота в спектре импульса, φ – фаза, $\vec{\rho}$ – вектор в плоскости, перпендикулярной оси распространения пучка, t – время. Энергия, регистрируемая первым приемником, определяется выражением ${}^1W = \frac{c}{4\pi}\int \left|\frac{1}{\sqrt{2}}\left(E_1(t,\vec{\rho}) + E_2(t,\vec{\rho})\exp(i\pi/2)\right)\right|^2 dtd\vec{\rho} = \frac{1}{2}\left(W_1 + W_2 - 2\sqrt{W_1W_2}\sin(\varphi_1 - \varphi_2)\right)$, где $W_1 = \frac{c}{4\pi}\int \left|E_1(t,\vec{\rho})\right|^2 dtd\vec{\rho}$ – энергия в импульсе из первого канала, $W_2 = \frac{c}{4\pi}\int \left|E_2(t,\vec{\rho})\right|^2 dtd\vec{\rho}$ – энергия в импульсе из второго канала, c – скорость света в вакууме. Энергия, регистрируемая вторым приемником, представляется выражением ${}^2W = \frac{c}{4\pi}\int \left|\frac{1}{\sqrt{2}}\left(E_1(t,\vec{\rho})\exp(i\pi/2) + E_2(t,\vec{\rho})\right)\right|^2 dtd\vec{\rho} = \frac{1}{2}\left(W_1 + W_2 + 2\sqrt{W_1W_2}\sin(\varphi_1 - \varphi_2)\right)$.

В итоге сигнал после схемы вычитания (ΔW) определяется разностью фаз сигналов из двух каналов (Δφ): $\Delta W = {}^2W - {}^1W = 2\sqrt{W_1W_2}\sin(\varphi_1 - \varphi_2) = 2\sqrt{W_1W_2}\sin(\Delta\varphi)$. Получаем, что при Δφ=0, регистрируемый сигнал при любых энергиях равен 0, то есть при изменении энергии импульсов отсутствует смещение точки, к которой осуществляется стабилизация, что и требуется для минимизации преобразования амплитудных шумов в фазовые. Тогда как без вычитания в регистрируемом сигнале, помимо слагаемого пропорционального $\sin(\Delta\varphi)$, имеются дополнительные слагаемые ${}^1W = \frac{1}{2}\left(W_1 + W_2 - 2\sqrt{W_1W_2}\sin(\Delta\varphi)\right)$. При стабилизации такого сигнала, разница фаз будет стабилизироваться не к 0, а к уровню $\Delta\varphi \approx \frac{W_1 + W_2}{2\sqrt{W_1W_2}} - 1$, который изменяется при изменении энергии усиленных импульсов, что и приводит к преобразованию амплитудных шумов в фазовые. Коротко резюмируя принцип работы описанной системы, можно сказать, что он основан на том, что в сигналы, регистрируемые приёмниками, как видно из представленных выше формул, амплитудные шумы дают синфазный вклад, а фазовые противофазный. Поэтому, выполняя вычитание этих сигналов, вклад фазовых шумов усиливается (примерно в 2 раза), а амплитудных подавляется (реально, в связи с некоторой неидентичностью приёмников, неточностью коэффициента деления и т.п. примерно на порядок).

Для определения необходимости использования в системе стабилизации, представленной на рис. 5.5, одновременно двух контуров были проведены эксперименты по измерению корреляции их сигналов. На рис. 5.6(а) представлены временные зависимости регистрируемых сигналов, на рис. 5.6(б) соответствующая им спектрально–корреляционная функция. Из представленных данных установлено, что полная корреляция сигналов составляет 0,36. Полная корреляция определяется выражением

$$C=\frac{\left\langle\left(A(\mathrm{t})-\langle A(t)\rangle\right)\left(B(\mathrm{t})-\langle B(t)\rangle\right)\right\rangle}{\sqrt{\left\langle\left(A(\mathrm{t})-\langle A(t)\rangle\right)^2\right\rangle}\sqrt{\left\langle\left(B(\mathrm{t})-\langle B(t)\rangle\right)^2\right\rangle}} \quad (5.1)$$

Где A(t) – сигнал высокочастотного контура, B(t) – сигнал низкочастотного контура, < > – усреднение по времени. Спектрально–корреляционная функция вычислялась по формуле

$$G(f)=\frac{F\left[\left\langle\left(A(\mathrm{t})-\langle A(t)\rangle\right)\left(B(\mathrm{t}-t')-\langle B(t)\rangle\right)\right\rangle\right](f)}{\sqrt{F\left[\left\langle\left(A(\mathrm{t})-\langle A(t)\rangle\right)\left(A(\mathrm{t}-t')-\langle A(t)\rangle\right)\right\rangle\right](f)}\sqrt{F\left[\left\langle\left(\mathrm{B}(\mathrm{t})-\langle B(t)\rangle\right)\left(B(\mathrm{t}-t')-\langle B(t)\rangle\right)\right\rangle\right](f)}} \quad (5.2)$$

Где F – преобразование Фурье

$$F[\mathrm{Q}](f)=\int_{-\infty}^{\infty} Q(\mathrm{t}')\exp\left(-2\pi i f\,\mathrm{t}'\right)\mathrm{d}\mathrm{t}'.$$

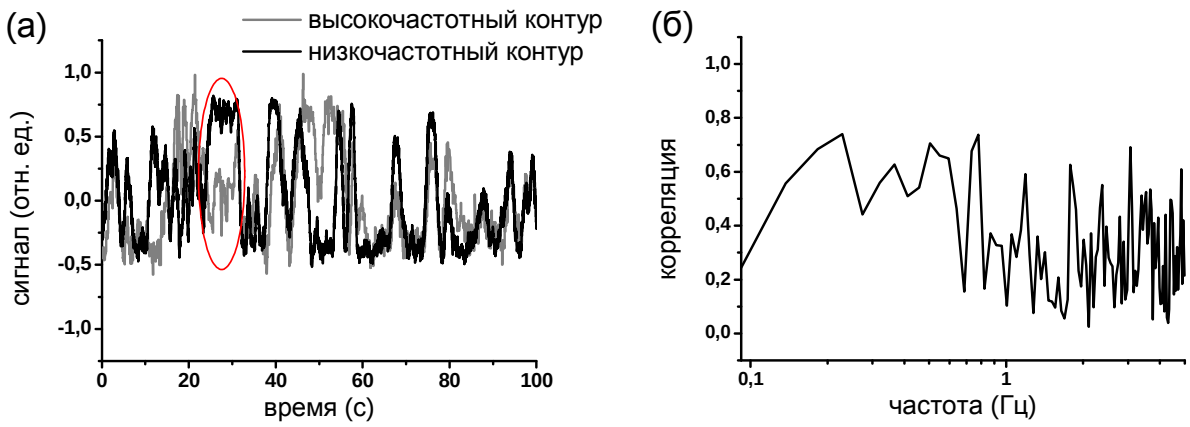

Рис. 5.6. (а) Сигналы без стабилизации. (б) Спектральная корреляция. Полная корреляция составляет 0,36.

Из данных на рис. 5.6(а) также видно, что в некоторые моменты времени сигналы практически совпадают, а в некоторые моменты времени (например, выделенный фрагмент на рис. 5.6(а)) кардинально расходятся. На первом этапе был сделан вывод (который, как будет показано далее, оказался ошибочным), что эти различия связаны с эффектами, возникающими при усилении, то есть вкладом нелинейных эффектов в фазу усиленных импульсов. Поэтому была создана двухконтурная ФАП. Результаты стабилизации представлены на рис. 5.7. Из представленных данных видно, что добавление высокочастотного контура не позволило заметно расширить полосу стабилизации и существенно снизить нестабильность разности фаз усиленных импульсов. Оно позволило лишь убрать перерегулирование, вносимое низкочастотным контуром.

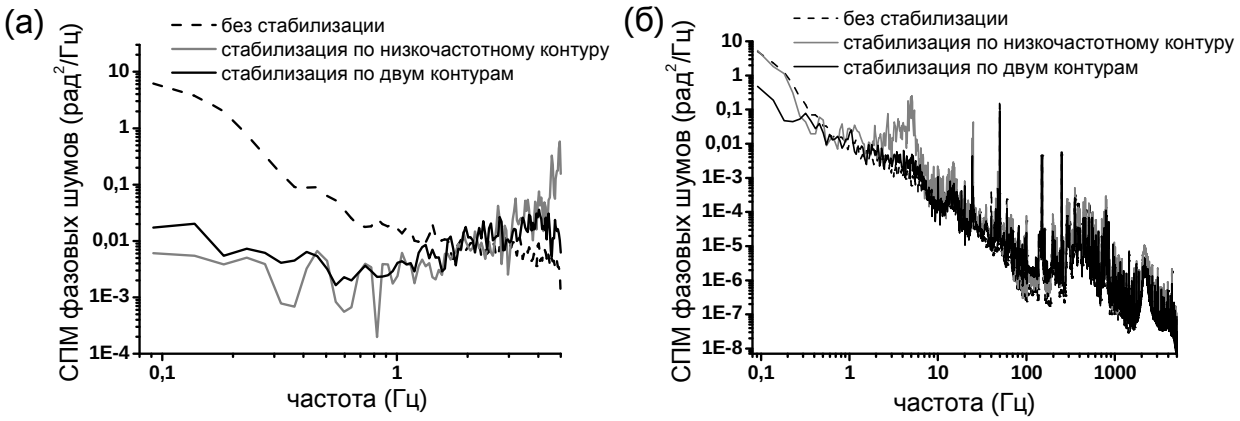

Рис. 5.7. Результаты стабилизации разности фаз с использованием схемы на рис. 5.5: (а) сигнал низкочастотного контура, (б) сигнал высокочастотного контура.

В связи с этим не самым хорошим результатом были проведены дополнительные исследования схемы рис. 5.5, а именно измерения по неусиленным импульсам в обоих контурах. В данном случае в связи с отсутствием нелинейных эффектов сигналы в обоих контурах должны были совпадать, однако их поведение оказалось качественно аналогичным, представленному на рис. 5.6. Из чего следует вывод, что различия сигналов в высокочастотном и низкочастотном контурах в схеме на рис. 5.5 связаны с возмущениями, вносимыми на участке после разделения сигналов (выделено на рис. 5.8). Эти возмущения вызывают снижение корреляции между сигналами, не позволяют зарегистрировать эффективное подавление флуктуаций разности фаз усиленных импульсов высокочастотным контуром и не позволяют эффективно использовать двухконтурную систему стабилизации, так как сбои, аналогичные выделенным на рис. 5.6, приводят к сбою стабилизации.

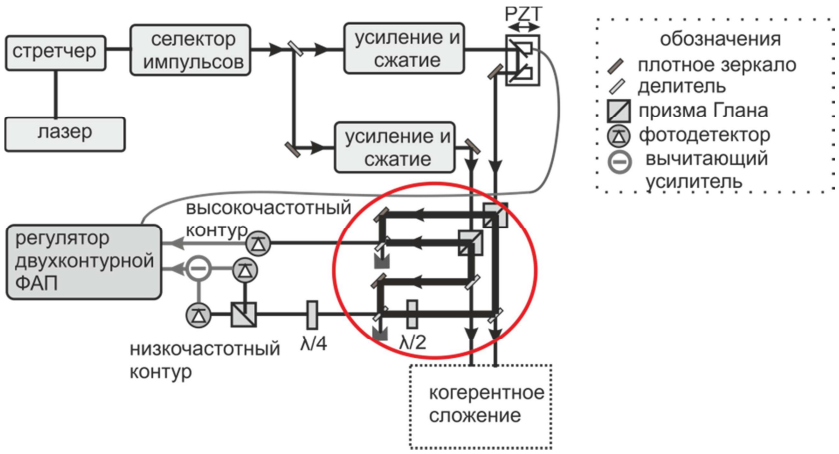

Рис. 5.8. Первый вариант схемы измерения и стабилизации разности фаз с двумя контурами; шумы, вносимые на выделенном участке оптического пути, приводят к нарушению корреляции сигналов.

