

Стретчеры и компрессоры для сверхмощных лазерных систем

И.В.Яковлев

Обзор посвящен стретчерам и компрессорам – ключевым элементам сверхмощных лазерных комплексов, основанных на принципе усиления chirпированных импульсов. Представлены возможности, характеристики, схемы, а также методы согласования и юстировки этих устройств. Особое внимание уделено истории развития оптики сверхкоротких сверхмощных импульсов до и после 1985 года, когда был предложен метод усиления chirпированных импульсов, радикально изменивший представления о возможности создания источников сверхмощного лазерного излучения. Обзор в первую очередь адресован молодым ученым и специалистам, начинающим заниматься вопросами усиления и компрессии chirпированных импульсов, специалистам по лазерной оптике, а также всем интересующимся научными достижениями в области создания сверхмощных лазерных систем.

Ключевые слова: усиление chirпированных импульсов, параметрическое усиление chirпированных импульсов, петаватт-ные лазеры, стретчер, компрессор, фемтосекундные импульсы, дифракционные решетки, гризмы, юстировка лазерных систем.

Содержание

1. Введение	393
2. Достижения в фемтосекундной лазерной оптике накануне появления метода CPA	395
2.1. Источники сверхкоротких импульсов – лазеры на красителе	
2.2. Фазовая самомодуляция – путь к уменьшению длительности импульсов	
2.3. Роль призм и дифракционных решеток в фемтосекундной технике. Компрессор Трейси	
2.4. Пиковая мощность лазерных источников накануне появления метода CPA	
3. Метод CPA – путь к петаваттной пиковой мощности	397
3.1. Идея CPA	
3.2. Стретчер Мартинеза – классический стретчер CPA-систем	
3.3. Ti:sapphire – активная среда для генерации и усиления сверхкоротких импульсов	
3.4. ОРCPA – перспективная альтернатива CPA-системам	
4. Компрессоры и стретчеры – основа сверхмощных лазерных систем	403
4.1. Возможности управления дисперсией компрессора и стретчера	
4.2. Юстировка дифракционных решеток компрессора	
4.3. Особенности стретчера для ОРCPA с преобразованием частоты	
4.4. Дифракционные решетки для компрессоров импульсов в сверхмощных лазерных системах. Составные решетки	
4.5. Стретчеры и компрессоры сверхмощных лазерных CPA- и ОРCPA-систем	
5. Заключение	410
6. Литература	410

1. Введение

Одним из актуальных направлений работ в современной физике является создание лазерных источников импульсного сверхмощного излучения. И если еще недавно сверхмощными считались тераваттные ($1 \text{ ТВт} = 10^{12} \text{ Вт}$) лазерные системы, то в настоящее время этот термин все чаще употребляется для обозначения мультитераваттного и более высоких уровней пиковой мощности. Безу-

ловно, это связано с бурным ростом числа действующих и строящихся петаваттных ($1 \text{ ПВт} = 10^{15} \text{ Вт}$) лазерных комплексов в мире [1]. Петаватт – это гигантская величина, примерно в 100 раз превышающая суммарную мощность всех электростанций мира! Правда, время существования этой мощности крайне мало: десятки-сотни фемтосекунд ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$), тогда как электростанции вырабатывают энергию непрерывно.

Создание лазерных систем тераваттной мощности стало рутинной, коммерческие фирмы предлагают субпетаваттные и даже петаваттные лазерные комплексы «под ключ» [2]. В нескольких странах ведется работа над проектами лазерных комплексов с пиковой мощностью до 10 ПВт (см. [3] и ссылки в [4]). Институтом прикладной физики РАН предложен проект субэксаваттного ($1 \text{ ЭВт} = 10^{18} \text{ Вт}$) лазерного комплекса [5].

И.В.Яковлев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: ivan@ufp.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 31 марта 2014 г.

Следует особо подчеркнуть, что в настоящее время только лазерные источники способны генерировать излучение мультитераваттной и тем более петаваттной пиковой мощности. При фокусировке этого сверхмощного излучения в пятно диаметром единицы микрон создается колоссальная интенсивность электромагнитного излучения, соответствующие значения электрического поля в котором на несколько порядков больше, чем у внутриатомных полей. О таком уникальном инструменте для исследований свойств природы 20 лет назад можно было лишь мечтать.

Сегодня использование сверхмощных лазеров в фундаментальных и прикладных научных исследованиях открывает новые перспективы. Исследование свойств материи, находящейся в экстремальном состоянии, создает уникальную возможность для новых открытий на стыке физики высоких энергий и физики сверхсильных полей, для моделирования астрофизических явлений в лабораторных условиях, для изучения явлений квантовой электродинамики и даже пространственно-временной структуры вакуума. С помощью сфокусированного в капилляр или газовую струю сверхмощного лазерного излучения успешно ускоряют электроны до энергии несколько гигаэлектронвольт на длинах единицы сантиметров. В традиционных ускорителях для этого требуются сотни метров. Большая надежда возлагается на лазерные ускорители более тяжелых частиц – протонов и ионов, перспективных для лучевой диагностики и протонной терапии раковых заболеваний. Благодаря компактности и относительно невысокой стоимости современных сверхмощных лазеров (по сравнению с традиционными ускорителями) можно было бы оборудовать ими медицинские центры по всей стране.

Сверхмощное излучение лазеров пико- и фемтосекундного диапазонов позволяет создавать источники сверхкоротких импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения для контроля качества материалов с беспрецедентным пространственным и временным разрешением. Обзоры актуальных задач для лазерных систем с пиковой мощностью петаваттного уровня можно найти, например, в работах [4–16]. Некоторые из них [4, 11, 12], а также ряд обзорных статей [17–28], выпущенных в течение последних 20 лет, посвящены принципам построения лазерных систем от тераваттного до мультитераваттного уровня пиковой мощности. В частности, в относительно недавней работе 2011 г. [4] представлен обзор действующих и строящихся петаваттных лазерных комплексов, а также современных крупномасштабных национальных и международных лазерных проектов.

Обновляемую таблицу со списком самых мощных лазерных установок можно найти в энциклопедии Википедия [1]. Из таблицы видно, что в последние семь-восемь лет ежегодно вводились в эксплуатацию одна-две сверхмощные системы с пиковой мощностью 0.5 ПВт и выше. Полезную информацию можно найти на сайте Международного комитета по созданию и использованию сверхмощных лазеров (The International Committee on Ultra-High Intensity Lasers, ICUIL) [29], координирующей деятельность крупнейших лазерных лабораторий во всем мире. В частности, там есть интерактивная карта, на которой показаны лаборатории мира, где созданы и эксплуатируются сверхмощные лазерные системы.

Физические основы генерации и усиления пико- и фемтосекундного лазерного излучения, а также исследо-

вания с использованием сверхкоротких лазерных импульсов и сверхмощных лазерных систем имеют давнюю историю и отражены в ряде монографий и учебников [23, 25, 30–40]. Выпущенная издательством Шпрингер на заре фемтосекундной эры, в 1977 г., коллективная монография [32], снабженная замечательным историческим материалом, посвящена пикосекундным лазерным источникам и их применению, в первую очередь для исследования сверхбыстрых процессов в химии и биологии. Классическая монография С.А.Ахманова, В.А.Выслоуха и А.С.Чиркина «Оптика фемтосекундных лазерных импульсов» [34], изданная в 1988 г., до сих пор является актуальной настольной книгой и учебником. Из последних изданий на русском языке следует отметить замечательные монографии П.Г.Крюкова [38, 40], в которых популярно описываются основные физические принципы построения фемтосекундных лазерных систем, а также сфера их применения. Из англоязычных изданий обратим внимание на серии книг «Progress in Ultrafast Intense Laser Science» и «Ultrafast Phenomena» (Шпрингер), а также на ряд монографий [41–46], посвященных вопросам генерации, усиления, растяжения–сжатия фемтосекундных импульсов, их взаимодействию с веществом и биологическими объектами.

Однако не следует забывать, что путь к сверхвысоким значениям лазерной мощности был не прост. Для построения современных сверхмощных лазерных систем необходимо было создать источники субпикосекундных и фемтосекундных импульсов, исследовать дисперсионные свойства оптических материалов и схем на их основе, научиться усиливать широкополосное излучение, растягивать его во времени, сжимать до сверхмалых длительностей. Таким образом, проблема создания источников сверхмощных сверхкоротких импульсов лазерного излучения была бы невозможна без решения целого ряда задач, представляющих также большой самостоятельный интерес. Очень важно иметь представление о смежных разделах оптики, сыгравших и играющих значительную или даже решающую роль в развитии и становлении физики сверхмощных лазерных систем. В связи с этим обратим внимание читателя на обзорные статьи [47–52], опубликованные в различные годы и посвященные успехам в создании широкополосных твердотельных лазерных генераторов, а также роли дисперсии в оптике ультракоротких импульсов.

Предлагаемый обзор состоит из шести разделов. В разд.2 представлены достижения лазерной оптики сверхкоротких импульсов до 1985 г., когда был предложен метод усиления chirпированных импульсов (CPA), радикально изменивший представления о возможности создания источников сверхмощного лазерного излучения. Показана выдающаяся роль лазеров на красителях – единственных в то время источниках субпикосекундных импульсов. Представлена принятая тогда методика увеличения их пиковой мощности и получения фемтосекундных длительностей: с помощью эффекта фазовой самомодуляции света в среде – в кристаллах, стеклах или волокнах – спектр излучения лазеров на красителе расширяется, а затем полученное таким образом chirпированное излучение сжимается во времени в дисперсионных системах на основе призм или дифракционных решеток. Ключевым элементом всех, практически без исключения, современных сверхмощных лазерных систем является классический компрессор Трейси.

Разд.3 посвящен методу усиления чирпированных импульсов и его роли в создании сверхмощных лазерных систем. Для реализации в полной мере идеи СРА потребовались (и в середине-конце 1980-х годов были созданы) стретчер Мартинеза, идеально согласованный по порядкам дисперсии с компрессором Трейси, а также титан-сапфировый лазер – надежный источник импульсов фемтосекундной длительности. Особое внимание уделено альтернативному СРА методу параметрического усиления чирпированных импульсов (ОРСРА) [26–28, 53]. Еще в 2002 г. было указано [54], что имеющиеся технологии позволяют создать ОРСРА-систему мощностью 100 ПВт. Отрадно осознавать, что самыми мощными в мире лазерными комплексами, основанными на ОРСРА, на протяжении нескольких лет являются системы PEARL и ФЕМТА (пиковая мощность 0.5 и 1 ПВт соответственно) [55, 56], созданные в ИПФ РАН и РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Разд.4 посвящен ключевым элементам сверхмощных лазерных СРА- и ОРСРА-систем – стретчерам и компрессорам чирпированных импульсов, их возможностям, характеристикам, устройству, согласованию друг с другом, а также проблеме их юстировки. Известно, что задача согласования стретчера и компрессора по порядкам дисперсии является основной для минимизации длительности импульсов и, следовательно, для получения максимальной пиковой мощности. Основное внимание уделено методам юстировки дифракционных решеток компрессора. Рассмотрены специфические особенности стретчера для схемы ОРСРА с преобразованием частоты. Рассмотрены также дифракционные решетки, стойкость которых к воздействию оптического излучения и их конечные размеры ограничивают выходную пиковую мощность лазерных СРА-систем. Рассмотрен один из перспективных путей решения создавшихся проблем за счет применения составных (мозаичных, черепичных) решеток. Представлены некоторые характеристики стретчеров и компрессоров сверхмощных лазерных СРА- и ОРСРА-систем.

2. Достижения в фемтосекундной лазерной оптике накануне появления метода СРА

В конце введения к монографии [32] есть строчки: «Сомнительно, чтобы в ближайшем будущем был достигнут прогресс в исследовании таких фундаментальных проблем, как фотон-фотонные взаимодействия в вакууме; здесь налицо значительные экспериментальные трудности. История науки свидетельствует, однако, о совершенно неожиданном появлении новых оригинальных подходов к решению трудных проблем».

И действительно, менее чем через десять лет, в 1985 г., был предложен метод получения сверхмощных лазерных импульсов за счет усиления чирпированных (фазово-модулированных) световых импульсов, который позволил резко продвинуться вперед в вопросе освоения тераваттных, а затем и петаваттных мощностей лазерного излучения. Прогресс не стоит на месте: не за горами появление мультиметтаваттных лазерных комплексов.