Для того чтобы избавиться от обозначенных выше недостатков первой схемы, схема регистрации была доработана и улучшена. Улучшенный вариант, использованный в экспериментах по когерентному сложению 100 мДж 20 фс [28] импульсов, представлен на рис. 5.9. В этой схеме (так же как и в схеме на рис. 5.5) в высокочастотном контуре используется приёмник с полосой 40 кГц на базе фотодиода ФД 263, в низкочастотном контуре используются приёмники–измерители энергии на базе фотодиодов ФД 24, все приёмники, а также основная часть системы регистрации и стабилизации, разработаны и созданы в лаборатории электронных лазерных систем ИЛФ СО РАН.

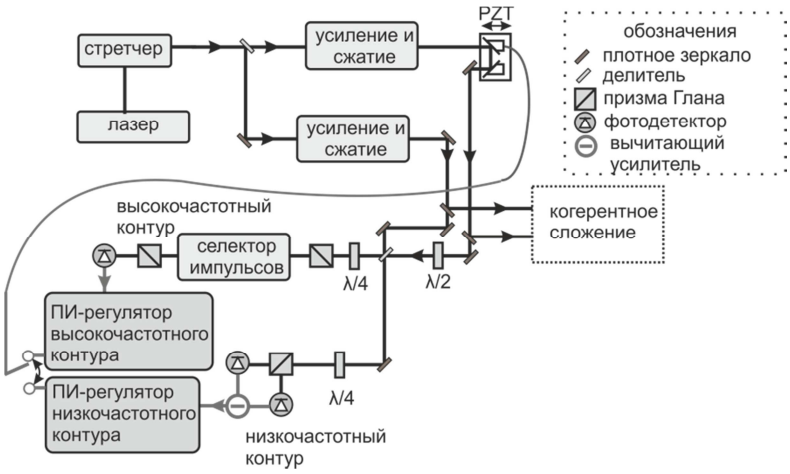

Рис. 5.9. Улучшенный вариант схемы измерения и стабилизации разности фаз с двумя контурами.

В этой схеме оба сигнала (усиленный и неусиленный) в обоих каналах распространяются по одному и тому же оптическому пути вплоть до делительного зеркала, на котором, по сути, формируется оптический сигнал, при последующей регистрации которого определяется разность фаз. В данной схеме произведено ещё одно улучшение, имеющее принципиальное значение для импульсов с высокой энергией, – для системы регистрации берётся сигнал, прошедший через одно из последних зеркал системы. Тогда как в предыдущей схеме на рис. 5.5, отведение излучения в систему регистрации осуществлялось делительным зеркалом. Это приводит к тому, что усиленный импульс проходит через подложку делительного зеркала, что при работе с усиленными сжатыми импульсами может создать много проблем, связанных с нежелательными нелинейными эффектами, и, к тому же, внесёт дополнительный чирп.

В представленной схеме были проведены эксперименты по измерению корреляции сигналов, регистрируемых в низкочастотном и высокочастотном контурах. Результаты представлены на рис. 5.10 для небольшой (1 мДж) и на рис. 5.11 для максимальной энергий. Полный коэффициент корреляции составил 0,85 и 0,78 соответственно. Из представленных временных зависимостей сигналов видно, что они практически идеально коррелируют (никаких

серьёзных расхождений в сигналах, подобно рис. 5.4 нет) причём как при малых, так и при больших энергиях усиленных импульсов. Это говорит о том, что, как и ожидалось, вклад нелинейных эффектов в разность фаз в нашей схеме не велик. Кроме того, из спектрально–корреляционных функций видно, что на низких частотах (менее 2 Гц) при увеличении энергии корреляция не ухудшается, тогда как на частотах более ~2 Гц заметно её снижение, которое с большой вероятностью связано с озвученной ниже проблемой наличия вклада усиленных импульсов в сигнал высокочастотного контура (фактически на частоте 10 Гц в высокочастотном контуре имеется серьёзное возмущение регистрируемого сигнала, которое и снижает корреляцию). В результате, представленная схема позволяет проводить эксперименты с корректной синхронной регистрацией сигнала в обоих контурах.

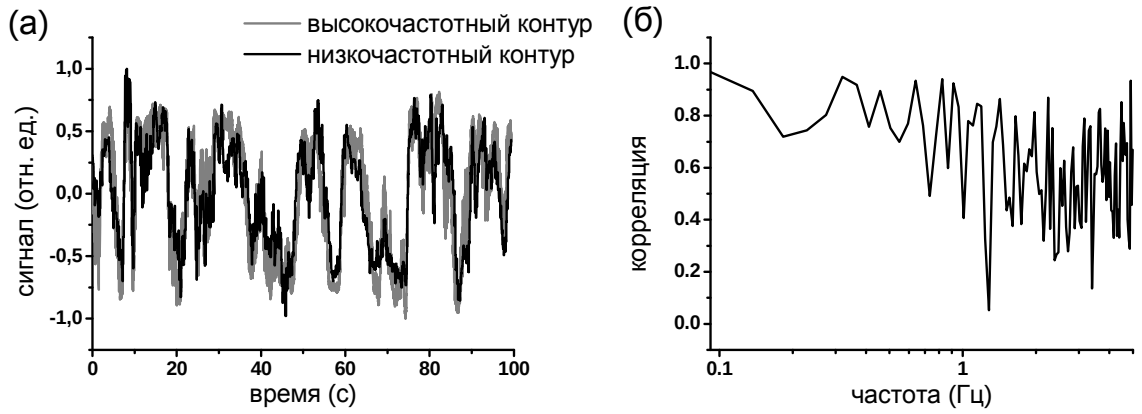

Рис. 5.10. Сигналы без стабилизации при небольшой энергии (а) и их спектральная корреляция (б).

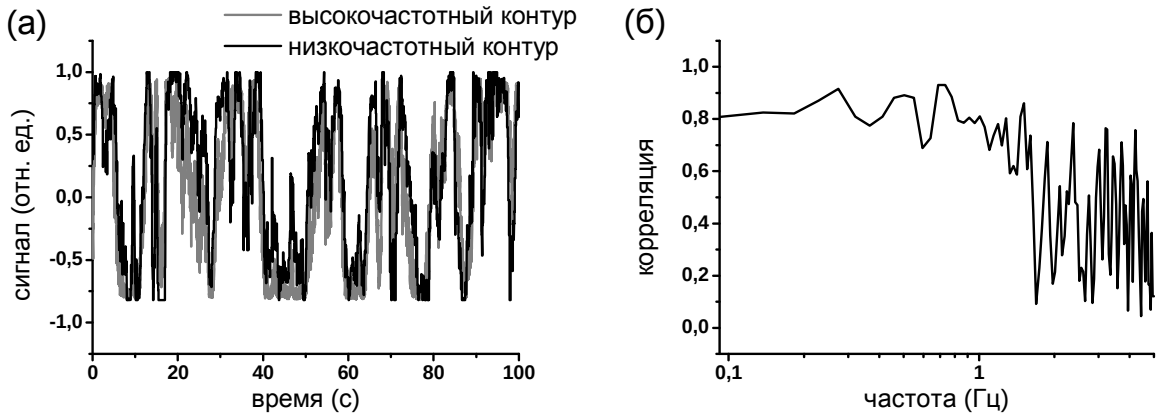

Рис. 5.11. Сигналы без стабилизации при полной энергии (а) и их спектральная корреляция (б).

5.3. Стабилизация разности фаз усиленных импульсов

С использованием описанной в предыдущем разделе системы регистрации были проведены эксперименты по стабилизации разности фаз усиленных импульсов. Стоит отметить, что на данном этапе использование высокочастотно контура возможно только при небольшой энергии усиленных импульсов (до ~5 мДж). Связано это с тем, что селектор импульсов, «вырезающий» усиленные импульсы перед приёмником в высокочастотном контуре, имеет коэффициент подавления ~10^3, тогда как коэффициент усиления составляет ~10^8. Поэтому усиленные импульсы приводят к выбросам (кратковременным насыщениям приёмника) в регистрируемом высокочастотном контуром сигнале, причём, чем больше энергия, тем дольше этот выброс. При энергиях >~5 мДж длительность выброса начинает превышать несколько сотен мксек, что «выбивает» высокочастотный контур из «захвата». Поэтому эксперименты с двумя контурами были проведены только при небольшой энергии (~5 мДж). При полной энергии были проведены эксперименты со стабилизацией только по низкочастотному контуру. Стоит отметить, что обозначенная выше проблема может быть решена добавлением между приёмником высокочастотного контура регистрации и блоком стабилизации устройства выборки и хранения (УВХ), вырезающего из сигнала нежелательные выбросы. То есть перед приходом усиленного импульса на УВХ поступает синхроимпульс, и до следующего синхроимпульса УВХ оставляет неизменным текущий сигнал, что позволяет «переждать» выброс, регистрируемый быстрым приёмником и связанный с приходом усиленного импульса, и не вносить нежелательных возмущений в высокочастотный контур ФАП. Соответственно, второй синхроимпульс должен следовать с задержкой несколько миллисекунд. Кроме того, улучшить ситуацию можно заменой приёмника, используемого в высокочастотном контуре, на более быстродействующий, что позволит снизить длительность выбросов.

При небольшой энергии усиленных импульсов (~5 мДж) были проведены эксперименты со стабилизацией и по низкочастотному контуру, и по высокочастотному контуру, при этом синхронно регистрировался сигнал в обоих контурах. Спектральные плотности мощности фазовых шумов, зарегистрированные в различных режимах в высокочастотном контуре, представлены на рис. 5.12. Для низкочастотного контура данные представлены на рис. 5.13. Данные о вкладе различных частотных диапазонов в нестабильность разности фаз представлены соответственно в таблицах 5.1 и 5.2. (фазова нестабильность в частотном диапазоне от f_1 до f_2 определяется выражением $\sigma_\varphi = \sqrt{\int_{f1}^{f2} S(f)df}$, где S – спектральная плотность мощности фазовых шумов). Собственный шум системы регистрации – составляющая регистрируемого сигнала, обусловленная шумами самой системой регистрации, а не разностью

фаз складываемых излучений; этот шум, по сути, характеризует погрешность измерений. Он регистрируется посредством перекрытия одного из каналов либо внесением задержки, существенно превышающей длительность импульса, при этом интерференционная компонента сигнала пропадает, остаётся только вклад амплитудных шумов оптического излучения и шумов электронных компонент.

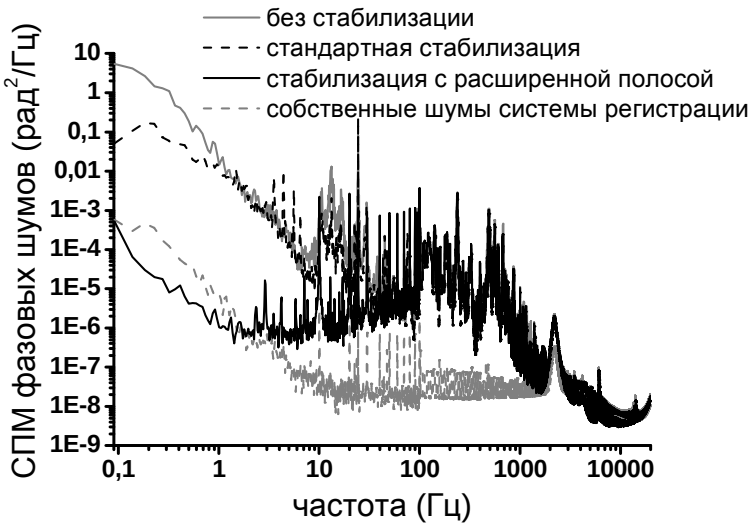

Рис. 5.12. Высокочастотный контур, спектральная плотность мощности (СПМ) фазовых шумов при наличии и отсутствии стабилизации.