С момента создания первой СРА-системы прошло уже почти 30 лет. Больше, чем со времени изобретения лазера в 1960 г. до 1985 года – года изобретения СРА. Что же было открыто, изобретено и исследовано к середине 1980-х гг.? Какие задачи считались наиболее актуальными в то время? В первую очередь – задача создания источ-

ников сверхкоротких лазерных импульсов – субпикосекундных и фемтосекундных лазеров.

2.1. Источники сверхкоротких импульсов – лазеры на красителе

До конца 1980-х годов практически единственными источниками широкополосного лазерного излучения являлись лазеры на красителе. Основные достижения в фемтосекундной лазерной оптике тех лет были представлены в кратком обзоре [57]. Так, в 1981 г. в новой схеме лазера на красителе с синхронизацией мод на сталкивающихся в насыщающемся поглотителе импульсах был преодолён рубеж длительности 0.1 пс [58]. До этого длительность выходного излучения лазеров на красителях уже почти десятилетие оставалась на пикосекундном уровне. Лишь в 1974 г. в линейной конфигурации резонатора лазера с двумя струями красителя (активной и поглощающей) удалось достичь длительности импульса 0.5 пс [59]. Годом позже были получены импульсы длительностью 0.3 пс [60] за счет сжатия чирпированных импульсов на выходе лазера с помощью двухрешеточного компрессора Трейси [61]. В работе [62] был применен оригинальный способ получения фемтосекундных импульсов: в лазере на красителе с синхронной накачкой была использована смесь растворов красителя родамин 6G и быстро восстанавливающегося насыщающегося поглотителя, что позволило получить импульсы длительностью до 70 фс при средней мощности 30 мВт. К 1983 г. минимальная длительность импульсов лазеров на красителях составляла 65 фс [57].

2.2. Фазовая самомодуляция – путь к уменьшению длительности импульсов

Для сокращения длительности импульсов на рубеже 1970-х – 1980-х гг. с успехом начал использоваться эффект фазовой самомодуляции (SPM) излучения в волокне [63]. Благодаря нелинейной зависимости показателя преломления среды от интенсивности распространяющегося в ней оптического импульса происходит расширение спектра излучения, импульсы приобретают линейный частотный чирп (линейную зависимость частоты от времени в пределах огибающей импульса). Пионерские работы по фазовой самомодуляции лазерного излучения в жидкости были выполнены в 1967 г. [64], в 1970 г. – в кристаллах и стекле [65], а в 1978 г. – в оптических волокнах [63].

В работах [66, 67] было предложено уширять спектр импульса за счет фазовой самомодуляции непосредственно в лазерном усилителе на стекле с неодимом, а затем сжимать импульс в последовательности интерферометров Жире–Турнуа. При этом интенсивность излучения в усилителе может быть уменьшена путем увеличения длительности импульса на входе, что позволяет более эффективно извлекать энергию, запасенную в материале усилителя.

В проведенных в 1982 г. экспериментах фазовая самомодуляция импульсов выходного излучения лазера на красителе длительностью 90 фс осуществлялась в кварцевом одномодовом волокне. Последующее их сжатие на дифракционных решетках (рис.1) позволило получить импульсы длительностью 30 фс [68], что хорошо согласовывалось с результатами численного моделирования [69].

В 1985 г. в схеме лазера на красителе с кольцевым резонатором и синхронизацией мод на сталкивающихся импульсах была получена генерация излучения с рекорд-

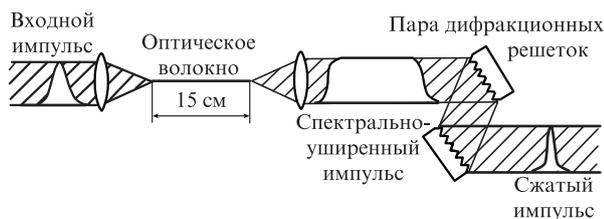


Рис.1. Фазовая самомодуляция импульсов в волокне с последующей компрессией на дифракционных решетках [68].

ной длительностью 27 фс [70]. В работе [71] этих же авторов было подробно исследовано одновременное влияние на длительность импульса фазовой самомодуляции, дисперсии групповой скорости (ДГС), насыщения поглотителя и насыщения усиления в кольцевом резонаторе лазера на красителе с четырьмя внутррезонаторными призмами для компенсации дисперсии. Теоретическое рассмотрение лазера с пассивной синхронизацией мод, включающее анализ эффектов самомодуляции фазы и ДГС, а также их взаимного влияния, были выполнены годом ранее в работах [72, 73], где указывалось на возможность проектирования систем, в которых дисперсией групповых скоростей можно управлять. Таким образом, использование фазовой самомодуляции позволило существенно продвинуться в вопросе генерации сверхкоротких лазерных импульсов, правда с небольшой пиковой мощностью, поскольку энергия импульсов была невелика.

В то же время при длительностях импульсов в несколько десятков фемтосекунд существенно возрастает роль дисперсии высших порядков. Для описания устройств, управляющих фазовой модуляцией, уже недостаточно ограничиваться рассмотрением дисперсии второго порядка, т.е. ДГС, следует учитывать дисперсии третьего, четвертого и последующих порядков. Роль дисперсии третьего порядка обсуждалась еще в конце 1970-х гг. в работах [74, 75], где исследовалось ее влияние на профиль огибающей линейно-чирпированного импульса после сжатия, возникновение асимметрии в огибающей сжатого импульса, появление сателлитов. Для управления фазой широкополосных импульсов как внутри лазерного резонатора, так и вне его незаменимыми устройствами оказались компенсаторы дисперсии на основе призм и дифракционных решеток.

2.3. Роль призм и дифракционных решеток в фемтосекундной технике. Компрессор Трейси

Использование призм и решеток в оптических схемах началось еще в долазерную эпоху, но особый интерес к ним проявился в связи с появлением лазеров. В частности, решетки и призмы активно применялись в перестраиваемых по частоте лазерах на красителях [76–81] в качестве селекционирующих элементов. Проведенные в 1970-е–1980-е гг. исследования дисперсионных свойств призм и решеток оказались очень полезными для развития фемтосекундной техники.

Интересно отметить, что исторически первым устройством, специально предназначенным для компрессии чирпированных импульсов (или для создания частотного чирпа у изначально коротких импульсов), стал предложенный в 1969 г. Э.Трейси компрессор на двух параллельных дифракционных решетках [61], обращенных друг к другу рабочими поверхностями со штрихами, располо-

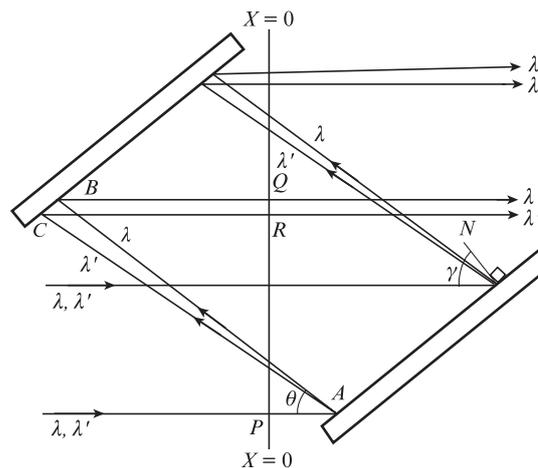


Рис.2. Схема компрессора Трейси на параллельных дифракционных решетках [61].

женными параллельно (рис.2). Попадая на первую решетку компрессора, спектральные компоненты падающего излучения дифрагируют под разными углами. После отражения от второй решетки излучение вновь становится коллимированным, приобретая частотный чирп (в первом приближении – линейный). Такая система обладает отрицательной величиной ДГС. Большие значения дисперсии дифракционных решеток позволяют за счет чирпирования увеличивать длительность огибающей фемтосекундного импульса в тысячи и даже в десятки тысяч раз. Таким образом, к началу фемтосекундной эпохи классический компрессор чирпированных импульсов был уже готов!

Что касается призм, то наибольшее применение они нашли в генераторах сверхкоротких импульсов в качестве внутррезонаторных компенсаторов дисперсии, используемых для сокращения длительности. В работе [82] благодаря введению дисперсионного элемента – стеклянной призмы – в кольцевой резонатор лазера на красителе были получены импульсы длительностью 65 фс. В 1984 г. было доказано [83], что одна призма, установленная в кольцевой резонатор, позволяет получать как положительную, так и отрицательную ДГС, что, безусловно, крайне важно для генерации сверхкоротких лазерных импульсов. В работе [84] в том же году было показано, что угловая дисперсия всегда сопровождается возникновением отрицательной ДГС, и предложено использовать это свойство для управления ДГС в лазерном резонаторе. Кроме того, были исследованы дисперсионные свойства призм и плоских пластин из прозрачного материала при наклонном падении пучка света на поверхность, рассмотрена схема телескопа как устройства, повышающего величину угловой дисперсии. Спустя три года О.Мартинез с помощью такого телескопа, размещенного между дифракционными решетками, изобретет классический стретчер [85], идеально согласованный по дисперсионным характеристикам с компрессором Трейси!

В одной из пионерских работ [86], посвященных переменным компенсаторам дисперсии, показано, что система из двух призм с одинаковыми углами при вершинах, расположенных таким образом, чтобы были попарно параллельны соответствующие грани (рис.3), может обеспечивать отрицательную ДГС в отсутствие отрицательной дисперсии в материале. Предложенная схема с призмами обладает малыми потерями и позволяет управлять вели-

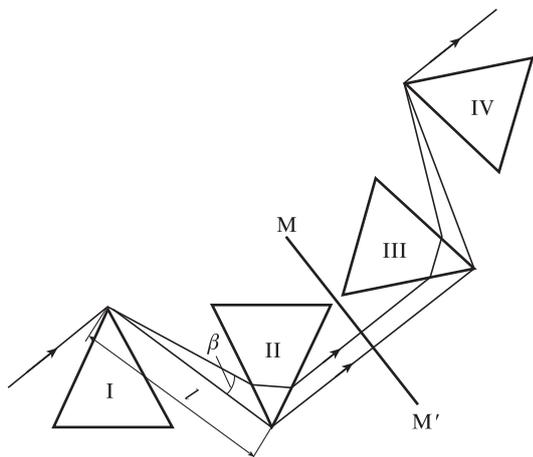


Рис.3. Призменная система, способная обеспечить отрицательную ДГС [86].

чиной ДГС в области нулевого значения, при этом прошедший через пару призм пучок является коллимированным и параллельным падающему на первую призму пучку. В работе [87] был исследован призмный компрессор как аналог компрессора Трейси, а также влияние его угловой расстройки на наклон амплитудного фронта сжатого импульса.

2.4. Пиковая мощность лазерных источников накануне появления метода CPA

Работы по увеличению пиковой мощности создаваемых лазерных источников являются традиционным направлением исследований в физике. Какие достижения были получены в этой области накануне начала использования техники CPA?

В обзоре [20] отмечалось, что более двадцати лет, с середины 1960-х гг., когда были открыты различные методы синхронизации мод [88–90], до середины 1980-х, когда был предложен метод усиления чирпированных импульсов [91], мощность лазерных источников (не только пико- или фемтосекундных) сохранялась на гигаваттном уровне (рис.4), несмотря на то что длительности генерируемых ими импульсов неуклонно уменьшались. Так, в 1982 г. были успешно проведены эксперименты [92] по усилению субпикосекундных импульсов лазера на красителе, получено излучение длительностью 0.5 пс с пиковой мощностью до 3 ГВт. В том же году было осуществлено усиление импульса длительностью 70 фс до гигаваттного уровня мощности [93]. При этом сразу возникла проблема: в четырех усилителях – кюветах с раствором красителя в воде (суммарная длина около 20 см) – из-за ДГС происходило увеличение длительности импульса до 410 фс. Также проявились другие проблемы, связанные с искажениями импульса из-за нелинейной генерации частот, с зависимостью коэффициента усиления от длины волны, с эффектами насыщения поглощения и усиления. Благодаря сжатию импульса с помощью пары дифракционных решеток на выходе системы были получены импульсы длительностью 70 и 90 фс с пиковой мощностью соответственно 0.3 и 2 ГВт. Одной из целей работы [93] было сохранение как можно меньшей длительности импульса в процессе его усиления; неизбежное увеличение длительности в результате дисперсионного расплывания считалось вредным побочным эффектом.