Таблица 5.1. Вклад различных частотных диапазонов в нестабильность разницы фаз для данных на рис. 5.12.

Частотный диапазон	σ_φ без стабилизации (мрад)	σ_φ со стандартной стабилизацией (по низкочастотному контуру) (мрад)	σ_φ со стабилизацией с расширенной полосой (по высокочастотному контуру) (мрад)	Собственный шум системы регистрации (мрад)
0,09Гц–24кГц	900	353	264	26
1Гц–24кГц	325	287	264	23
5Гц–24кГц	309	271	264	23
10Гц–24кГц	306	269	264	23
50Гц–24кГц	252	231	261	23
100Гц–24кГц	250	229	255	23
500Гц–24кГц	163	144	151	23
1кГц–24кГц	45	38	38	23
0,09Гц–1Гц	841	207	47	9,4

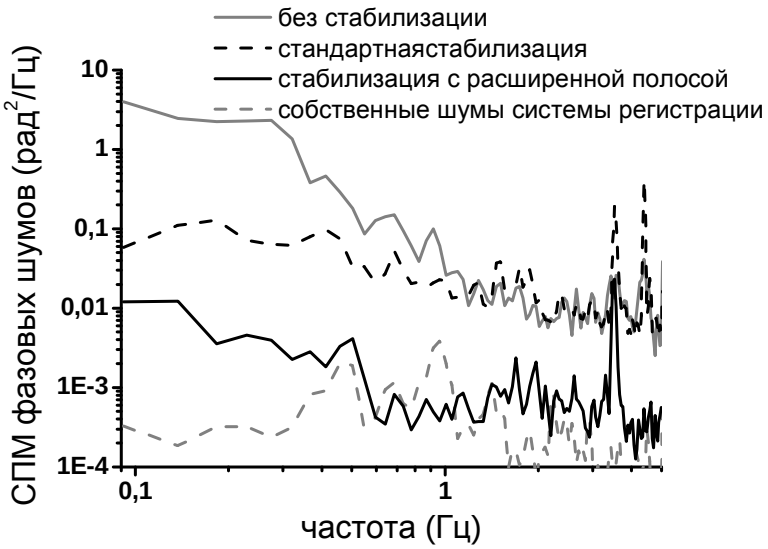

Рис. 5.13. Низкочастотный контур, спектральная плотность мощности фазовых шумов при наличии и отсутствии стабилизации.

Таблица 5.2. Вклад различных частотных диапазонов в нестабильность разницы фаз для данных на рис. 5.13.

Частотный диапазон	σ_φ без стабилизации (мрад)	σ_φ со стандартной стабилизацией (по низкочастотному контуру) (мрад)	σ_φ со стабилизацией с расширенной полосой (по высокочастотному контуру) (мрад)	Собственный шум системы регистрации (мрад)
0,09Гц–5Гц	855	372	85	42
0,5Гц–5Гц	330	330	75	40
1Гц–5Гц	229	304	71	33
0,09Гц–1Гц	825	217	47	31

Из представленных данных следует, что низкочастотный контур позволяет реализовать стабилизацию разности фаз только в полосе ~1 Гц и снизить нестабильность разности фаз до 372±42 мрад (это при отсутствии флуктуаций сео–фазы соответствует относительному временному джиттеру 160±18 ас; погрешность определяется собственными шумами системы регистрации). Этого, в принципе, достаточно для сложения двух каналов, но мало для высокоэффективного сложения большого числа каналов. Высокочастотный же контур в данных экспериментах позволил расширить полосу системы стабилизации до ~100 Гц и снизить нестабильность разности фаз усиленных импульсов до 85±42 мрад (что при отсутствии флуктуаций сео–фазы соответствует джиттеру 36±18 ас). Это является хорошим результатом, позволяющим эффективно складывать любое число каналов (согласно (2.13) данный результат при сложении большого числа каналов позволяет достичь эффективности сложения 99,3%).

Следует отметить, что при стабилизации по высокочастотному контуру регистрируемая им нестабильность разницы фаз импульсов превышает данный параметр в низкочастотном контуре и составляет 264±26 мрад. Меньшая величина нестабильности разности фаз в низкочастотном контуре (так же как и в случае без стабилизации) связана с тем, что частоты, кратные частоте следования усиленных импульсов, которая в нашем случае составляет 10 Гц, не будут давать вклад в фазовую нестабильность. Поэтому в низкочастотном контуре не проявляются возмущения, кратные 10 Гц и связанные с кратковременными ухудшениями стабильности из–за выбросов в высокочастотном контуре, вызываемых усиленными импульсами. Тогда как в высокочастотном контуре эти возмущения проявляются в полной мере.

Следует отметить, что основным ограничением ширины полосы на данном этапе является то, что резонансная частота системы зеркало–керамика–головка–кольцо обратной связи составляет ~800 Гц, что не позволяет поднять частоту единичного усиления ФАП выше ~100 Гц, а, следовательно, и дальше расширить полосу системы стабилизации. Если последующая модернизация и оптимизация механической системы зеркало–керамика–головка позволит поднять её резонансную частоту до ~8–10 кГц, то появится возможность расширения полосы стабилизации до ~1 кГц и подавления практически всех шумов, присутствующих в системе.

При полной энергии усиленных импульсов были проведены эксперименты со стабилизацией только по низкочастотному контуру ФАП. Спектральные плотности мощности фазовых шумов, зарегистрированные в различных режимах, представлены на рис. 5.14. Соответствующий им вклад различных частотных диапазонов в нестабильность разницы фаз приведён в таблице 5.3.

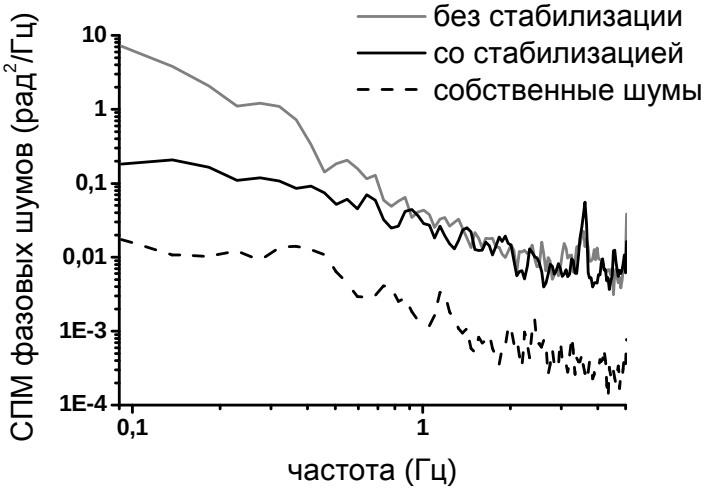

Рис. 5.14. Спектральная плотность мощности фазовых шумов при наличии и отсутствии стабилизации по низкочастотному контуру (при максимальной энергии усиленных импульсов).

Таблица 5.3. Вклад различных частотных диапазонов в нестабильность разницы фаз для данных на рис. 5.14.

Частотный диапазон	Без стабилизации (мрад)	Со стабилизацией (мрад)	Собственный шум системы регистрации (мрад)
0,09Гц–5Гц	865	339	94
0,5Гц–5Гц	325	264	66
1Гц–5Гц	231	217	50
0,09Гц–1Гц	834	266	80

Из полученных данных следует, что низкочастотный контур позволяет реализовать фазовую стабилизацию только в полосе ~1 Гц и снизить нестабильность разницы фаз до 339±94 мрад. То есть результат стабилизации с использованием низкочастотного контура ФАП от энергии усиленных импульсов практически не зависит, так как при небольшой энергии была достигнута примерно та же полоса и фазовая стабильность, что и при полной энергии. В итоге, созданная система стабилизации усиленных импульсов позволяет эффективно складывать два канала (при любой доступной энергии усиленных импульсов), что и требуется на данном этапе.

Для демонстрации снижения собственных шумов системы регистрации разности фаз усиленных импульсов на рис. 5.15 представлены собственные шумы при регистрации одним приёмником (по схеме аналогичной схеме высокочастотного контура) и при регистрации разработанной системой, представленной на рис. 5.9 и подробно рассмотренной в разделе 5.2. Из полученных экспериментальных данных вычислено, что собственные шумы разработанной системы с пониженной чувствительностью к амплитудным шумам соответствуют нестабильности разности фаз 94 мрад, в то время как в стандартной схеме без вычитания шумы возрастают в разы и составляют 320 мрад.

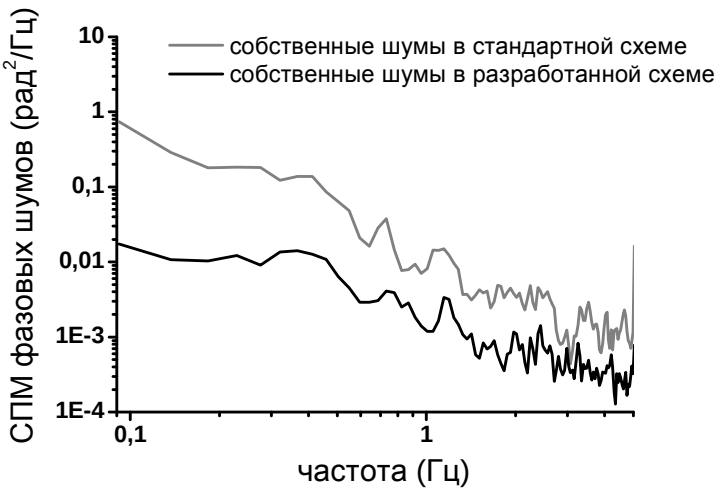

Рис. 5.15. Экспериментальная демонстрация снижения собственных шумов системы регистрации разности фаз усиленных импульсов в разработанной схеме по сравнению со стандартным подходом (без вычитания).

5.4. Угловая стабилизация

Несмотря на то, что на данном этапе угловая стабилизация не требуется, точнее не принципиальна, в перспективе при создании систем с большей энергией усиленных импульсов и, соответственно, большим диаметром пучка угловая стабилизация будет необходима, так как, согласно проведённому анализу (пункт 2.3), требуемая для эффективного когерентного сложения величина угловой нестабильности обратно пропорциональна диаметру складываемых пучков. Поэтому был создан и экспериментально опробован прототип системы угловой стабилизации.

Для измерения угловой нестабильности был использован стандартный метод (зафиксированный в международных стандартах [60]), который заключается в регистрации положения центра масс пучка в фокальной плоскости линзы. Схема регистрации представлена на рис. 5.16.

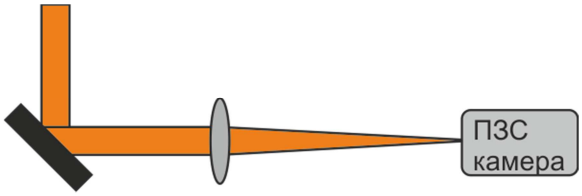

Рис. 5.16. Схема регистрации угловой нестабильности.

Система стабилизации была разработана совместно с А.Г. Егоровым, алгоритм написанной программы основан на неявной логике [61]. Схема работы созданной системы представлена на рис. 5.17. Сначала камера регистрирует профиль в дальней зоне, далее данные

с камеры поступают на компьютер, программа их обрабатывает, вычисляет положение центра масс, сравнивает его с заданным, формирует сигнал ошибки, обрабатывает его и формирует корректирующий сигнал, поступающий на пикомоторы (NewFocus 8322NF), поворачивающие зеркало.

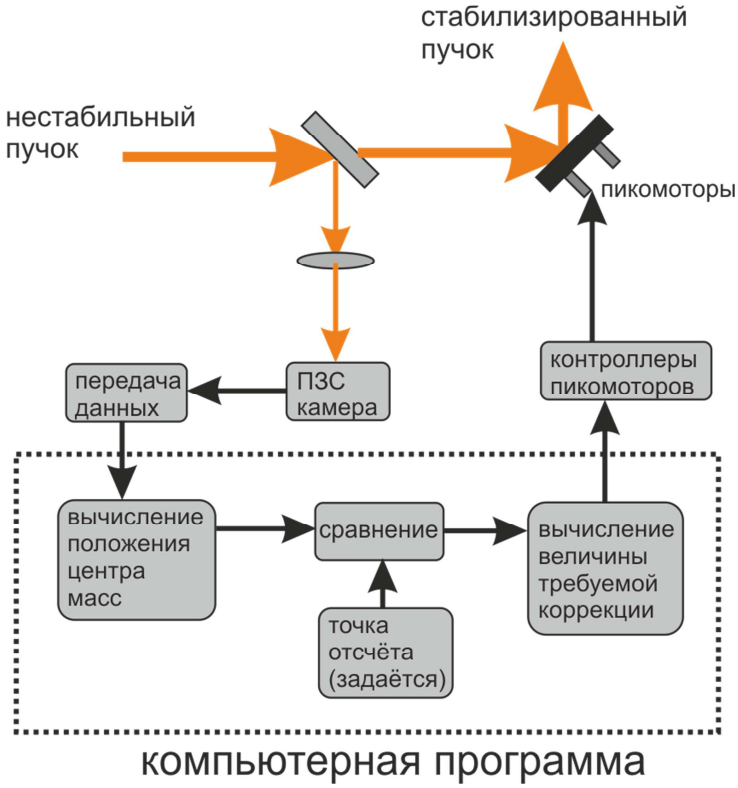

Рис. 5.17. Схема работы созданной системы угловой стабилизации.

Пробная стабилизация осуществлялась с излучением второго канала. Зарегистрированные спектральные плотности мощности флуктуаций положения центра масс при отсутствии и наличии стабилизации представлены на рис. 5.18. Без стабилизации угловая нестабильность усиленных импульсов составляла 4,2 мкрад по x и 4 мкрад по y. После включения системы стабилизации нестабильность снизилась до 1,8 мкрад по x и 1,9 мкрад по y. На рис. 5.19 представлен разброс положений центра масс, при непрерывной регистрации на протяжении ~ 100 сек (из этих же данных были вычислены графики, представленные на рис. 5.18). Из данных на рис. 5.19 видно, что после включения системы стабилизации, результаты плотно группируются вблизи 0. Этот результат, согласно проведённому анализу (раздел 2.3), потенциально обеспечивает эффективное сложение пучков апертурой до ~90 мм, что позволяет работать с импульсами вплоть до петаваттного уровня пиковой мощности.

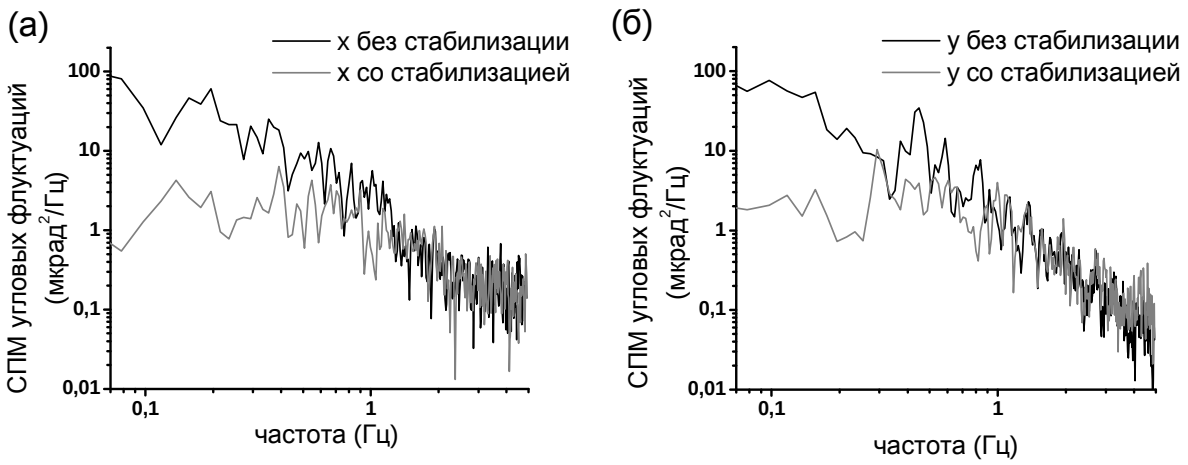

Рис. 5.18. Спектральная плотность мощности (СПМ) угловых флуктуаций без стабилизации и со стабилизацией.

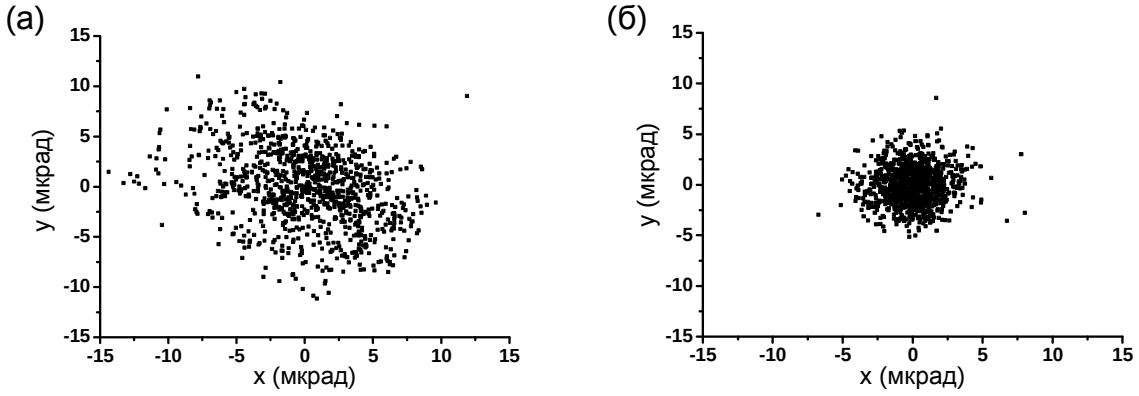

Рис. 5.19. Разброс положений центра масс без стабилизации (а) и со стабилизацией (б).

5.5. Эксперименты по когерентному сложению параметрически усиленных мультитераваттных фемтосекундных импульсов

Эксперименты по когерентному сложению были проведены на установке, описанной в разделе 3.2, с использованием системы стабилизации разности фаз усиленных импульсов, рассмотренной в разделе 5.3. Когерентное сложение осуществлялось в фокальной плоскости сферического зеркала с радиусом кривизны 3 метра. Довольно большой радиус кривизны был выбран для того, чтобы пучки в фокальной плоскости были достаточно большими для их регистрации стандартной ПЗС–камерой. Полученные типичные профили отдельных пучков и суммарного импульса представлены на рис. 5.20.

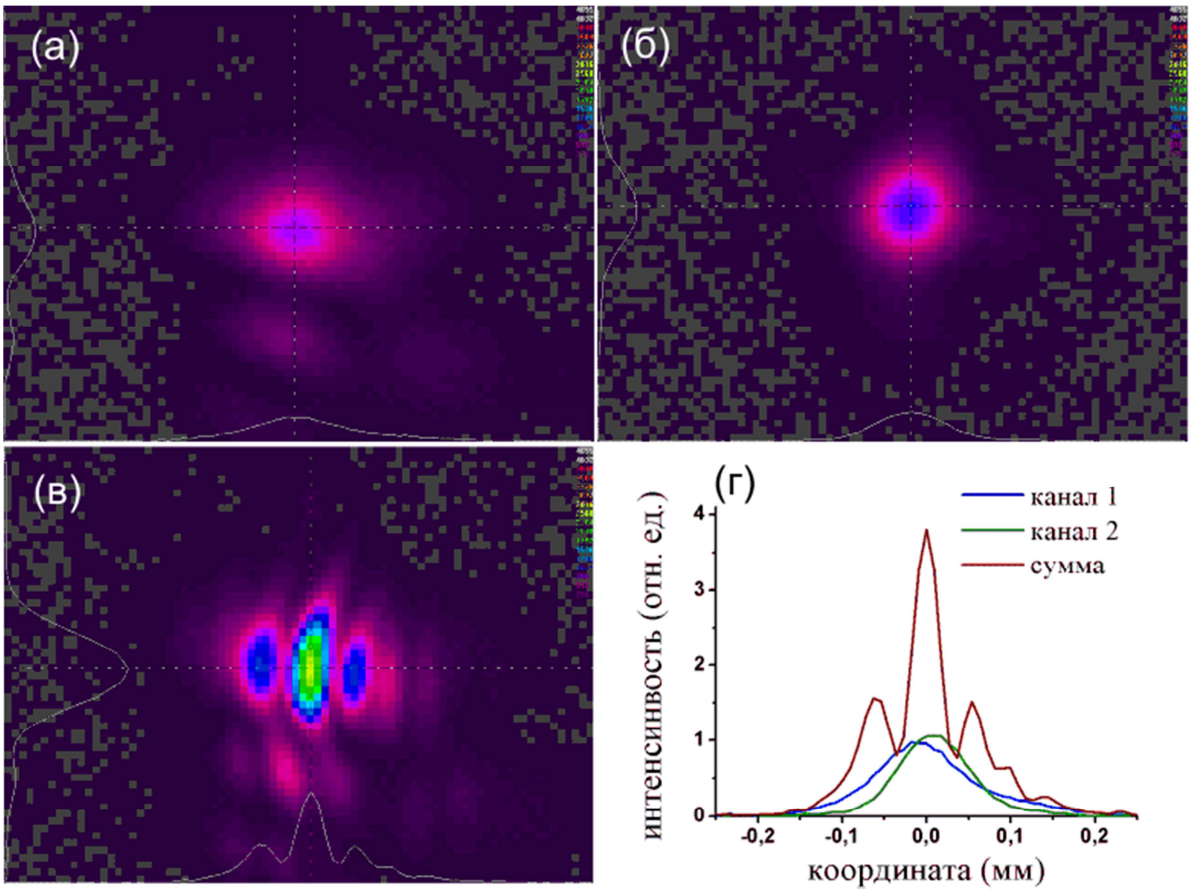

Рис. 5.20. Когерентное сложение мультитераваттных усиленных сжатых импульсов: профили в первом канале (а), втором канале (б), суммарного пучка (в) и горизонтальная проекция данных (г).

Эффективность когерентного сложения, вычисленная из зарегистрированных данных, составляет 95±5% (погрешность связана с нестабильностью энергии усиленных импульсов).

Для демонстрации принципиальной необходимости применения системы активной стабилизации разности фаз на рис. 5.21 и 5.22 представлены профили суммарного импульса при усреднении по 10 и 100 импульсам соответственно при включенной и выключенной системе стабилизации разности фаз. При включенной системе стабилизации эффективность когерентного сложения сохраняется практически неизменной ~95% вне зависимости от наличия или отсутствия усреднения. При выключении системы стабилизации из–за дрейфа разности фаз интерференционная картина замывается и при усреднении по 10 импульсам эффективность когерентного сложения падет до 70–80%, при усреднении по 100 импульсам до 50–60%, то есть практически до минимума для случая сложения двух пучков.