Для полноты картины отметим, что в конце 1970-х – начале 1980-х гг. тераваттный уровень пиковой мощности был уже покорен наносекундными лазерами: грандиозные широкоапертурные лазерные установки на стекле с ионами неодима [94, 95], а также фотодиссоционные иодные лазеры (например, «Искра-4», «Искра-5» [14, 96, 97]) позволяли получать нано- и субнаносекундные импульсы с энергией в несколько килоджоулей. Основными целями их создания были исследования возможности лазерного термоядерного синтеза, а также военные приложения. Рассмотрение этого класса лазерных систем выходит за рамки настоящего обзора.

3. Метод CPA – путь к петаваттной пиковой мощности

Достаточно очевидный способ повышения пиковой мощности за счет использования сверхкоротких субпикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов столкнулся с серьезной проблемой оптического повреждения усиливающей среды. Так, например, в накачиваемых импульсными лампами лазерных усилителях на стекле с неодимом при интенсивностях излучения $\sim 1 \text{ ГВт/см}^2$ начинает развиваться мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ) [98], приводящая к искажению поперечного профиля пучка и к оптическому пробое материала усилителя.

Спасительным решением проблемы стал предложенный в 1985 г. Ж.Муру и Д.Стрикланд метод усиления чирпированных импульсов [91], который позволил существенно продвинуться в область сверхвысоких мощностей лазерного излучения. На известном хронологическом графике роста интенсивности сфокусированного лазерного излучения [12] (рис.4) наиболее радикальный перелом и резкий взлет кривой наблюдается в середине – второй половине 1980-х гг., что, безусловно, связано с применением метода CPA.

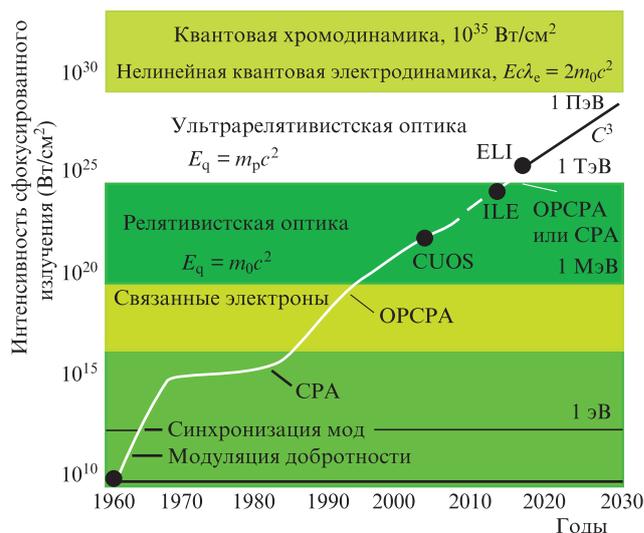


Рис.4. Хронологический график роста интенсивности сфокусированного лазерного излучения [12].

3.1. Идея CPA

Основная идея метода CPA состоит в усилении предварительно растянутого во времени сверхкороткого импульса и в последующем его сжатии до первоначальной

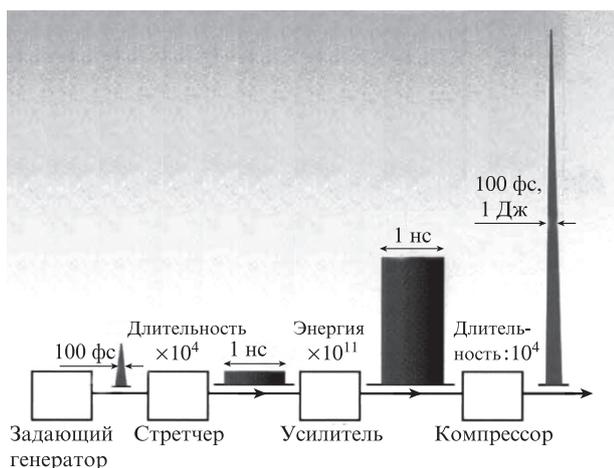


Рис.5. Принципиальная схема CPA [20].

длительности (рис.5). Растяжение уменьшает пиковую мощность импульса на порядки, что позволяет пропускать его через усиливающую среду без нежелательных эффектов самофокусировки. Контролируемое растяжение и сжатие сверхкоротких импульсов осуществляются соответственно в стретчере и компрессоре за счет дисперсии этих оптических устройств. Спектральные компоненты широкополосного излучения, прошедшего через стретчер, отстают одна от другой, в результате чего импульс испытывает фазовую модуляцию (чирпируется), одновременно растягиваясь во времени. ДГС в компрессоре имеет противоположный по отношению к дисперсии стретчера знак, поэтому в компрессоре соответствующие спектральные компоненты догоняют друг друга – импульс сжимается до длительности, близкой к исходной. В настоящее время практически во всех лазерных системах, генерирующих ультракороткие импульсы от тераваттного до петаваттного уровня пиковой мощности, используется CPA-метод.

Итак, в 1985 г. был предложен метод усиления чирпированных импульсов и создана первая CPA-система [91], которая была построена по принятой тогда схеме получения сверхкоротких импульсов (рис.6): излучение Nd:YAG-лазера, работающего в режиме синхронизации мод и генерирующего импульсы длительностью 150 пс с частотой 82 МГц, фокусировалось в одномодовое оптическое волокно длиной 1.4 км, где происходило уширение спектра излучения, и импульс приобретал линейный чирп за счет ДГС и фазовой самомодуляции. На выходе волокна были получены импульсы длительностью 300 пс с прямоугольным профилем огибающей, шириной спектра 5 нм и средней мощностью 2.3 Вт. После усиления импульсов в регенеративном усилителе на неодимовом стекле (ячейка Погкельса обеспечивала 100 проходов усиливаемого импульса по резонатору) их энергия достигала 1–2 мДж. И, наконец, растянутые импульсы сжимались в двухпроходном двухрешеточном компрессоре Трейси на решетках с плотностью 1700 штрих./мм. Угол падения излучения на первую решетку был равен 65°, база компрессора составляла 25 см. Была осуществлена компрессия импульсов до длительностей 1.5–2 пс. Несмотря на то что их мощность все еще была на уровне гигаватта, принцип усиления чирпированных импульсов указал верный путь для существенного роста пиковой мощности лазерных источников.

В работе [99] было показано, что в системах с оптическим волокном и решеточным компрессором проблема сжатия импульса упирается в дисперсию третьего порядка. Также было показано, что последовательное прохождение импульса через четырехрешеточный и четырехпризмный компрессоры позволяет управлять дисперсиями второго и третьего порядков короткого импульса. Полученные таким образом импульсы имели длительность 6 фс. Похожие выводы были также сделаны в работе [100]. Однако было очевидно, что для создания сверхмощных систем такой метод компрессии неприменим: установка оптических элементов (призм) на пути пучка мощного вы-

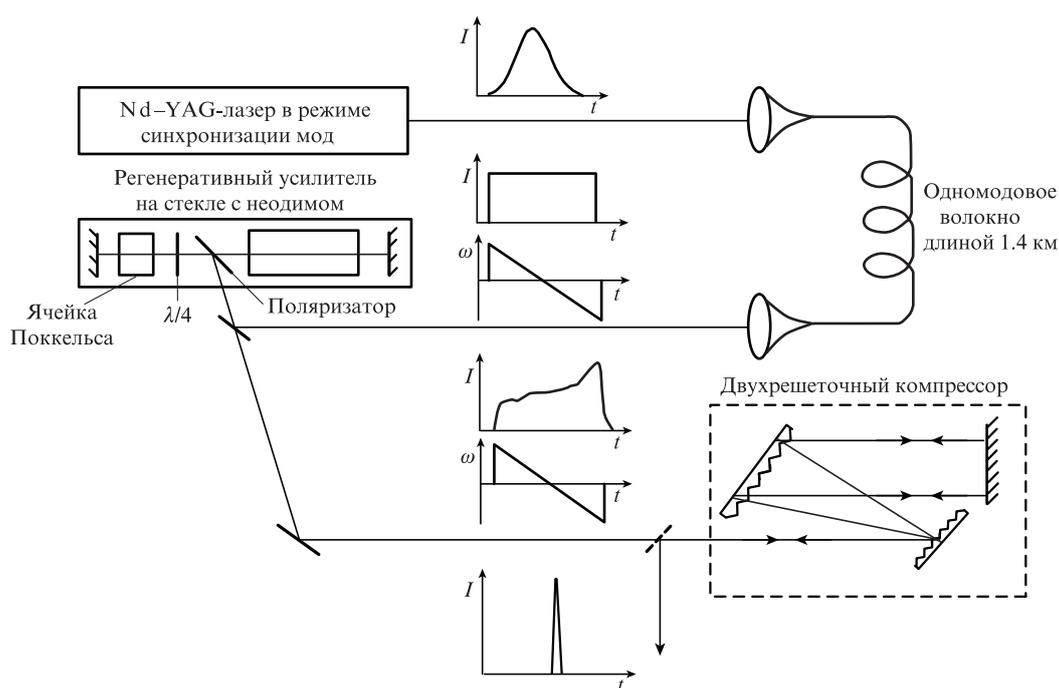


Рис.6. Первая CPA-схема [91].

ходного излучения неизбежно приведет к их пробою и катастрофическому искажению пучка.

3.2. Стретчер Мартинеза – классический стретчер CPA-систем

В 1987 г. О. Мартинез предложил оригинальную схему стретчера: систему на антипараллельных дифракционных решетках [85], между которыми расположен телескоп (рис.7). Благодаря перевероту и переносу изображения оказалось возможным варьировать значения дисперсии от нуля (положение решеток, при котором изображение одной решетки совпадает с положением второй решетки) до любых величин, как положительных, так и отрицательных по знаку дисперсии второго порядка. При этом абсолютные значения дисперсии всех порядков могут быть точно согласованы (быть равны по абсолютной величине, но иметь противоположный знак) с дисперсиями компрессора Трейси при условии совпадения плотности штрихов решеток и угла падения пучка на решетки. Таким образом, с помощью этих устройств любой импульс может быть растянут во времени до сколь угодно больших значений, а затем без искажений сжат до изначальной длительности.

Практически сразу были продемонстрированы коэффициенты растяжения–сжатия $10^3 - 10^4$ в системах на стекле с неодимом. В работе [101] были представлены результаты работы двух различных компактных (настольных) установок тераваттного уровня мощности, основанных на методе CPA с волоконным и решеточным стретчерами. В первой системе пиковая мощность 0.5 ТВт была получена путем chirпирования импульса длительностью 55 пс в одномодовом световоде длиной 1.3 км. Линейно chirпированный импульс длительностью 300 пс с шириной спектра 3.5 нм и центральной длиной волны 1053 нм усиливался в стекле с неодимом, а затем сжимался в двухпроходном компрессоре на покрытых золотом голографических решетках с плотностью 1700 штрих./мм. Система показала свою перспективность для создания петаваттного лазерного источника с усилением в широкоапертурных усилителях на неодимовом стекле.

И моделирование, и эксперименты ясно показывали, что использование системы волоконный стретчер–решеточный компрессор для метода CPA имеет ограничения из-за несоответствия дисперсионных свойств волокна и решеточной пары. В то же время стретчер Мартинеза на антипараллельных решетках может обеспечить почти идеальное согласование с компрессором Трейси. Отличие от идеального случая может быть обусловлено конечным размером пучков и дифракционных решеток, добавочным набегом фазы, вносимым усилителем, неточностью настройки как отдельно каждого из устройств, так и

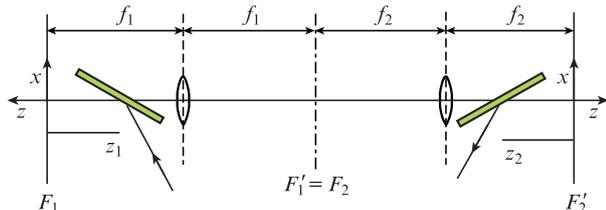


Рис.7. Стретчер Мартинеза [85] на антипараллельных решетках, обеспечивающий положительную ДГС. Представлены объемные пропускающие решетки.

рассогласованием характеристик системы стретчер–компрессор.

Во второй CPA-системе в работе [101] использовалась решеточно-решеточная схема стретчера–компрессора: импульсы лазера на красителе длительностью 80 фс на длине волны 617 нм растягивались в 1000 раз до 85 пс в стретчере Мартинеза, а затем сжимались в компрессоре Трейси до 90 фс аналогично тому, как это было сделано годом ранее в работе [102] тех же авторов.

3.3. Ti:sapphire – активная среда для генерации и усиления сверхкоротких импульсов

Несмотря на очевидные успехи, достигнутые в середине–конце 1980-х гг. в создании лазерных систем тераваттного уровня (после двадцатилетнего «стояния» на уровне гигаватта это был, безусловно, рывок вперед), дальнейшее продвижение к мультитераваттным и петаваттным пиковым мощностям столкнулось со сложностями, связанными с отсутствием стабильных, надежных, простых в обращении лазерных источников сверхкоротких фемтосекундных импульсов.

И вот, можно сказать, уникальное совпадение: примерно в это же время, в 1986 г., была открыта новая активная среда: кристалл корунда с примесью ионов титана, получившая название титан-сапфир (Ti:sapphire) [103]. Если точнее, то титан-сапфир был известен чуть раньше (см. ссылки в [103]), и с 1982 г. использовался для генерации как непрерывного, так и импульсного, перестраиваемого по частоте генерации излучения. Титан-сапфир как лазерный материал имеет одну из самых широких полос люминесценции (рис.8), позволяющую генерировать и усиливать импульсы длительностью в единицы фемтосекунд [43,47]. Активно исследоваться и развиваться импульсные фемтосекундные лазеры на титан-сапфире начали только в конце 1980-х–начале 1990-х гг. В первых Ti:sapphire-лазерах [104–106], генерировавших импульсы излучения длительностью 50 фс и более, использовались хорошо развитые для лазеров на красителях методы пассивной и активной синхронизации мод. Затем начали активно использовать открытую в активном элементе Ti:sapphire самосинхронизацию мод, основанную на эффекте Керра (KLM) [107–109]. Оказалось, что получать фемтосекундные импульсы даже проще, чем пикосекундные, а стабильность и надежность твердотельных Ti:sapphire-генераторов очень высока.

Наверное, самой первой лазерной системой, включающей в себя генератор и регенеративный усилитель на титан-сапфире, была установка [110], созданная в 1991 г. и обеспечивавшая на выходе импульсы длительностью 100 фс с энергией 1 мДж (пиковая мощность – 10 ГВт) при частоте следования 20 Гц. В том же 1991 г. заработали системы с усилителями на Ti:sapphire тераваттного (60 мДж, 125 фс, 0.5 ТВт) [111] и мультитераваттного (0.45 Дж при 95 фс и 0.23 Дж при 60 фс, 3–5 ТВт) уровней [112]. Для сокращения длительности импульсов титан-сапфировых лазеров очень удобно управлять дисперсией резонатора с помощью внутррезонаторной призмной пары [86, 106, 107, 113]. В 1992 г. благодаря компенсации квадратичной и кубической дисперсий в резонаторе Ti:sapphire-лазера с двумя призмами были получены импульсы длительностью 20 фс [114].

В работе [47] представлен обзор широкополосных фемтосекундных лазеров, в первую очередь титан-сапфировых,

проведен анализ принципиальной схемы генераторов сверхкоротких импульсов, включающей внутрирезонаторный призмный компенсатор дисперсии. Отмечено, что нескомпенсированная дисперсия фазы высших порядков в лазерном резонаторе является основным фактором, ограничивающим длительность генерируемых импульсов. Также отмечена перспективность использования для компенсации дисперсии в резонаторе чирпирующих зеркал, благодаря которым была получена генерация импульсов Ti:sapphire-лазера длительностью 11 фс [115, 116]. При инъекции в волокно импульсов Ti:sapphire-лазера длительностью 13 фс благодаря фазовой самомодуляции была получена генерация белого света (суперконтинуума). В последователно расположенных призмном и решеточном компрессорах импульс был сжат до 5 фс [117]. Для генерации сверхкоротких импульсов также было предложено использовать пассивную синхронизацию мод на зеркалах с полупроводниковыми насыщающимися поглотителями (SESAM) [118–120].

Число активных сред с широкой полосой люминесценции, в которых можно осуществлять генерацию и усиление фемтосекундных импульсов, неуклонно растет (рис.8). Ссылки на них можно найти, например, в обзорной работе [31]. Здесь мы упомянем только еще об одном важном представителе твердотельных широкополосных лазерных сред – кристалле форстерита с ионами хрома с центральной длиной волны люминесценции 1250 нм. Первая статья [121] об этом лазерном материале появилась в 1988 г. А уже в 1991 г. в работе [122] в лазере на хром-форстерите

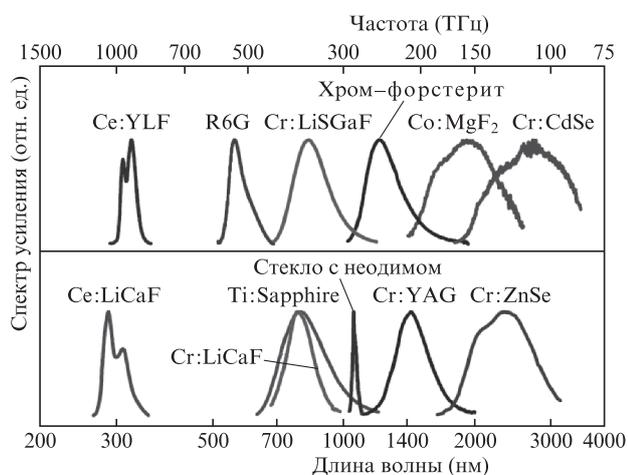


Рис.8. Спектры люминесценции наиболее популярных широкополосных материалов [43].

были получены импульсы длительностью 31 пс при активной синхронизации мод и 260 пс – при синхронной накачке. В 1992 г. была получена генерация импульсов длительностью 60 фс за счет активной синхронизации мод с помощью акустооптического модулятора [123]. При этом средняя мощность излучения лазера составляла 85 мВт.

В 1993 г. в нескольких лабораториях были запущены лазеры на хром-форстерите, основанные на нелинейном эффекте Керра, и получена генерация импульсов длительностью до 100 фс [124, 125]. В том же году благодаря оптимизации внутрирезонаторной дисперсии второго и третьего порядков путем подбора материала призм на выходе лазера были получены импульсы длительностью 30–35 фс [126]. После прохождения излучением внешних по отношению к резонатору призм длительность импульсов сокращалась до 25 фс. На лазерной CPA-системе с регенеративным усилителем на хром-форстерите [127] в 1998 г. были получены импульсы длительностью 54 фс с энергией до 50 мкДж и частотой следования 1 кГц. В 2001 г. была получена генерация импульсов длительностью 14 фс [128]. В 2004 г. была создана тераваттная лазерная система на хром-форстерите [129] с энергией импульсов 90 мДж и длительностью 80 фс.

И, тем не менее, в настоящее время наиболее распространенными источниками сверхкоротких лазерных импульсов являются титан-сапфировые лазеры. Длительность генерируемых этими источниками, уже к концу 1990-х гг. составляла единицы фемтосекунд [130, 131], что соответствует двум-трем периодам колебаний поля. Важно отметить, что в лазерных генераторах сверхкоротких импульсов одним из ключевых элементов схемы резонатора является призмный или основанный на чирпирующих зеркалах компенсатор дисперсии как второго, так и третьего порядков.

3.4. ОРСПА – перспективная альтернатива CPA-системам

Помимо классического CPA-метода (усиления чирпированных импульсов в среде с инверсией населенностей) в последнее время активно развиваются системы, основанные на параметрическом усилении чирпированных импульсов – ОРСПА (рис.9), а также гибридные системы, включающие в себя как лазерные, так и параметрические усилители. Это один из наиболее перспективных на настоящее время путей построения мультипетаваттных лазерных систем. Его развитие началось с наблюдения в конце 1970-х – начале 1980-х гг. параметрической генера-

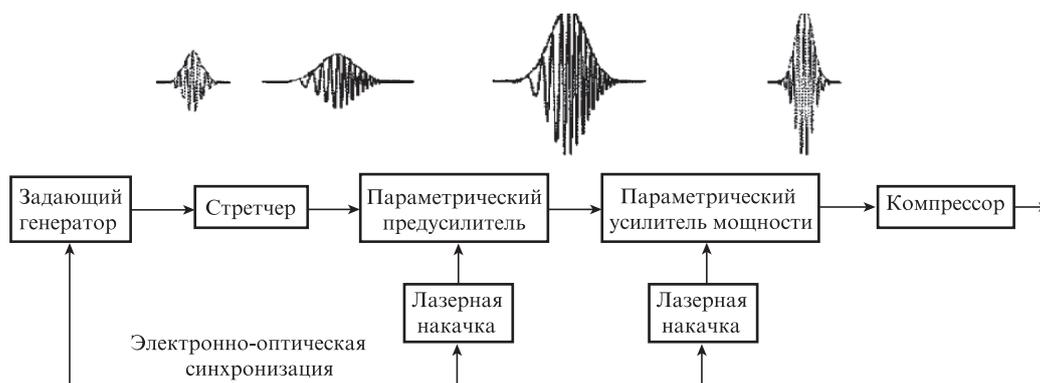


Рис.9. Принципиальная схема ОРСПА [27].

ции широкополосного континуума при накачке нелинейного кристалла пикосекундными лазерными импульсами [132, 133]. В 1985 г. при параметрическом усилении чирпированных импульсов было экспериментально продемонстрировано обращение линейного чирпа пикосекундных импульсов [134]. Этот, а также другие теоретические и экспериментальные результаты, относящиеся к параметрическому усилению фазово-модулированных импульсов, были представлены в обзоре [135].

Первая работа с использованием метода ОРСРА [136] была выполнена в 1992 г. (рис.10). Импульсы длительностью 1.7 пс с центральной длиной волны 1.055 мкм, генерируемые лазером на неодимовом стекле с синхронизацией мод, чирпировались в волокне, где происходило удлинение импульса до 5 пс, а также уширение его спектра до 155 см^{-1} . В использованной неколлинеарной геометрии параметрического трехволнового взаимодействия в нелинейном кристалле ВВО было продемонстрировано усиление энергии импульсов более чем на четыре порядка. Накачка осуществлялась излучением второй гармоники неодимового лазера. Компрессор на решетках с плотностью 600 штрих./мм сжимал чирпированные импульсы до длительности 70 фс, пиковая мощность выходных импульсов достигала 0.9 ГВт.

В работе [137] была показана перспективность метода ОРСРА как для генерации сверхкоротких импульсов, так и для получения сверхвысоких интенсивностей излучения. Преимуществом ОРСРА по сравнению с лазерным СРА являются рекордные ширины полосы усиления (достигаемые при определенных условиях нескольких тысяч обратных сантиметров, что соответствует длительности спектрально-ограниченного импульса в несколько фемтосекунд), большой коэффициент усиления, а также низкие тепловые нагрузки в усиливающих элементах. При параметрическом усилении уровень спонтанной люминесценции низок, отсутствует самовозбуждение и, таким образом, временной контраст импульсов высокий. Современные технологии позволяют выращивать нелинейные кристаллы KDP и DKDP размером до 30–40 см, достаточным для использования в оконечных каскадах усиления сверхмощных лазерных систем петаваттного уровня.

В работе [137] также было отмечено, что рекордные энергии титан-сапфировых лазеров достигают 1 Дж, а длительности – около 30 фс, т.е. максимально достижи-

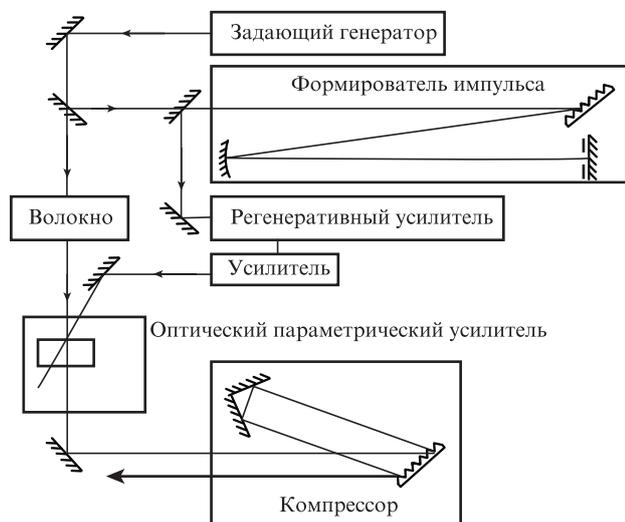


Рис.10. Схема первой лазерной ОРСРА-системы [136].