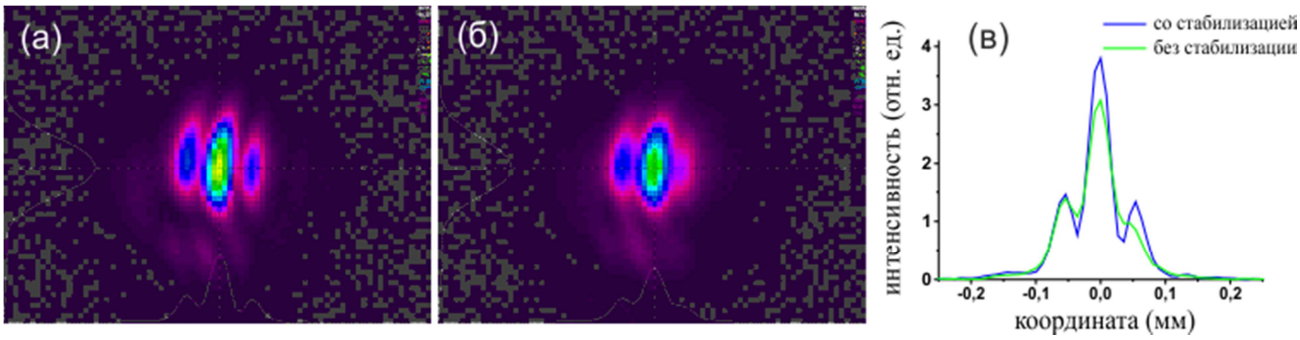

Рис. 5.21. Результаты когерентного сложения при усреднении по 10 импульсам со стабилизацией (а) и без (б), горизонтальная проекция данных (в).

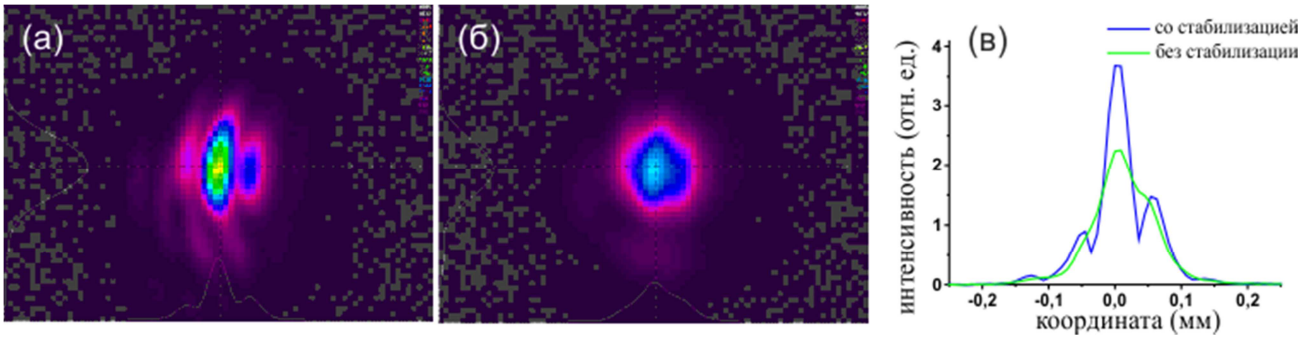

Рис. 5.22. Результаты когерентного сложения при усреднении по 100 импульсам со стабилизацией (а) и без (б), горизонтальная проекция данных (в).

В итоге экспериментально продемонстрирована возможность высокоэффективного когерентного сложения параметрически усиленных фемтосекундных импульсов. Показано, что созданная система стабилизации разности фаз позволяет достичь эффективности когерентного сложения на уровне ~ 95%. Принимая во внимание анализ, проведённый в разделе 2, а именно слабую зависимость требований на параметры складываемых импульсов от числа складываемых каналов, можно сделать вывод, о принципиальной возможности когерентного сложения большого числа параметрически усиленных фемтосекундных импульсов. Это является ключевым фактором для создания лазерных систем, позволяющих достичь рекордных ультрарелятивистских интенсивностей сфокусированного лазерного излучения. Стоит отметить, что, конечно, с ростом энергии усиленного импульса (а, следовательно, и диаметра пучка [62, 63]) и числа складываемых каналов длина оптического пути и количество оптических элементов в системе будут увеличиваться. При отсутствии системы активной стабилизации это приведёт к ухудшению угловой стабильности и стабильности разности фаз. При наличии системы активной стабилизации итоговая остаточная нестабильность определяется в основном собственными шумами системы стабилизации в полосе стабилизации [23] и исходными шумами вне полосы стабилизации. То есть фактически при использовании качественных малошумящих электронных компонент остаточная нестабильность зависит от

полосы системы стабилизации. А, принимая во внимание предложенный метод расширения полосы стабилизации, потенциально позволяющий расширить полосу до килогерцового диапазона, в котором содержится подавляющая часть возмущений, с большой вероятностью можно утверждать, что в многоканальной системе с высокой энергией усиленных импульсов можно достичь стабильности разности фаз и угловой стабильности не хуже продемонстрированных в данной работе, а, следовательно, и реализовать высокоэффективное когерентное сложение.

5.6. Когерентное сложение при острой фокусировке

Для определения потенциальных возможностей созданной системы по проведению исследований в области физики высоких полей были проведены эксперименты по острой фокусировке усиленных сжатых импульсов. Фокусировка осуществлялась 45° параболическим зеркалом (Edmund Optics Inc.) диаметром 76 мм с фокусным расстоянием 90 мм (это так называемое эффективное фокусное расстояние – расстояние от центра зеркала до перетяжки при фокусировке коллимированного пучка, при этом f, входящий в уравнение параболоида $Par(\mathrm{x}, y) = \dfrac{x^2 + y^2}{4f}$, равен f=76 мм). Зарегистрированные с помощью ПЗС-камеры с размером пикселя 9x9 мкм профили для обоих каналов в фокальной плоскости представлены на рис. 5.23.

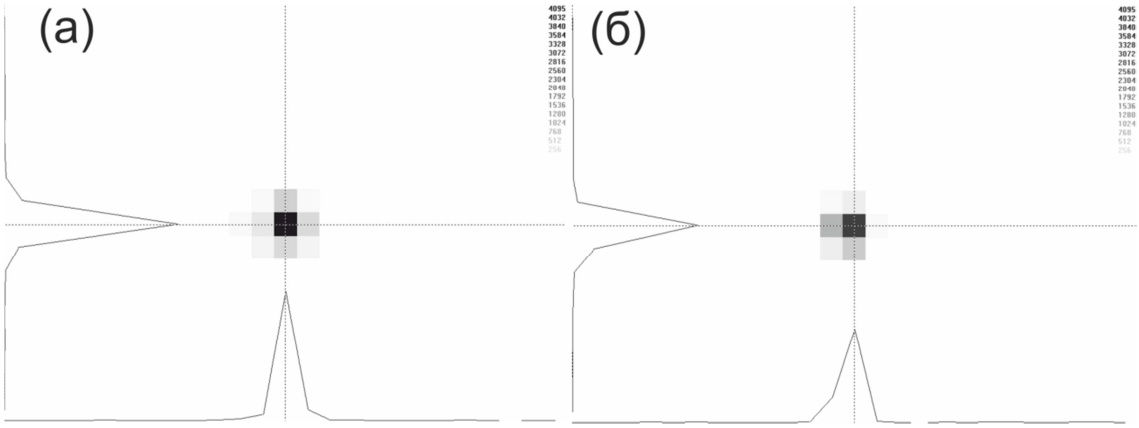

Рис. 5.23. Профиль в фокальной плоскости параболического зеркала для первого (а) и второго каналов (б).

Из рис. 5.23 видно, что разрешения имеющейся камеры (9x9 мкм) недостаточно для регистрации профиля в фокусе параболического зеркала, поэтому для его качественной регистрации была использована схема, представленная на рис. 5.24. В данной схеме осуществляется передача изображения из фокуса на ПЗС-камеру с 40–ка кратным увеличением. Для минимизации искажений, связанных с хроматическими аберрациями и аберрациями короткофокусной оптики, в схеме использован скорректированный на бесконечность

ахроматический микрообъектив (40X Nikon Plan Fluorite Imaging Objective, 0.75 NA) и скорректированная на бесконечность ахроматическая линза (ITL200, Thorlabs Inc.), разработанная и предназначенная для работы с микрообъективами данного типа.

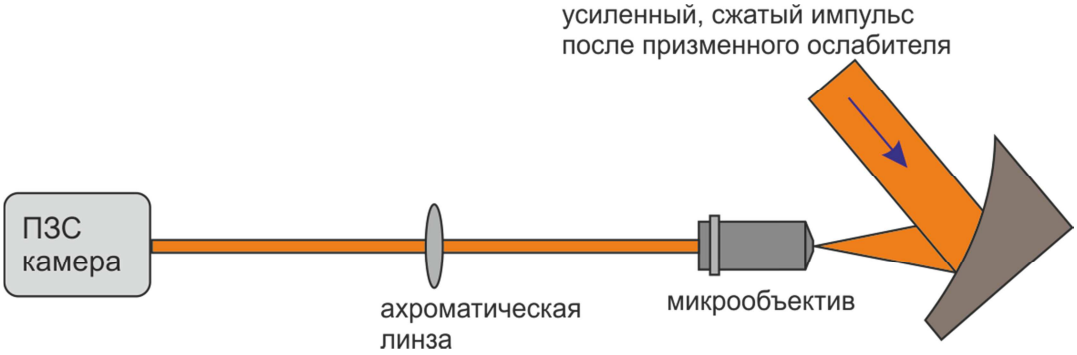

Рис. 5.24. Схема регистрации профиля в фокальной плоскости параболоида.

Для экспериментальной проверки ожидаемого коэффициента увеличения системы, представленной на рис. 5.25, были проведены эксперименты по регистрации профиля неусиленного излучения в фокусе линзы с f=40 см. Диаметр по интенсивности по e^{-2} при прямой регистрации составил 46,5±4,65 мкм (в данном эксперименте была использована камера WinCamD с размером пикселя 4,65x4,65 мкм), при регистрации увеличенного изображения он составил 1,8 мм. Откуда следует, что коэффициент увеличения составляет 39±4. Эта величина практически совпадает с предполагаемой 40, и так как она определяется параметрами микрообъектива, который в данном случае является аттестованным, коммерческим продуктом, то в последующих расчётах будет использоваться номинальная величина увеличения 40.

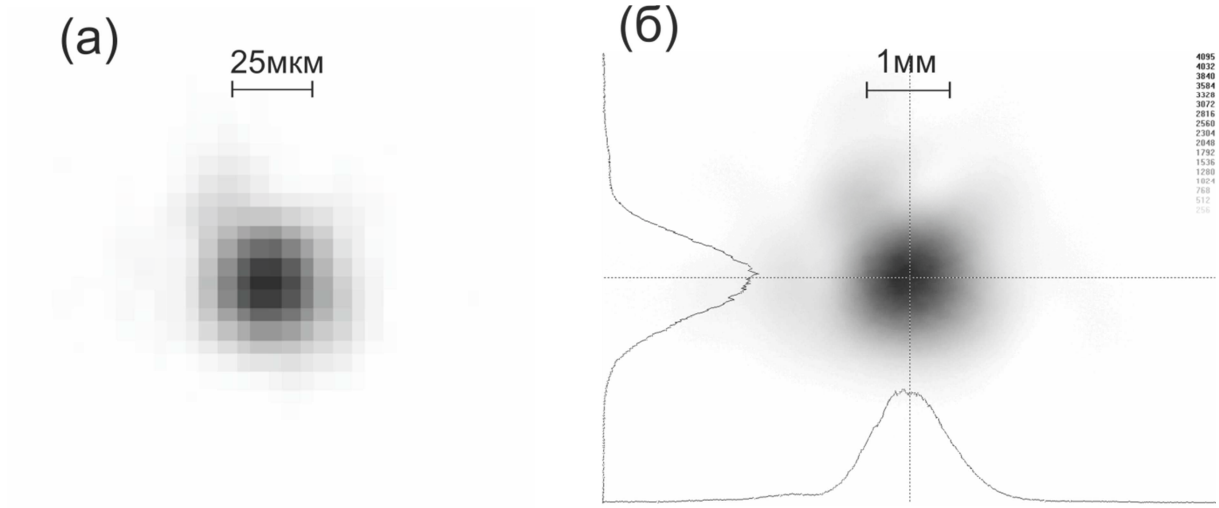

Рис. 5.25. Профиль неусиленного излучения в фокусе линзы с f=40 см при прямой регистрации (а) и его увеличенное изображение (б).