мая пиковая мощность систем, основанных на титан-сапфире, составляла примерно 30 ТВт. (Тем не менее, уже в следующем, 1998 г., на титан-сапфировой СРА-системе были получены импульсы с пиковой мощностью 100 ТВт [22, 138].) Предложена принципиальная схема построения мультипетаваттной ОРСРА-системы с использованием фемтосекундного титан-сапфирового задающего генератора, каскада параметрических усилителей на кристалле KDP, накачиваемых излучением второй гармоники неодимового лазера, и стандартного решеточного компрессора. Спустя три года теми же авторами была предложена [139] схема мультипетаваттного ОРСРА-комплекса на кристалле KDP с накачкой излучением второй гармоники иодного лазера Asterix IV [140].

В 2000 г. была получена пиковая мощность ОРСРА-системы 1.3 ТВт [141]. В Резерфордской лаборатории (RAL, Великобритания) в двухкаскадном параметрическом усилителе было достигнуто усиление 10^{10} , на выходе системы после компрессии были получены импульсы с энергией до 0.4 Дж при длительности 300 фс. Центральная длина волны сигнального излучения составляла 1054 нм, оконечным каскадом усиления служил нелинейный кристалл KDP. В качестве накачки использовалось излучение лазера Vulcan (RAL).

Перспективность и конкурентоспособность использования ОРСРА по сравнению с титан-сапфировыми регенеративными усилителями была продемонстрирована в [142]. Созданная трехкаскадная параметрическая система на нелинейных кристаллах ВВО позволяла усиливать импульсы фемтосекундного задающего генератора на титан-сапфире с 0.5 нДж до 31 мДж и сжимать их до 310 фс. Длина волны сигнального излучения была равна 1054 нм. Основные ограничения длительности импульса после компрессии авторы связывают со сферическими и хроматическими aberrациями в стретчере. В том же году эти авторы предложили использовать для получения импульсов сверхмощного излучения гибридные СРА-системы [143], сочетающие в себе преимущества лазерного и параметрического методов усиления.

Первая мультипетаваттная ОРСРА-система была построена в Шанхайском институте оптики и точной механики (SIOM, Китай) в 2002 г. [144]. Титан-сапфировый лазер Mira-900, генерировавший импульсы на длине волны 1064 нм длительностью 120 фс, использовался как задающий фемтосекундный генератор. Часть излучения этого лазера усиливалась в усилителях на Nd:YAG и неодимовом стекле, затем удваивалась по частоте и служила накачкой параметрических усилителей на нелинейных кристаллах LBO и KDP. Трехкаскадная схема усиления в нелинейных кристаллах LBO и KDP позволила достичь усиления в 4×10^{10} раз и получить импульсы с пиковой мощностью 3.67 ТВт. Энергия импульсов достигала 570 мДж, их длительность после компрессии составляла 155 фс. Годом позже на той же системе были получены импульсы длительностью 120 фс с пиковой мощностью 16.7 ТВт [145]. В третьем каскаде, как и в первых двух, использовался нелинейный кристалл LBO.

С начала 2000-х гг. начались активные теоретические исследования процессов параметрического широкополосного усиления [24, 54, 146], направленные на оптимизацию ОРСРА-схем, на исследование требований к стабильности и синхронизации сигнального излучения и накачки, а также временных и спектральных характеристик усиленного импульса. Еще в 2002 г. было указано [54], что

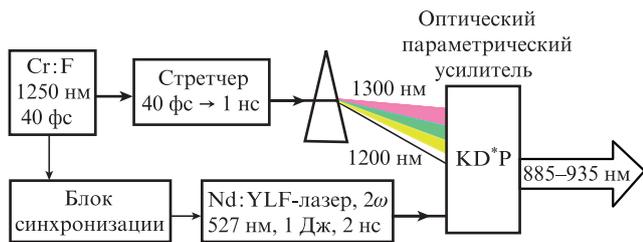


Рис.11. ОРСРА с преобразованием частоты [150].

имеющиеся на настоящий момент технологии позволяют создать ОРСРА-систему мощностью 100 ПВт. Обширные обзоры [26, 27], посвященные прогрессу в ОРСРА, вышли в 2004 и 2006 гг.

В 2005 г. в Резерфордской лаборатории в схеме ОРСРА с оконечным каскадом усиления на нелинейном кристалле KDP были получены chirпированные (несжатые) импульсы с энергией до 35 Дж. Из-за отсутствия вакуумной камеры использовался компрессор, собранный на воздухе, и в него была ответвлена только небольшая часть сигнального излучения. Длительность импульса после компрессии составила 84 фс, и, таким образом, данная ОРСРА-система потенциально могла генерировать импульсы с пиковой мощностью до 350 ТВт [147, 148].

В 2001 г. в ИПФ РАН (Нижний Новгород) совместно с РФЯЦ-ВНИИЭФ (Саров) начались работы по созданию первой в России петаваттной лазерной системы. Была разработана оригинальная схема лазера – ОРСРА с преобразованием частоты в нелинейном кристалле DKDP [149–151] (рис.11). Принципиальное отличие этой схемы от традиционной состоит в том, что в первый каскад параметрического усиления инжектируется растянутый импульс излучения на одной длине волны, а в последующие каскады и компрессор направляется излучение с сопря-

женной длиной волны, возникшее в результате трехволнового взаимодействия в первом каскаде. Таким образом, в стретчере и компрессоре растягивается и сжимается излучение с различными длинами волн.

Заметим, что несмотря на разнообразие всех описанных выше СРА- и ОРСРА-систем, длины волн растягиваемого и сжимаемого излучений в них одинаковы, что позволяет успешно применять в этих системах традиционную огласованную пару: стретчер Мартинеза – компрессор Трейси.

Созданные специально для схемы ОРСРА с преобразованием частоты оригинальный гибридный призмочно-решеточный стретчер [152] и компрессор, собранный по классической схеме Трейси, были согласованы до дисперсии фазы четвертого порядка включительно. В 2004 г. на лазерной системе была получена тераваттная мощность излучения [153, 154], годом позже был преодолен рубеж пиковой мощности в 100 ТВт [155, 156], а к концу 2006 г. на созданном в ИПФ РАН лазерном комплексе PEARL (PEtawatt pARAMetric Laser) (рис.12) были получены импульсы с пиковой мощностью до 0.56 ПВт [55, 157].

На рис.13 представлены данные из доклада [53], демонстрирующие прогресс лазерных ОРСРА-систем. Заметим, что на графике не указан рекордный на настоящий момент результат, полученный в РФЯЦ-ВНИИЭФ в 2008 г. на лазерном комплексе ФЕМТА, созданном совместно с ИПФ РАН. Использование второй гармоники излучения килоджоульной лазерной системы «Луч» [158] для накачки оконечного каскада параметрического усилителя, основанного на нелинейном кристалле DKDP размером 20 × 20 см, позволило получить импульсы с пиковой мощностью до 1 ПВт [56, 159].

Совсем недавно, в конце 2013 г., была представлена лазерная СРА–ОРСРА-система с центральной длиной волны излучения 800 нм, в которой стартовая часть выполне-

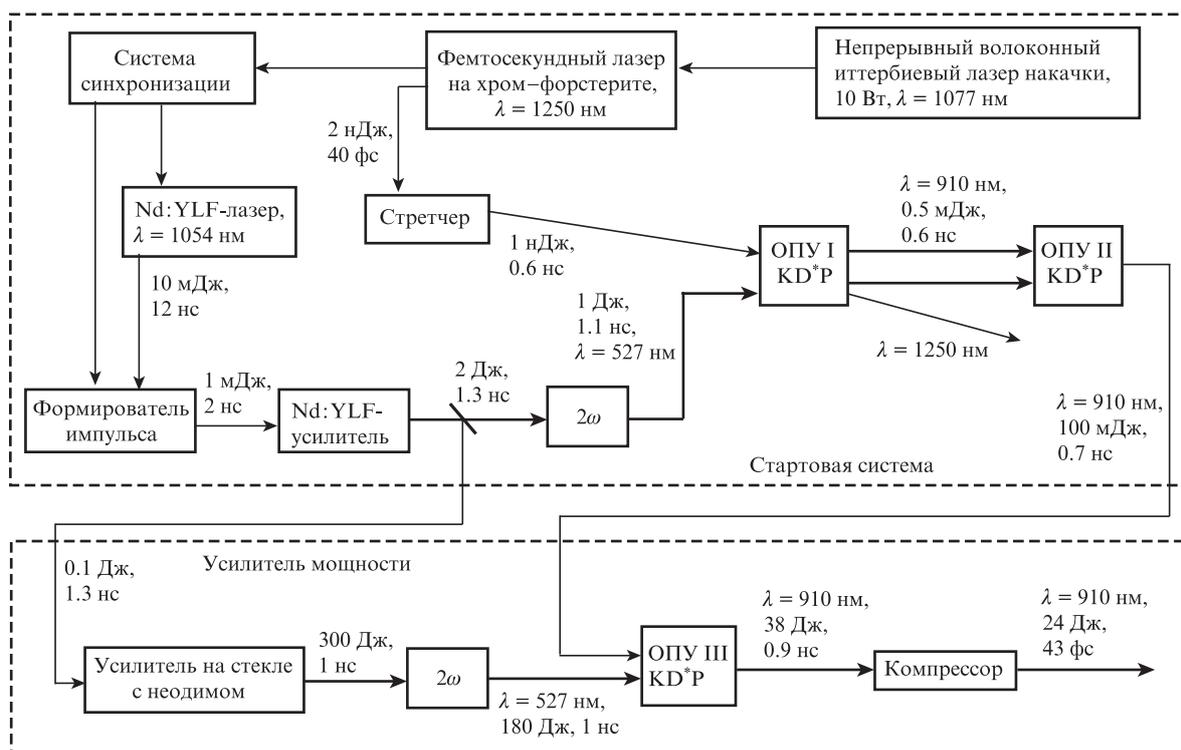


Рис.12. Лазерная ОРСРА-система PEARL мощностью 0.56 ПВт [55].

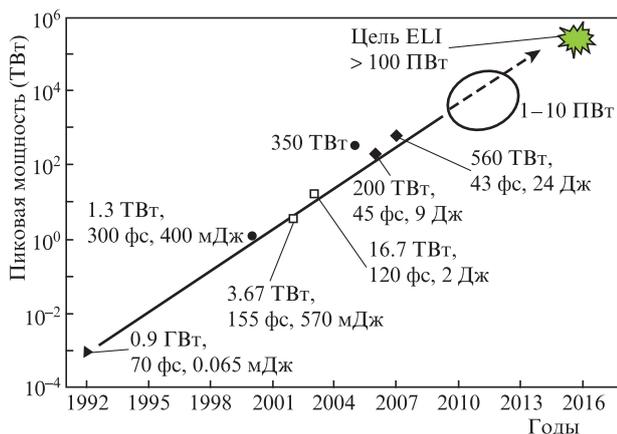


Рис.13. Прогресс лазерных ОРСПА-систем [53] (▲ – Вильнюсский университет, ● – Резерфордская лаборатория, □ – Шанхайский институт оптики и точной механики, ◆ – Институт прикладной физики, Н.Новгород).

на на Ti:сапфировых усилителях, а в оконечном каскаде использовано параметрическое усиление в нелинейном кристалле LBO с поперечным размером 80 мм [160]. Полученные импульсы имели длительность 33.8 фс и пиковую мощность 0.61 ПВт. Для сохранения широкого спектра усиливаемого излучения в его центральной области с помощью специального фильтра формировался провал, который при большой интенсивности излучения накачки позволял избежать обратной перекачки энергии сигнала в накачку. В системе использовались стретчер с телескопом Оффнера на решетке с плотностью 1200 штрих./мм и четырехрешеточный компрессор на голографических, покрытых золотом решетках с плотностью 1480 штрих./мм.

Из недавно опубликованных работ обращает на себя внимание проект петаваттной лазерной ОРСПА-системы [161] с накачкой оконечных каскадов параметрического усилителя третьей гармоникой иодного лазера PALS (Asterix IV) [140]. Сигнальное излучение с центральной длиной волны 800 нм (от титан-сапфирового задающего генератора) планируется усилить в широкоапертурном нелинейном кристалле KDP. Уже ведутся эксперименты на прототипе системы – иодном фотодиссоционном лазере SOFIA [162].

Наиболее крупными строящимися в настоящее время лазерными ОРСПА-системами мультитераваттного уровня мощности являются Vulcan-10PW (RAL) [163–165] и PEARL-X (ИФ РАН) [4, 11]. И, безусловно, самым крупным проектом лазерного комплекса субэкзаваттного уровня мощности, основанного на принципе ОРСПА, является один из ультрасовременных российских мегапроектов XCELS [5] (рис.14).

4. Компрессоры и стретчеры – основа сверхмощных лазерных систем

Как уже неоднократно указывалось, при создании мощных лазерных СПА- и ОРСПА-систем основной проблемой является компенсация высших порядков дисперсии фазы сверхкороткого импульса. Так, усиление импульсов длительностью менее 30–50 фс при коэффициентах растяжения–сжатия 10^4 – 10^5 встретило трудности, связанные с необходимостью компенсации дисперсии, вносимой элементами лазера: усиливающей средой, проходными зеркалами и т.д. В работе [166] была отмечена

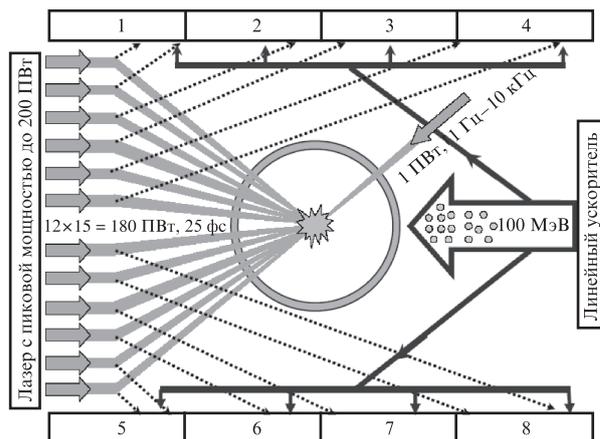


Рис.14. Схема расположения каналов субэкзаваттного лазера, главной мишенной камеры, линейного ускорителя и научных лабораторий [5]:

1 – Лаборатория физики сверхсильных полей; 2 – Лаборатория физики высоких энергий; 3 – Лаборатория по моделированию астрофизических явлений и ранней космологии; 4 – Лаборатория ядерной оптики; 5 – Лаборатория нейтронной физики; 6 – Лаборатория по изучению свойств вакуума; 7 – Лаборатория аттосекундной и зептосекундной физики; 8 – Лаборатория фундаментальной метрологии.

необходимость создания новых оригинальных схем стретчеров с возможностью управления высшими порядками дисперсии. Об этом же говорилось и в работе [167]: несмотря на то что Ti:сапфировые генераторы обеспечивают длительность импульса до 8 фс, в мощных СПА-системах сложно получить импульсы короче 30 фс из-за обужения спектра при усилении и необходимости точной компенсации фазовых набегов.

4.1. Возможности управления дисперсией компрессора и стретчера

В СПА-системах наибольшую оптическую нагрузку несут компрессоры chirpированных импульсов. Их принципиальная схема одинакова для всех систем – это классический компрессор Трейси на параллельных дифракционных решетках [61]. Никаких дополнительных проходных элементов в компрессоре быть не может. Различия конкретных схем состоят только в расположении решеток и в наличии «складок», образованных плоскими зеркалами: эквивалентная схема у всех компрессоров одна и та же. Благодаря зеркалам, расположенным ортогонально друг к другу (уголковый отражатель), можно сделать схему компрессора более компактной: в зависимости от числа используемых решеток она может быть одно-, двух- или четырехрешеточной. Две степени свободы компрессора – угол падения пучка на решетку и база компрессора – позволяют управлять дисперсиями второго и третьего порядков.

Хотя по сравнению с компрессором Трейси классический стретчер Мартинеза [85] состоит из большего количества оптических элементов, он также обладает двумя степенями свободы. Однако, поскольку интенсивность проходящего через стретчер излучения невелика, можно размещать в схеме дополнительные, в том числе и проходные, элементы, тем самым увеличивая число степеней свободы. Как правило, именно стретчеры сверхкоротких импульсов модифицируют для компенсации и управле-

ния дисперсией высших порядков в СРА-системах. Заметим, что наглядным и простым методом расчета как идеальных, так и расстроенных стретчеров и компрессоров является лучевой метод [168, 169], основанный на определении фазовой добавки при прохождении луча через систему решеток, плоских и сферических зеркал. Иногда при расчетах дисперсионных систем пользуются матричным формализмом [170–172]. В работе [173] оптические элементы стретчера и компрессора описываются операторами; показано, что с их помощью удобно рассчитывать дисперсию сложных оптических систем.

В работе [174] для согласования фазовых добавок до дисперсии четвертого порядка включительно было предложено использовать в стретчере Мартинеза линзовый дублет с воздушным промежутком. Схема стретчера с цилиндрическими зеркалами была представлена в работе [166]. Эквивалентная схема стретчера Мартинеза, основанная исключительно на отражательной оптике – сферических зеркалах в качестве элементов переворачивающего изображения телескопа – описана в [175]. В 1995 г. в [176] было предложено использовать в стретчере переворачивающий изображение телескоп, собранный по безабберационной схеме Оффнера [177] (рис.15). (Подобная схема была независимо предложена в работе [178].) Анализ этих схем показал [179], что при наличии материальной дисперсии в усилителе они позволяют точно скомпенсировать дисперсию СРА-системы только второго и третьего порядков. В то же время стретчеры [166, 174] дают возможность скомпенсировать и дисперсию четвертого порядка. Оригинальная схема стретчера с двумя дифракционными решетками, основанная на триплете Оффнера с цилиндрическими зеркалами, была использована в работе [167] для получения импульсов излучения с мощностью 13 ТВт и длительностью 26 фс. Исследования [180] такой схемы стретчера показали ее преимущества перед схемой со сферическими зеркалами, связанные в первую очередь с увеличением вертикального размера пучка на втором (выпуклом) зеркале, а также с меньшим угловым разбросом волновых векторов на выходе. Простая схема ахроматического стретчера с одним сферическим зеркалом предложена в [181].

В работе [182] представлена оригинальная компактная схема стретчера Мартинеза, в которой используется оригинальная дифракционная решетка с зеркальной полосой посередине. Стретчер состоит из четырех отражательных оптических элементов (дифракционной решет-

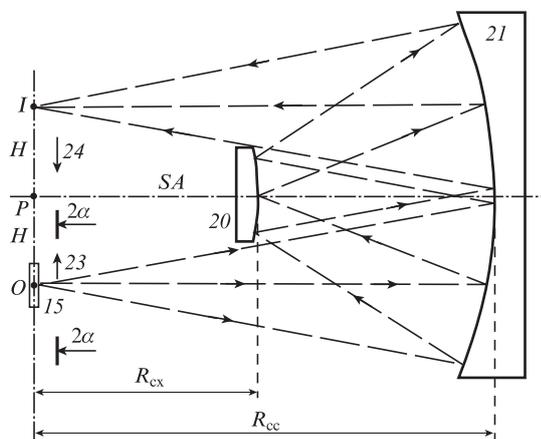


Рис.15. Схема безабберационного телескопа Оффнера [177].

ки, сферического или параболического зеркала, плоского зеркала и углового отражателя) и способен растягивать во времени импульс длительностью 20 фс в 40000 раз. Конструкция стретчера малочувствительна к ошибкам настройки и легко юстируется. Подбор параметров элементов стретчера позволяет компенсировать материальную дисперсию усилителей СРА-системы и обеспечивать согласование с компрессором до дисперсии фазы четвертого порядка. В модифицированном виде этот стретчер спустя почти десять лет был использован в Техасской петаваттной лазерной СРА-системе [183].

Один из вариантов компрессора, позволяющий компенсировать четвертый порядок дисперсии, предложен в [184]. Дополнительная степень свободы двухрешеточного компрессора появляется в результате наклона плоскости распространения пучка относительно плоскости, перпендикулярной штрихам решетки. Этого достаточно для компенсации материальной дисперсии усилителя и дисперсии волокна, обусловленной фазовой самомодуляцией.

В работе [185] отмечено, что возможна взаимная компенсация влияния порядков дисперсии на форму сверхкороткого импульса: с помощью отстройки дисперсии второго порядка можно частично скомпенсировать влияние четвертого порядка, а с помощью третьего порядка – влияние дисперсии пятого порядка.

Для лучшего согласования дисперсионных характеристик стретчера, усилителя и компрессора в работах [179, 186] предложено использовать в стретчере и компрессоре решетки с различной плотностью штрихов. Эта идея реализуется в некоторых современных титан-сапфировых СРА-лазерах [187–189] с длительностью импульсов ~ 30 фс, позволяя компенсировать дисперсию СРА-систем до четвертого порядка включительно. С этой же целью в работе [190] предложено применить комбинацию двух стретчеров на дифракционных решетках с различной плотностью штрихов. Для управления дисперсией СРА-системы часто используют программируемую акустооптическую линию задержки (АОPDF) [191–194].

Также для согласования дисперсионных характеристик в СРА-системах помимо призм или решеток иногда целесообразно применять гризмы [195]. Это дисперсионные элементы, представляющие собой проходные или отражательные дифракционные решетки, напыленные непосредственно на призмы. В частности, в 1995 г. был предложен метод [196], позволяющий скомпенсировать второй и третий порядки материальной дисперсии СРА-системы в схеме волоконный стретчер–компрессор на гризмах. Показано, что если для решеточного компрессора Трейси знак ДГС – отрицательный, а знак дисперсии третьего порядка – положительный, то использование в компрессоре гризм может обеспечить отрицательный знак дисперсии третьего порядка [197]. Хотя использование гризм в компрессорах сверхмощных систем недопустимо из-за наличия проходных оптических элементов, перспективно их применение, например, в СРА- и ОРСРА-системах с длительностью импульсов в единицы фемтосекунд [198, 199].

4.2. Юстировка дифракционных решеток компрессора

Дисперсионные свойства призмных и решеточных компрессоров, влияние неточной юстировки этих устройств, а также неточного согласования по порядкам дисперсии стретчера и компрессора на характеристики выходного

сигнала исследовались в целом ряде работ, начиная с 1994 г. [200, 201]. Одно из первых исследований решеточного компрессора Трейси как окончательной части СРА-системы при произвольной угловой ориентации решеток проведено в [200]. В настроенном компрессоре рабочие поверхности, а также штрихи решеток должны быть параллельны. Тем не менее неправильный выбор угла падения излучения на решетки или неточно настроенная база компрессора приводит к неполной компенсации дисперсии системы стретчер–компрессор, снижает контраст интенсивности в импульсе и может приводить к появлению предимпульсов, разрушающих мишень до прихода основного импульса. В случае, когда параллельность решеток или штрихов не соблюдена, возникает остаточная некомпенсированная угловая дисперсия (угловой чирп), приводящая к возникновению наклона амплитудного фронта импульса. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению интенсивности излучения в фокусе из-за увеличения эффективной длительности импульса. Таким образом, для настройки СРА-системы недостаточно только измерения длительности скомпрессированного импульса, необходимо также контролировать и другие параметры, в частности угловой чирп в выходном излучении [52].

Проведенные в [202] оценки необходимой точности настройки компрессора петаваттной лазерной СРА-системы Vulcan показали, что необходима точная установка решеток под правильными углами падения, иначе будет скомпенсирована только ДГС, а высшие порядки дисперсии – нет. Согласно оценкам величин углов, при которых будет существенно увеличиваться длительность импульса для петаваттной системы Vulcan, отклонение угла падения от расчетного на 10–20 мрад или угол непараллельности решеток 20–50 мкрад приводит к возникновению некомпенсированных добавочных 200 фс к импульсу длительностью 500 фс. Спектральное обрезание (клиппинг) (см. также [203]), неплоскостность решеток компрессора или стретчера, расходимость пучка на входе в компрессор также приводят к увеличению длительности импульса и, кроме того, ухудшают фокусировку пучка в минимальное пятно.

В работе [204], выполненной в соответствии с идеями [200], были проведены расчеты точности настройки сверхмощной (потенциально – петаваттной) СРА-системы на стекле с неодимом для пучка излучения длительностью 0.5 пс с диаметром 1 м, которые показали реальность достижения параллельности штрихов и плоскостей решеток 15 мкрад.