Полученные в представленной схеме увеличенные профили отдельных пучков и суммарного пучка в фокальной плоскости параболического зеркала представлены на рис. 5.26. Вычислено, что в первом канале с учётом энергии 75 мДж, длительности 23 фс и профиля рис. 5.26(а), достигнута пиковая интенсивность релятивистского уровня $0{,}47*10^{19}$ Вт/см^2. Во втором канале с учётом достигнутой энергии 110 мДж, длительности 24 фс и профиля рис. 5.26(б) пиковая интенсивность составляет $0{,}7*10^{19}$ Вт/см^2. В суммарном пучке пиковая интенсивность $2{,}2*10^{19}$ Вт/см^2, и эффективность когерентного сложения составляет те же, что в предыдущем разделе, 95±5% (погрешность связана с нестабильностью энергии усиленных импульсов). Стоит отметить, что погрешность в определении пиковых интенсивностей составляет ~3% и определяется шумами камеры (1%), её конечным разрешением (~1%), то есть размером пикселя, и точностью настройки на фокус (~1%), то есть точностью позиционирования микрообъектива. Плюс к этому, естественно, от импульса к импульсу данная величина будет флуктуировать, из–за нестабильности энергии импульсов, в пределах 4% в первом канале, 2% во втором и ~5% в сумме.

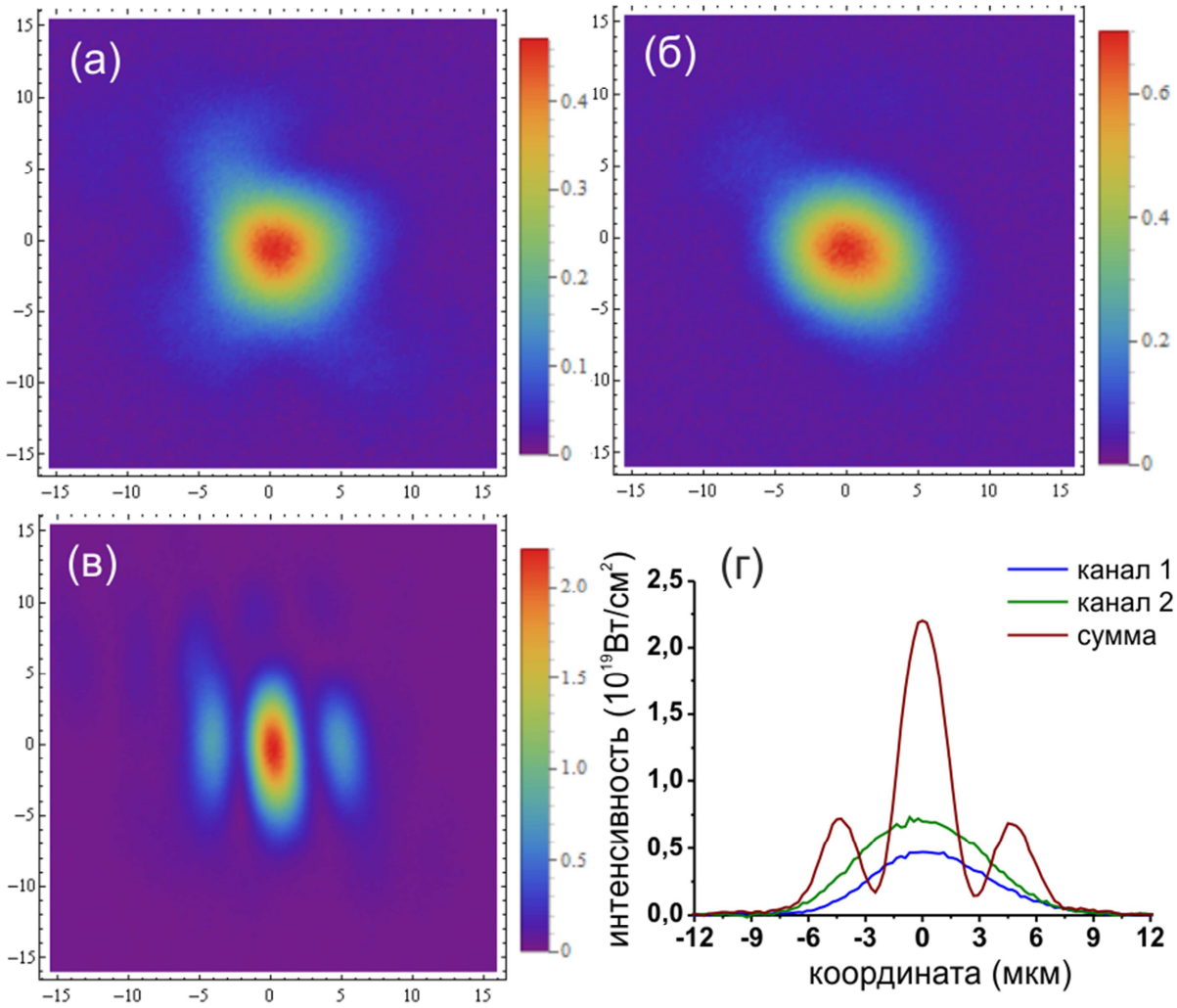

Рис. 5.26. Профиль в фокальной плоскости при острой фокусировке для первого (а) и второго (б) каналов, суммарного пучка (в) и горизонтальная проекция данных (г). (координаты в микронах; FWHM диаметр 6,9±0,3 мкм и 7,2±0,3 мкм в первом и втором каналах соответственно; горизонтальный FWHM размер суммарного пучка уменьшился до 2,7±0,3 мкм)

Более того, интенсивность может быть увеличена примерно в два раза после компенсации аберраций, преимущественно астигматизма. И ещё на один–два порядка при использовании более короткофокусного параболического зеркала (аналогичного использованному, например, в [64]), либо примерно на порядок при увеличении апертуры фокусируемого пучка до 76 мм (при этом F/D=1,2). В итоге потенциально имеется возможность достижения уровня интенсивности ~10^{20}–10^{21}Вт/см^2.

Расчётные профили с учётом параметров использованного параболического зеркала и зарегистрированных профилей в предположении плоского волнового фронта (то есть отсутствия аберраций) представлены на рис. 5.27. В связи с использованием короткофокусного внеосевого параболического зеркала применение параксиального подхода к расчёту профиля в фокальной плоскости неправомерно, поэтому вычисления были проведены в приближении

векторной теории дифракции. Была написана соответствующая программа. При расчёте использован подход, заключающийся в сведении уравнений Штраттона–Чу (Stratton–Chu) векторной теории дифракции к виду аналогичному преобразованию Фурье, что позволяет для их решения использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье [65].

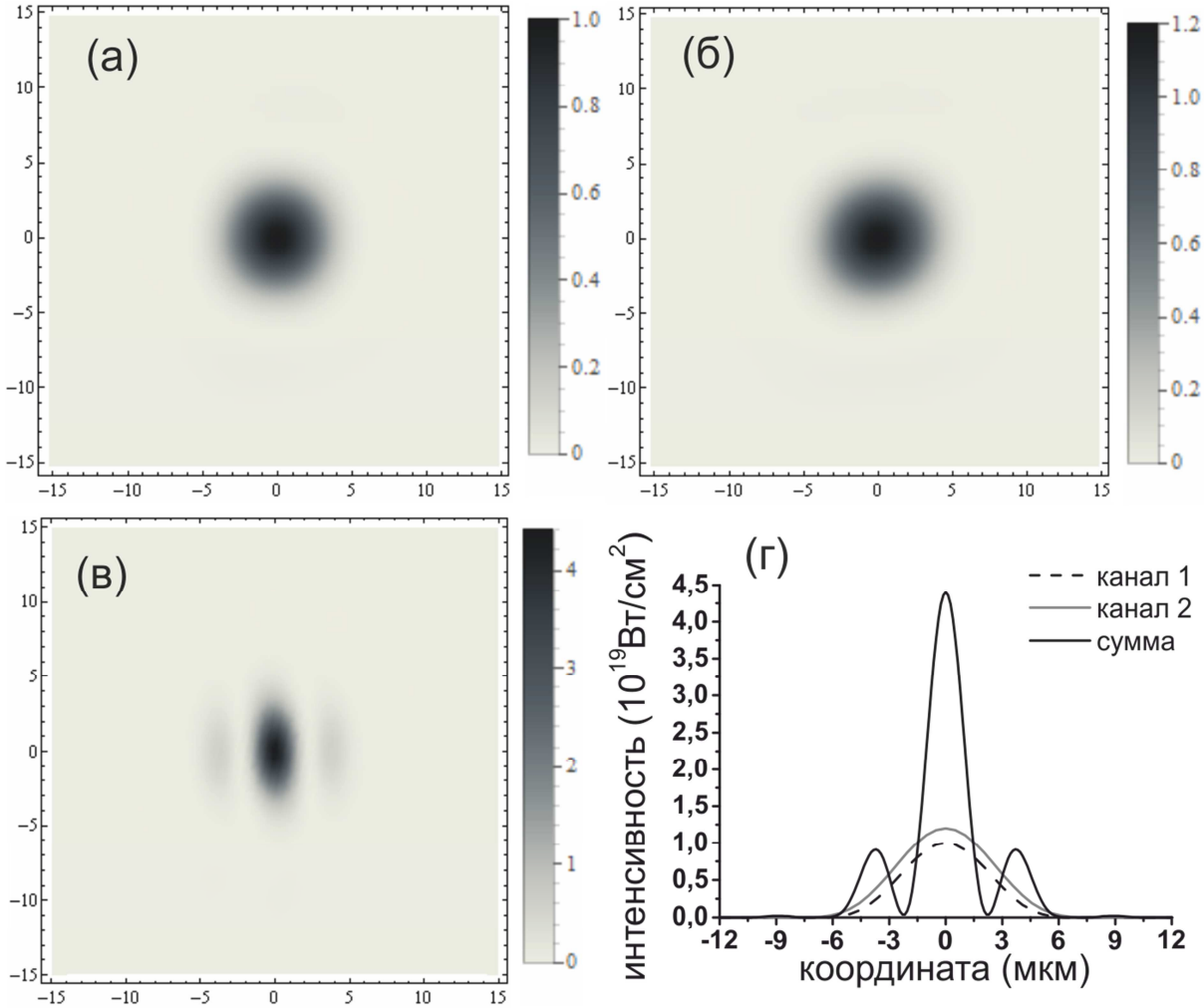

Рис. 5.27. Расчётный профиль в фокальной плоскости при отсутствии аберраций для первого (а) и второго (б) каналов, суммарный профиль (в) и горизонтальная проекция данных (г) (координаты в микронах).