Для минимизации длительности сжатого импульса при настройке СРА-системы в работе [200] был предложен метод наблюдения остаточной угловой дисперсии компрессора по пятну в фокусе широкополосного или двухчастотного излучения, прошедшего через него. По отклонению в двух ортогональных направлениях можно судить о величине и типе расстройки решеток компрессора. Оценки показали, что для пучка диаметром 10 см и длительности импульса 100 фс можно с помощью этого метода съюстировать решетки, обеспечив их параллельность с точностью 0.4 мрад.

Несколько позже в отчете [205] была описана методика настройки компрессора лазерной петаваттной СРА-системы Vulcan. Предварительная настройка вертикальной оси вращения решеток и угла падения пучка на решетку компрессора выполнялась геометрическим методом по лучу небольшой апертуры с точностью до 1 мрад.

С такой же точностью устанавливалась параллельность штрихов. Юстировка параллельности решеток выполнялась с помощью дихроичного источника лазерного излучения итерационным методом с точностью до 2 мрад. Благодаря выполненной настройке на системе Vulcan в 2003 г. были получены импульсы излучения с мощностью 0.5 ПВт, длительностью 840 фс и энергией 400 Дж.

Настройке двухрешеточного компрессора была посвящена работа [206]. Подчеркнуто, что сделать это не просто, поскольку СРА-система не функционирует, пока не находится вблизи оптимальной настройки. Предложенная процедура основана на измерении направления распространения входного и выходного лучей в компрессоре. Точность настройки положения решеток была невысока (~ 1.3 мрад), к тому же в работе не решалась задача установки параллельности штрихов, не учитывалась и не контролировалась точность установки вбрасываемого зеркала, не была рассмотрена процедура контроля угла падения пучка на решетку.

Наклон амплитудного фронта импульса для пучков большого диаметра, обусловленный расстройкой параллельности решеток стретчера или компрессора, исследовался в работе [207], где для измерения и компенсации угловых чирпов предлагалось использовать интерферометрические методы. Отмечено, что авторам [207] не известно каких-либо оптических или механических методов для контроля параллельности решеток компрессора по трем угловым степеням свободы с точностью, лучшей 0.1 мрад, в действующих СРА-системах. Показано, что отклонение от параллельности решеток на 0.1 мрад для пучка диаметром 25 см приводит к наклону фронта импульса на 0.2 мрад и, как следствие, к увеличению длительности импульса (30 фс) в фокусе в пять раз.

Вопросу управления наклоном амплитудного фронта импульса посвящена работа [208], в которой получены формулы, описывающие эволюцию огибающей неоднородного импульса (когда волновой фронт не совпадает с амплитудным) по мере его распространения после прохождения расстроенной пары дифракционных решеток компрессора.

В 2001 г. было предложено минимизировать наклон фронта импульса, а также длительность скомпрессированного импульса в реальном времени при помощи специальным образом собранного одноимпульсного автокоррелятора [209]. Для настройки системы стретчер–компрессор в работе [210] предложено измерять угловую дисперсию методом спектральной интерферометрии.

С помощью специально сконструированного спектрометра, строящего двумерное изображение – спектр-диаграмму (по одной координате спектр, по другой – направление волнового вектора), в работах [150, 151], а также в более поздних работах [154, 156] тех же авторов измерялся угловой чирп (угловая дисперсия) как параметрической суперлюминесценции, так и сигнального излучения на выходе первого каскада широкополосного параметрического усилителя в лазерной ОРСРА-системе с преобразованием частоты. Этот же спектрометр использовался для контроля остаточной угловой дисперсии у сигнального излучения на входе и выходе компрессора. Измерения проводились в двух ортогональных плоскостях, для чего спектрограф последовательно разворачивался на 90° относительно нормали к входной щели.

Статьи [211–213] посвящены возникновению угловой дисперсии и временным искажениям фемтосекундных

импульсов из-за расстроенного стретчера или компрессора. Показано, что одновременное измерение угловой дисперсии и длительности импульса представляет собой наиболее точную процедуру настройки призмных и решетчатых компрессоров.

В работе [214] точная настройка и оптимизация системы стретчер–компрессор осуществлялась с помощью измерения мощности второй гармоники сигнального излучения. С учетом заданной энергии импульсов (измерения делались без усиления при частоте 70 МГц) при изменении базы компрессора велся поиск максимальной выходной мощности второй гармоники, соответствующей самому короткому импульсу.

Для настройки решетчатого компрессора сверхмощной лазерной СРА-установки петаваттного класса OMEGA EP (Рочестер, США) в работе [215] было предложено использовать двухчастотный (как и в [205]) лазерный источник (или источник широкополосного излучения). При этом одна из частот выбирается близкой к частоте Литтрова для решетки, установленной в рабочее положение. Представленный алгоритм – это итерационное приближение к идеальной настройке. В результате численного моделирования на 25-м итерационном шаге достигнута практически идеальная точность согласования двух лучей на длинах волн 1047 и 1053 нм. При этом ошибка настройки решеток составляла 0.25–0.5 мкрад.

Для юстировки компрессора СРА-системы Hercules (Мичиган, США) мощностью 300 ТВт в 2009 г. был предложен метод [216], в котором решетки компрессора использовались как дифракционный интерферометр. Метод настройки параллельности поверхностей решеток и штрихов основан на использовании широких пучков узкополосного He–Ne-лазера, падающих на решетки под нормальным углом и углами Литтрова второго и первого порядков, когда их направление можно точно проконтролировать. В конечном итоге для рассмотренной в работе геометрии наблюдается интерференция пучков, отразившихся от первой и второй решеток. Метод обеспечивает точность настройки ~ 1 мкрад при использовании широких юстировочных пучков, занимающих всю апертуру дифракционной решетки размером 50 см. В работе [217], посвященной настройке СРА-компрессоров, показано, что метод измерения направления лучей в дальней зоне, отраженных от решеток компрессора, может обеспечивать точность настройки, сравнимую с точностью предложенных ранее методов.

Оригинальная методика настройки решетчатых компрессоров сверхмощных лазерных СРА- и ОРСРА-систем, обеспечивающая секундную точность настройки углов, была предложена в работе [218]. Методика основана на юстировке рабочей поверхности и направления штрихов дифракционной решетки параллельно вертикальной оси ее вращения с помощью автоколлиматора и стеклянного кубика, размещенного сверху на оправе решетки (рис.16). Противоположные полированные грани кубика попарно параллельны. Применение этой методики для настройки компрессора субпетаваттного лазерного комплекса PEARL позволило с секундной точностью съюстировать дифракционные решетки по трем вращательным степеням свободы, а также с секундной точностью настроить углы падения излучения на решетки.

Схема мониторинга положения дифракционной решетки по трем угловым степеням свободы была представлена в работе [219]. Метод основан на регистрации

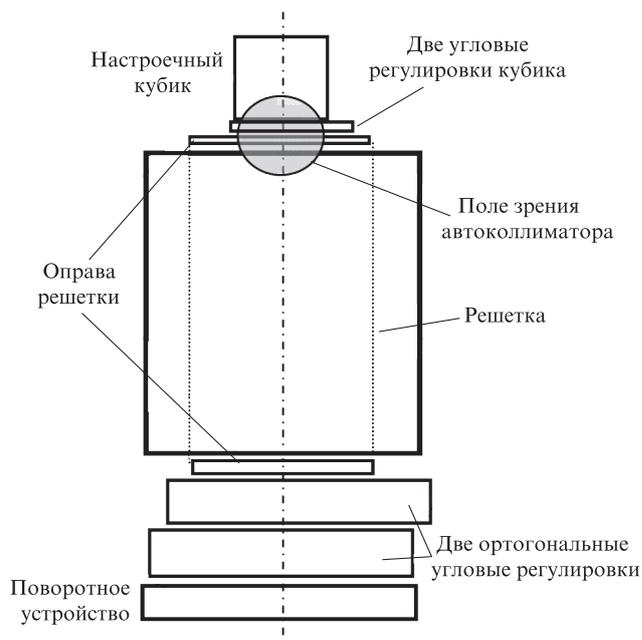


Рис.16. Принципиальная конструкция блока решетки компрессора [218].

дрейфа фокальных пятен отраженных от решетки лазерных пучков, посылаемых на нее по нормали и под углом Литтрова. Точность измерений поворота и наклона плоскости решетки составляла ~ 0.5 мкрад, точность регистрации угла дрейфа при изменении направления штрихов была равна ~ 1.7 мкрад. Однако, как отмечают сами авторы [219], предложенный метод чувствителен к стабильности собственно самой системы мониторинга, состоящей из целого ряда оптических элементов.

В работе [220] для настройки компрессора предложено контролировать угловую дисперсию в выходном пучке с помощью эталона Фабри–Перо. Методика позволяет за один лазерный импульс измерять величину остаточной угловой дисперсии сразу в двух ортогональных направлениях с точностью, сравнимой с точностью одномерных измерений [52, 151, 154, 211, 213].

4.3. Особенности стретчера для ОРСРА с преобразованием частоты

В традиционной СРА-схеме присутствует лишь один вид сигнального (усиливаемого) излучения, тогда как в схеме ОРСРА усиливаются две волны: сигнальная и холостая. Случай, когда одна из этих двух сопряженных волн чирпируется в стретчере, затем усиливается в параметрическом усилителе и, наконец, сжимается, с точки зрения согласования стретчера и компрессора ничем принципиально не отличается от СРА. В то же время существует возможность использовать в стретчере и компрессоре сопряженные волны, т. е. инжектировать в первый каскад параметрического усилителя холостое излучение, затем в последующие каскады направлять сопряженное, рожденное за счет трехволнового взаимодействия излучение, которое затем компрессировать. По этой оригинальной схеме – схеме ОРСРА с преобразованием частоты (с инжекцией холостой волны в первый усилительный каскад) – построены лазерные системы петаваттного уровня мощности PEARL и ФЕМТА [55, 56].

Еще в середине 1980-х гг. было экспериментально показано, что при параметрическом усилении в нелинейном кристалле и инъекции в усилитель линейно chirпированного импульса сопряженная волна имеет обращенный линейный chirп [134, 135]. Связанное с обращением chirпа четырехкратное сжатие импульса холостого излучения в резонаторе параметрического генератора с расположенными в нем проходными элементами с нормальной дисперсией (нелинейный кристалл, линза, дихроичное зеркало) наблюдалось в работе [221]. В начале 2000-х гг. эффект обращения линейного chirпа использовался для формирования сложных профилей импульсов среднего ИК диапазона [222].

Если для импульсов длительностью более 100 фс ограничиться рассмотрением только линейного chirпа, то в схеме ОРСПА с преобразованием частоты можно использовать систему параллельных дифракционных решеток (компрессор Трейси) в качестве как стретчера, так и компрессора. Однако в случае более коротких импульсов необходимо учитывать и компенсировать дисперсии более высоких порядков.

В работе [149] было показано, что в схеме ОРСПА с преобразованием частоты chirпированный импульс будет сжат примерно до первоначальной длительности, если дисперсии четных порядков стретчера и компрессора будут равны, а дисперсии нечетных порядков – равны по величине, но противоположны по знаку. Гибридный призмочно-решеточный стретчер [152, 153, 223], в котором между параллельными решетками была размещена призматическая пара (рис.17), был разработан и создан для сверхмощных лазерных ОРСПА-комплексов PEARL и ФЕМТА, работающих вдалеке от вырожденного синхронизма. Призмочно-решеточный стретчер удовлетворяет условиям согласования фаз с решеточным компрессором Трейси до дисперсии четвертого порядка включительно и позволяет получать импульсы петаваттного уровня мощности длительностью менее 50 фс.

Недавно [224, 225] были предложены системы ОРСПА с преобразованием частоты (обращением линейного chirпа) вблизи вырожденного синхронизма. В экспериментально исследованных системах стретчером и компрессором служил один и тот же дисперсионный элемент: стеклянный блок [224] и система Трейси на параллельных дифракционных решетках [225].

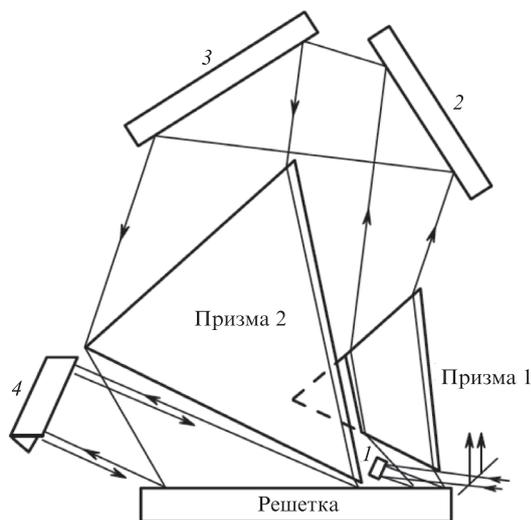


Рис.17. Гибридный призмочно-решеточный стретчер [152].