Расчётный диаметр для излучения в первом канале 5,4 мкм и пиковая интенсивность при плоском фазовом фронте и фокусировке использованным в эксперименте параболоидом составляет $1*10^{19}$ Вт/см^2. Для второго канала эти параметры составляют соответственно 5,7 мкм и $1{,}2*10^{19}$ Вт/см^2. Расчётная максимальная пиковая интенсивность в суммарном пучке $4{,}4*10^{19}$ Вт/см^2. Таким образом, достигнута пиковая интенсивность ~50% от максимально возможной. При этом отношение достигнутой интенсивности к максимально возможной (при отсутствии аберраций) практически совпадает с данными для фокусировки излучения длиннофокусной линзой (угловые спектры рис. 3.7), это говорит о том, что снижение пиковой интенсивности

связано не с системой фокусировки, а с параметрами самих пучков (их аберрациями). Важно отметить, что представленные результаты были получены без использования системы коррекции фазового фронта, тогда как для установок с лазерным усилением достижение интенсивности на уровне 50–80% от максимальной величины требует использования таких систем, так как в противном случае достигается только уровень ~10% [64]. Это является одним из подтверждений аргументов в пользу параметрических усилителей перед лазерными, проведённых в третьей главе.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Впервые экспериментально реализовано когерентное сложение параметрически усиленных фемтосекундных импульсов. Проведены эксперименты по когерентному сложению импульсов энергией 100 мДж, длительностью 20 фс, что на данный момент по обоим параметрам является рекордным результатом.
2. Проанализированы методы когерентного сложения, установлено, что наиболее перспективным из них для создания лазерных систем высокой интенсивности является параллельный подход к когерентному сложению.
3. Проведён анализ зависимости эффективности когерентного сложения от нестабильности различных параметров складываемых импульсов. Установлено, что наиболее критичным параметром, требующим первоочередной стабилизации, является разность фаз усиленных импульсов.
4. Разработан метод увеличения частотной полосы отработки системы активной стабилизации разности фаз в низкочастотных лазерных системах. Экспериментально продемонстрировано его преимущество по сравнению со стандартным подходом.
5. Разработана система регистрации разности фаз усиленных импульсов с пониженной чувствительностью к амплитудным шумам. Экспериментально продемонстрировано более чем трёхкратное подавление вклада амплитудных шумов.
6. Разработана система стретчер–компрессор для высокоинтенсивных петаваттных лазерных систем с пикосекундной (~100 пс) длительностью импульсов накачки.
7. В созданной установке экспериментально продемонстрирована возможность достижения интенсивности релятивистского уровня ~$2*10^{19}$ Вт/см^2 при использовании параболического зеркала с фокусным расстоянием 90 мм.

Основные результаты данной работы были опубликованы в реферируемых научных журналах [26–28, 50, 66–67], а также сборниках международных конференций [68–76].

В заключение автор выражает свою искреннюю благодарность В.А. Васильеву и Л.Н. Квашнину за разработку и создание электронных компонент, использованных при проведении экспериментов, В.И. Трунову, С.А. Фролову, а также всем коллегам за плодотворное сотрудничество и внимание к работе.

Термины и сокращения

Релятивистская интенсивность – интенсивность более 10^{18} Вт/см^2, при которой электрон в поле волны приобретает релятивистскую энергию (то есть колебательная энергия электрона в поле волны начинает превышать его энергию покоя).

Ультра–релятивистская интенсивность – интенсивность более 10^{23} Вт/см^2, при которой протон в поле волны приобретает релятивистскую энергию (то есть колебательная энергия протона в поле волны начинает превышать его энергию покоя).

CPA – chirped pulse amplification (усиление чирпированных импульсов).

ДГС – дисперсия групповой скорости.

Компрессор – устройство для сжатия во времени чирпированных импульсов.

Компрессор классический – предложенный Эдмондом Трейси в 1969 году компрессор, основанный на двух параллельных дифракционных решетках.

Стретчер – устройство для растяжения импульсов во времени за счет их чирпирования.

Чирпированный импульс – частотно–модулированный импульс широкополосного излучения, у которого частота изменяется вдоль временного профиля. Чирп – величина этой частотной модуляции (как правило характеризуется дисперсионными коэффициентами $к_2$, $к_3$ и т.д., определяющими спектральную фазу импульса: $\varphi(\omega)=\sum_n \frac{k_n(\omega-\omega_0)^n}{n!}$, где ω_0 – несущая частота).

OPCPA – optical parametric chirped pulse amplification (параметрическое усиление чирпированных импульсов)

Относительный временной джиттер (либо просто джиттер) – среднеквадратичная величина флуктуаций задержки между импульсами.

сео–фаза – фаза между несущей и огибающей, определяющая величину сдвига между максимумом огибающей импульса и его несущей.

Угловой чирп – величина частотной модуляции в угловом спектре импульса, $Ca = \frac{d\theta}{d\nu}$ (Ca – угловой чирп, θ – направление распространения излечения на частоте ν=c/λ)

BBO – β–борат бария: β–BaB_2O_4

LBO – триборат лития: LiB_3O_5

Оффнеровский телескопом – телескоп, предложенный Оффнером [51, 52] и состоящий из двух сферических зеркал (одно вогнутое, второе выпуклое, радиус выпуклого в два раза меньше радиуса вогнутого, центры кривизны зеркал совпадают).

FWHM – Full width at half maximum (ширина на полувысоте)

B–интеграл – величина нелинейного фазового набега, определяемая выражением $B = \frac{2\pi}{\lambda}\int n_2 I(z)dz$, где n_2 – нелинейный показатель преломления.

Чирпованное зеркало – многослойное диэлектрическое зеркало, вносящее частотную модуляцию заданной величины и знака в отражённый импульс.

Спектрально–ограниченная длительность – длительность, определяемая преобразованием Фурье спектра импульса при отсутствии чирпа, то есть при отсутствии зависимости спектральной фазы от частоты.

СПМ – спектральная плотность мощности

ФАП – система фазовой автоподстройки.

Высокочастотный контур (ФАП) – контур ФАП, основанный на регистрации высокочастотного неусиленного излучения.

Низкочастотный контур (ФАП) – контур ФАП, основанный на регистрации низкочастотного усиленного излучения.

УВХ – устройство выборки и хранения

Список литературы

1. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G. and Krushelnick K. Ultra–high intensity 300–TW laser at 0.1 Hz repetition rate // Optics Express. 2008. V. 16, № 3. P. 2109–2114.
2. Mourou G. A., Tajima T. and Bulanov S. V. Optics in the relativistic regime // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78, № 2. P. 309–371.
3. Di Piazza A., Muller C., Hatsagortsyan K. Z., and Keitel C. H. Extremely high–intensity laser interactions with fundamental quantum systems // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84, № 3. P. 1177–1228.
4. Hellwarth, R. W. Advances in Quantum Electronics / R. W. Hellwarth. New York : Columbia University Press, 1961. P. 34.
5. Mocker H. W. and Collins R. J. Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser // Appl. Phys. Lett. 1965. V. 7, № 10. P. 270–273.
6. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // Optics Communications. 1985. V. 56, № 3. P. 219–221.
7. Giambruno F., Radier C., Rey G. and Chériaux G. Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control // Applied Optics. 2011. V. 50, № 17. P. 2617–2621.
8. Lyachev A., Chekhlov O., Collier J., Clarke R. J., Galimberti M., Hernandez–Gomez C., Matousek P., Musgrave I. O., Neely D., Norreys P. A., Ross I., Tang Y., Winstone T. B., Wyborn B. E. The 10PW OPCPA Vulcan Laser Upgrade // Advances in Optical Materials, February 16–18, 2011, Istanbul, Turkey, OSA Technical Digest (CD), paper HThE2.
9. Коржиманов А. В., Гоносков А. А., Хазанов Е. А., Сергеев А. М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // УФН. 2011. Т. 181, № 1. С. 9–32.
10. Shaohua Ji, Fuquan Li, Fang Wang, Xinguang Xu, Zhengping Wang, and Xun Sun. Homogeneity of rapid grown DKDP crystal // Opt. Mater. Express. 2014. V. 4, № 5. P. 997-1002.
11. Bagchi S., Zhang J., Banerjee S., Ramanathan V., Smith N. C., Brown K., and Umstadter D. Measurement of Damage Threshold for Metallic Gratings under Intense Laser Pulse Irradiation // Optical Fabrication and Testing, October 21-24, 2008, Rochester, New York United States, OSA Technical Digest (CD), paper OFB3.

12. Major Zs., Klingebiel S., Skrobol C., Ahmad I., Wandt C., Trushin S. A., Krausz F. and Karsch S. Status of the Petawatt Field Synthesizer—pump-seed synchronization measurements // AIP Conference Proceedings. 2010. V. 1228. P. 117–122.
13. Guillaume M., Lureau F., Laux S., Casagrande O., Radier C., Chalus O., Caradec F., Boudjemaa L., Simon-Boisson C. A., Dabu R., Jipa F., Neagu L., Dancus I., Sporea D., Fenic C., and Grigoriu C. First sub-25fs PetaWatt laser system // CLEO: Science and Innovations, June 9–14, 2013, San Jose, California United States, OSA Postdeadline Paper Digest (online), paper CTh5C.5.
14. ELI home page. URL: http://www.eli-beams.eu
15. XCELS home page. URL: http://www.xcels.iapras.ru
16. Marmo J., Injeyan H., Komine H., McNaught S., Machan J., Sollee J. Joint high power solid state laser program advancements at Northrop Grumman // Proc. SPIE. 2009. V. 7195. 719507.
17. Yu C. X., Augst S. J., Redmond S. M., Goldizen K. C., Murphy D. V., Sanchez A., and Fan T. Y. Coherent combining of a 4 kW, eight–element fiber amplifier array // Opt. Lett. 2011. V. 36, № 14. P. 2686–2688.
18. Klenke A, Breitkopf S, Kienel M, Gottschall T, Eidam T, Hädrich S, Rothhardt J, Limpert J and Tünnermann A. 530 W, 1.3 mJ, four–channel coherently combined femtosecond fiber chirped–pulse amplification system // Opt. Lett. 2013. V. 38, № 13. P. 2283–2285.
19. Басов Н. Г., Грасюк А. З., Карев Ю. И., Лосев Л. Л., Смирнов В. Г. Водородный комбинационный лазер для эффективного когерентного суммирования наносекундных световых импульсов // Квантовая Электроника. 1979. Т. 6, № 6. С. 1329–1331.
20. Chang W., Zhou T., Siiman L. A. and Galvanauskas A. Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently–spectrally combined multi–channel fiber chirped pulse amplifiers // Optics Express. 2013. V. 21, № 3. P. 3897–3910.
21. Manzoni C., Huang S.-W., Cirmi G., Farinello P., Moses J., Kärtner F. X., and Cerullo G. Coherent synthesis of ultra–broadband optical parametric amplifiers // Optics Letters. 2012. V. 37, № 11. P. 1880–1882.
22. Bourderionnet J, Bellanger C, Primot J and Brignon A. Collective coherent phase combining of 64 fibers // Opt. Express. 2011. V. 19, № 18. P. 17053–17058.
23. Siiman L. A., Chang W., Zhou T. and Galvanauskas A. Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers // Optics Express. 2012. V. 20, № 16. P. 18097–18116.

24. Kong H. J., Shin J. S., Yoon J. W. and Beak D. H. Phase stabilization of the amplitude dividing four–beam combined laser system using stimulated Brillouin scattering phase conjugate mirrors // Laser and Particle Beams. 2009. V. 27, № 1. P. 179–184.
25. Shin J. S., Park S., Kong H. J. and Yoon J. W. Phase stabilization of a wave–front dividing four–beam combined amplifier with stimulated Brillouin scattering phase conjugate mirrors // Applied Physics Letters. 2010. V. 96, № 13. 131116.
26. Багаев С. Н., Трунов В. И., Пестряков Е. В., Лещенко В. Е., Фролов С. А., Васильев В. А. Высокоинтенсивные фемтосекундные лазерные системы на основе когерентного сложения оптических полей // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 115, № 3. С. 356–366.
27. Bagayev S. N., Leshchenko V. E., Trunov V. I., Pestryakov E. V., and Frolov S. A. Coherent combining of femtosecond pulses parametrically amplified in BBO crystals // Opt. Lett. 2014. V. 39, № 6. P. 1517–1520.
28. Leshchenko V. E., Trunov V. I., Frolov S. A., Pestryakov E. V., Vasiliev V. A., Kvashnin N. L. and Bagayev S. N. Coherent combining of multimillijoule parametric-amplified femtosecond pulses // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11, № 9. 095301.
29. Daniault L, Hanna M, Lombard L, Zaouter Y, Mottay E, Goular D, Bourdon P, Druon F and Georges P. Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped pulse amplifiers // Optics Letters. 2011. V. 36, № 5. P. 621–623.
30. Zaouter Y, Daniault L, Hanna M, Papadopoulos D N, Morin F, Hönninger C, Druon F, Mottay E and Georges P. Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers // Optics Letters. 2012. V. 37, № 9. P. 1460–1462.
31. Klenke A, Seise E, Demmler S, Rothhardt J, Breitkopf S, Limpert J and Tünnermann A. Coherently combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy // Optics Express. 2011. V. 19, № 24. P. 24280–24285.
32. Thomazeau I., Etchepare J., Grillon G., and Migus A. Electronic nonlinear optical susceptibilities of silicate glasses // Opt. Lett. 1985. V. 10, № 5. P. 223–225.
33. Ахманов, С. А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин. М.: Наука, 1988. С. 28.
34. Бусленко, Н. П. Метод статистических испытаний (Монте-Карло) / Н. П. Бусленко, Ю. А. Шрейдер. Москва: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961. 226с.
35. Самарский, А. А. Численные методы / А. А. Самарский, А. В. Гулин. М.: Наука, 1989. 271с.

36. Pretzler G., Kasper A., Witte K. J. Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers // Appl. Phys. B. 2000. V. 70, № 1. P. 1–9.
37. Hebling J. Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion // Optical and Quantum Electronics. 1996. V. 28, № 12. P. 1759–1763.
38. Akturk S., Gu X., Gabolde P. and Trebino R. The general theory of first–order spatio–temporal distortions of Gaussian pulses and beams // Opt. Express. 2005. V. 13, № 21. P. 8642–8661.
39. Гудмен, Дж. Статистическая оптика / Дж. Гудмен: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
40. Goodno G. D., Shih C., and Rothenberg J. E. Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers // Opt. Express. 2010. V. 18, № 24. P. 25403–25414.
41. Klenke A., Seise Y., Limpert J., and Tünnermann A. Basic considerations on coherent combining of ultra-short laser pulses // Opt. Express. 2011. V. 19, № 25. P. 25379–25387.
42. Mourou G, Brocklesby B, Tajima T, and Limpert J. The future is fiber accelerators // Nature Photonics. 2013. V. 7, № 4. P. 258–261.
43. Pestryakov E.V., Petrov V.V., Trunov V.I., Frolov S.A., Kirpichnikov A.V., Bagayev S.N., Kokh A.E. Design of high gain OPCPA for multiterawatt and petawatt class systems on large aperture LBO crystals // Proceedings of SPIE. 2011. V. 7994. P. 799425.
44. Потёмкин А. К., Катин Е. В., Кирсанов А. В., Лучинин Г. А., Мальшаков А. Н., Мартьянов М. А., Матвеев А. З., Палашов О. В., Хазанов Е. А., Шайкин А. А. Компактный лазер на фосфатном стекле с неодимом с энергией 100 Дж и мощностью 100 ГВт для накачки параметрического усилителя чирпированных импульсов // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 4. С. 302–310.
45. Lorenc D., Aranyosiova M., Buczynski R., Stepien R., Bugar I., Vincze A., Velic D. Nonlinear refractive index of multicomponent glasses designed for fabrication of photonic crystal fibers // Applied Physics B. 2008. V. 93, № 2. P. 531–538.
46. Friberg S. R., Smith P.W. Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches // IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. 23, № 12. P. 2089–2094.
47. Gratings for scientific applications, HORIBA. URL: http://www.horiba.com/scientific/products/diffraction-gratings/for-scientific-applications/
48. Pulse Compression Transmission Gratings, JENOPTIK Optical Systems. URL: http://www.jenoptik.com/cms/products.nsf/0/2BBE3A68652D3ACFC125771C00459FCA/$File/pcg_en.pdf
49. Ultrafast-Innovations home page. URL: http://www.ultrafast-innovations.com
50. Лещенко В. Е., Трунов В. И., Пестряков Е. В., Фролов С. А. Безаберационная широкополосная система стретчер–компрессор для фемтосекундного петаваттного

лазерного комплекса с параметрическим усилением // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27, № 4. С. 332–340.

51. Zhigang Zhang, Takashi Yagi, and Takashi Arisawa. Ray–tracing model for stretcher dispersion calculation // Appl. Opt. 1997. V. 36, № 15. P. 3393–3393.
52. Akiyoshi Suzuki. Complete analysis of a two–mirror unit magnification system. Part 1 // Appl. Opt. 1983. V. 22, № 24. P. 3943–3949.
53. Akiyoshi Suzuki. Complete analysis of a two–mirror unit magnification system. Part 2 // Appl. Opt. 1983. V. 22, № 24. P. 3950–3956.
54. Cheriaux G., Rousseau P., Salin F., Chambaret J. P., Walker Barry and Dimauro L. F. Aberration free stretcher design for ultrashort pulse amplification // Opt. Lett. 1996. V. 21, № 6. P. 414–416.
55. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. Москва : Наука, 1975. 720с.
56. Luke D. R., Burke J. V. and Lyon R. G. Optical wavefront reconstruction: theory and numerical methods // SIAM REVIEW. 2002. V. 44, № 2. P. 169–224.
57. Sacks Z, Mourou G and Danielius R. Adjusting pulse–front tilt and pulse duration by use of a single–shot autocorrelator // Opt. Lett. 2001. V. 26, № 7. P. 462–464.
58. Renault A., Kandula D. Z., Witte S., Wolf A. L., Zinkstok R. Th., Hogervorst W., and Eikema K. S. E. Phase stability of terawatt–class ultrabroadband parametric amplification // Optics Letters. 2007. V. 32, № 16. P. 2363–2365.
59. Hansch T. W. and Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity // Opt. Commun. 1980. V. 35, № 3. P. 441–444.
60. ISO Standard 11670–2003 Lasers and laser–related equipment – Test methods for laser beam parameters – Beam positional stability. Brussel. : European committee for standardization, 2003. 15 p.
61. Singh R., Patel K., Govindarajan J., and Kumar A. Fuzzy logic based feedback control system for laser beam pointing stabilization // Appl. Opt. 2010. V. 49, № 27. P. 5143–5147.
62. Lu Xu, Lianghong Yu, Xiaoyan Liang, Yuxi Chu, Zhanggui Hu, Lin Ma, Yi Xu, Cheng Wang, Xiaoming Lu, Haihe Lu, Yinchao Yue, Ying Zhao, Feidi Fan, Heng Tu, Yuxin Leng, Ruxin Li, and Zhizhan Xu. High energy noncollinear optical parametric–chirped pulse amplification in LBO at 800 nm // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, № 22. P. 4837–4840.
63. 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 Phys. Lett. 2007. V. 4, № 6. P. 421–427

64. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T. A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G. A., and Yanovsky V. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm^2) // Opt. Lett. 2004. V. 29, № 24. P. 2837–2839.
65. 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/cm^2) // Appl. Phys. B. 2005. V. 80, № 7. P. 823–832.
66. Trunov V. I., Bagayev S. N., Pestryakov E. V., Frolov S. A., Leschenko V. E., Kirpichnikov A. V., Kokh A. E., Petrov V. V., Vasiliev V. A. Ultrarelativistic laser systems based on coherent beam combining // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1465. P. 18–22.
67. Bagayev S. N., Trunov V. I., Pestryakov E. V., Frolov S. A., Leshchenko V. E., Kokh A. E. and Vasiliev V. A. Super–intense femtosecond multichannel laser system with coherent beam combining // Laser Physics. 2014. V. 24, № 7. 074016.
68. Лещенко В.Е. Когерентное сложение параметрически усиленных фемтосекундных импульсов // Материалы 50–й юбилейной международной научной студенческой конференции «Студент и научно–технический прогресс» (МНСК), 13–19 апреля, 2012, Новосибирск, Россия, Сб. тез., С. 12.
69. Bagaev S. N., Trunov V. I., Frolov S. A., Pestryakov E.V., Leschenko V. E., Kokh A. E., Vasiliev V. A. Coherent combining of parametrically amplified femtosecond pulses // 15–th international conference “Laser optics 2012”, 25–29 June, 2012, St.Petersburg, Russia, Summaries (CD), 0481_Trunov.
70. Leschenko V. E., Trunov V. I., Frolov S. A., Pestryakov E. V., Vasiliev V. A. Coherent addition of parametrically amplified femtosecond pulses // 2nd Chinese–Russian Workshop/ Youth Summer School on Laser Physics, Fundamental and Applied Photonics, 3–8 august, 2012, Tianjin, China, Abstracts and resumes, P. 6.
71. Багаев С. Н., Трунов В. И., Пестряков Е. В., Лещенко В. Е., Кох А. Е., Фролов С. А., Васильев В.А. Высокоинтенсивные фемтосекундные лазерные системы на основе когерентного сложения // VII международная конференция «Фундаментальные Проблемы Оптики – 2012», 15–19 октября, 2012, Санкт–Петербург, Россия, Сборник трудов, С. 427.
72. Leshchenko V. E., Trunov V. I., Pestryakov E. V., Frolov S. A. Aberration-free broadband stretcher–compressor for femtosecond petawatt level laser system based on parametrical

amplification // XI International conference Atomic and Molecular Pulsed Lasers (AMPL–2013), 16–20 September, 2013, Tomsk, Russia, Conference abstracts, P. 72.

73. Bagayev S. N., Trunov V. I., Pestryakov E.V., Frolov S. A., Leschenko V. E., Kokh A. E., Vasiliev V. A. Ultra–intense laser systems based on coherent beam combining // International Conference on Coherent and Nonlinear optics (ICONO 2013), 18–22 June, 2013, Moscow, Russia, Technical Digest (CD), ICONO-05, P. 38.
74. Bagayev S. N., Trunov V. I., Pestryakov E. V., Frolov S. A., Kokh A. E., Leschenko V. E., Vasiliev V. A. Superintense femtosecond multichannel laser system with coherent beam combining // The 6–th International Symposium “Modern Problems of Laser Physics” (MPLP 2013), 25–31 August, 2013, Novosibirsk, Russia, Technical Digest, P. 64.
75. Bagayev S. N., Trunov V. I., Pestryakov E. V., Frolov S. A., Leschenko V. E., Kirpichnikov A. V., Kokh A. E., Petrov V. V., Vasiliev V. A. Ultrarelativistic laser systems based on coherent beam combining // The 3rd International Symposium “Laser–Driven Relativistic Plasmas Applied to Science, Energy, Industry and Medicine” (LDRP–2011), 30 May – 2 June, 2011, Kizugawa–city, Kyoto, Japan, Book of Abstracts LDRP-11, P. 13.
76. Trunov V. I., Pestryakov E. V., Frolov S. A., Leschenko V. E., Kirpichnikov A.V., Kokh A. E., Petrov V. V., Vasiliev V. A., Bagayev S. N. Generation of ultra-intense laser fields in multichannel system phase-locked by optical clock // The 10–th International Conference “Atomic and molecular pulsed lasers” (AMPL–2011), 12–16 September, 2011, Tomsk, Russia, Abstracts, D-6, P. 64.