4.4. Дифракционные решетки для компрессоров импульсов в сверхмощных лазерных системах. Составные решетки

Рост энергии лазерных импульсов приводит к необходимости существенного увеличения размеров пучков для уменьшения лучевой нагрузки на оптические элементы. Это особенно важно для долговременной работы дифракционных решеток компрессора, поскольку порог их оптического разрушения в разы меньше, чем пороги разрушения зеркальных и просветляющих покрытий, а также материала усилителей. Именно стойкость дифракционных решеток и их размеры в настоящее время ограничивают мощность выходного излучения сверхмощных лазерных СРА-систем.

В настоящий момент покрытые золотом голографические решетки имеют максимальную однородную ширину спектра отражения, что позволяет использовать их в СРА-системах с импульсами длительностью в десятки и единицы фемтосекунд. Стойкость таких решеток для фемтосекундного диапазона длительностей, как правило, не превышает 0.5 Дж/см^2 [226, 227], их характерный размер доходит до 50 см в перпендикулярном штрихам направлении.

Многослойные решетки с диэлектрическим покрытием имеют лучшую оптическую стойкость [228–230], однако не обеспечивают ширины спектра отражения, достаточной для работы с фемтосекундными импульсами, и, как правило, используются в компрессорах пикосекундных и субпикосекундных СРА систем. Рекордно большие дифракционные решетки с диэлектрическим покрытием размером 91 см (!) были разработаны и изготовлены для компрессора лазерной СРА-системы LFEX, порог разрушения покрытия для импульсов длительностью 1 пс составлял $\sim 3 \text{ Дж/см}^2$, дифракционная эффективность превышала 95% [231].

Увеличение эффективного размера дифракционных решеток возможно за счет использования в компрессорах составных (или «мозаичных», или «черепичных») решеток, которые действуют как одна большая дифракционная решетка [204, 232–234]. Проблемы, возникающие при их юстировке, очень похожи на рассмотренные выше проблемы настройки решеток компрессоров.

В настоящее время в нескольких действующих и строящихся сверхмощных лазерных СРА-системах используются компрессоры с составными решетками. В лазерной системе на неодимовом стекле OMEGA EP (LLE, Рочестер) [235] созданы два усилительных канала для получения пикосекундных килоджоульных импульсов с суммарной пиковой мощностью до 1 ПВт. В каждом канале установлено по четырехрешеточному компрессору, причем каждая решетка состоит из трех частей (рис.18). Работы [236–238] посвящены теоретическим и экспериментальным вопросам юстировки этих решеток; была получена долговременная стабильность угловых положений составных частей решетки с точностью 0.1–0.2 мкрад. Настройка решеток выполнялась интерферометрическим методом.

Для фазировки составной решетки компрессора системы Pico2000 (LULI, Палезо, Франция) также применяется интерферометрическая техника [239]. Для лазерного комплекса петаваттного уровня мощности LFEX (ILE, Осака, Япония) разработан оригинальный четырехпроходный компрессор [240], красивая оптическая схема ко-

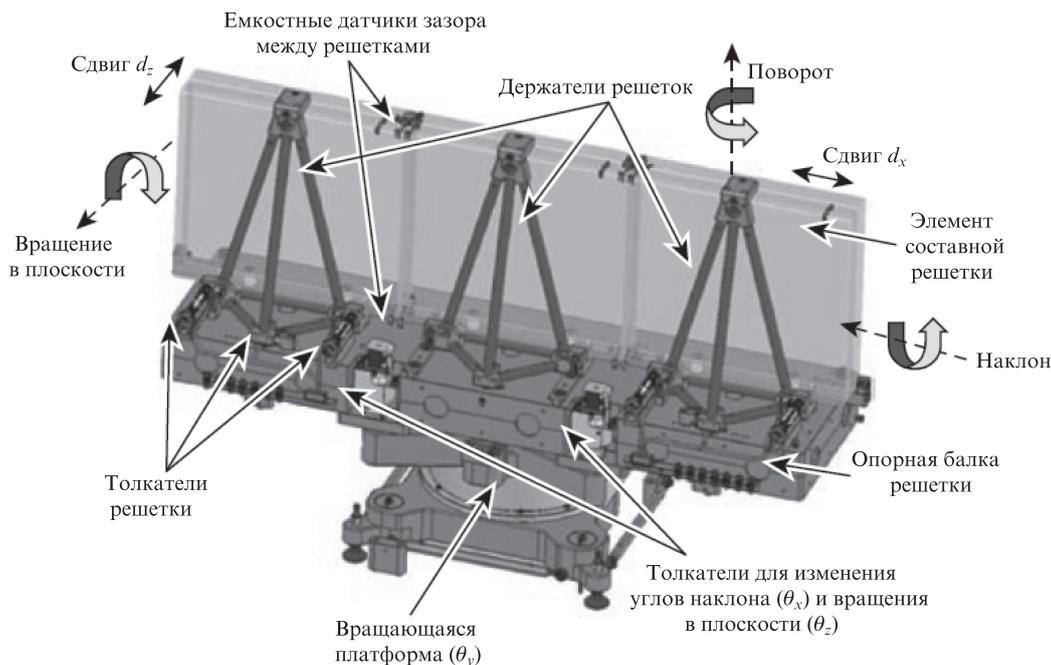


Рис.18. Составная решетка компрессора лазерной системы OMEGA EP [235].

того с изображением хода лучей напоминает кристалл. Компрессор основан на двух сдвоенных составных решетках и благодаря выбранной схеме слабо чувствителен к некоторым видам угловых расстроек решеток и к небольшому различию в периодах штрихов. Оригинальная компоновка решеток компрессора используется в системе Gekko МП мощностью 100 ТВт [241] (Осакий университет, Япония). Одна из решеток – составная, сдвоенная, при обходе компрессора излучение падает на нее дважды.

Оригинальная методика юстировки составных дифракционных решеток строящейся лазерной CPA-системы POLARIS (Йена, Германия) [242], основанная на фокусировке пучков, отраженных в зеркальный и дифракционный порядки (рис.19), позволяет юстировать элементы составной решетки по трем угловым и двум трансляционным степеням свободы. В [243] подробно рассмотрены компрессор и стретчер комплекса POLARIS. С помощью непрерывного лазерного излучения на двух различных частотах в пределах полосы пропускания компрессора

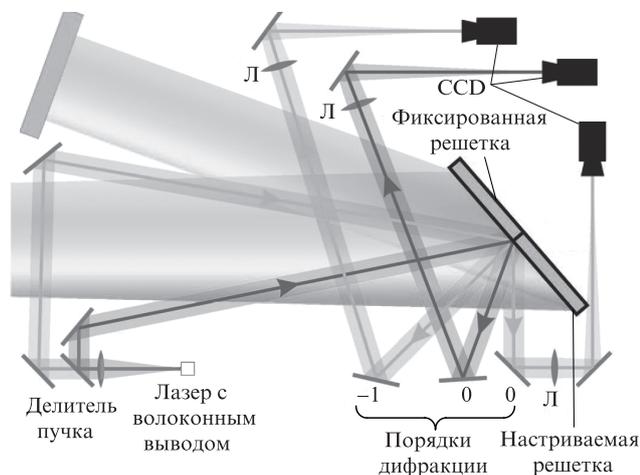


Рис.19. Система настройки составной решетки лазерного комплекса POLARIS [242].

угловые положения противостоящих решеток настраивались с точностью 20 мкрад.

Метод настройки составных решеток, основанный на измерении дальнего поля на двух длинах волн [244, 245], обеспечивает точность настройки угловых положений решеток лучше 6 мкрад и совпадение плоскостей ~14 нм, а поперечный сдвиг (приводящий к нарушению периода) – 1.8% от величины периода решеток. В работе [246] предложено осуществлять настройку относительного смещения двух решеток вдоль нормали к их рабочей поверхности с помощью интерференционного метода. Измерения, выполненные при различных углах падения излучения, позволяли настраивать совпадение плоскостей решеток с точностью лучше 0.1λ.

Заметим, что требования к качеству излучения, отраженного от составных решеток, подобны требованиям, предъявляемым к излучению в задаче когерентного сложения лазерных пучков. Действительно, части пучка сигнала излучения, падающие на различные дифракционные решетки, должны быть сфазированы с точностью до доли длины волны, а направления распространения этих пучков должны совпадать в пределах дифракционного угла [247].

Перспективный метод прецизионной юстировки (фазировки) составных решеток, основанный на получении разложенного в спектр изображения дальнего поля скомпрессированного излучения, отраженного такой решеткой, описан в [248]. Экспериментально и теоретически исследовалось рассогласование составных частей «черепичной» решетки: относительное смещение частей решетки поперек направления штрихов в двух ортогональных направлениях, а также поворот одной из частей составной решетки вокруг оси, параллельной штрихам. В [249] с помощью этого метода продемонстрировано когерентное сложение двух мультитераваттных пучков, каждый из которых компрессировался на своей дифракционной решетке в «черепичном» компрессоре.

Интересный способ избежать использования составных решеток предложен для мультипетаваттного меж-

дународного проекта PETAL [250, 251]: основной пучок разбивается на несколько пучков меньшей апертуры, каждый из них независимо компрессируется, а затем когерентно складывается с использованием сегментированного зеркала. Точность позиционирования сегментов должна быть не хуже, чем у составных решеток, зато число степеней свободы у зеркала меньше.

Обратим еще внимание на оригинальную оптическую схему, позволяющую увеличить эффективный размер дифракционной решетки, которая, по-видимому независимо, была представлена в патенте [252] и в работе [253] в 2010 г. Основная идея состоит в том, что плоское зеркало, расположенное ортогонально к рабочей плоскости решетки, позволяет дважды использовать одну и ту же поверхность решетки, увеличивая ее эффективный размер вдвое. В работе [254] представлена модель для расчета схемы, проведено теоретическое и экспериментальное сравнение схем решетка–решетка и решетка–зеркало. Показано, что, несмотря на упрощение процедуры настройки за счет уменьшения количества настроечных параметров, требования к долгосрочной стабильности такой системы повышаются.

4.5. Стретчеры и компрессоры сверхмощных лазерных CPA- и OPCPA-систем

Развитие CPA-метода увенчалось построением ряда петаваттных лазерных систем. В этой, заключительной, части обзора мы «пробежимся» по некоторым, в первую очередь самым мощным, лазерным CPA- и OPCPA-системам и обратим внимание на особенности используемых в них схем стретчеров и компрессоров.

Итак, первая петаваттная установка [255, 256] была создана в Ливерморской национальной лаборатории (LLNL, США) на базе лазера на стекле с неодимом NOVA в 1996 г. Импульсы Ti:сапфирового лазера длительностью 100 фс (центральная длина волны излучения 1054 нм) растягивались до 3 нс в однорешеточном стретчере Мартинеза, а затем усиливались до килоджоульного уровня в каскадах усилителя на неодимовом стекле. Компрессия chirпированного усиленного импульса осуществлялась в однопроходном двухрешеточном компрессоре Трейси (рис.20), основанном на уникальных голографических золоченых дифракционных решетках диаметром 94 см с плотностью 1480 штрих./мм. Пиковая мощность сжатых импульсов

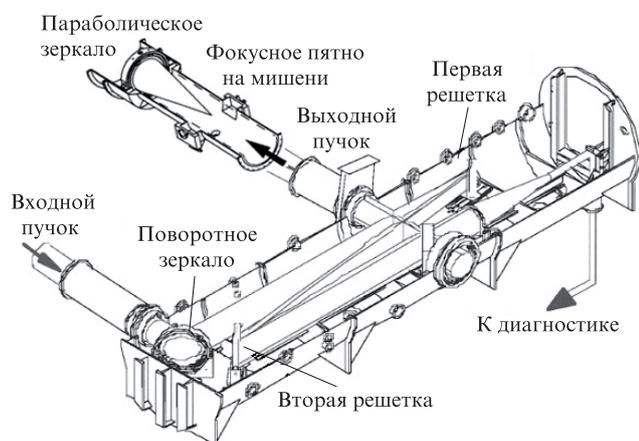


Рис.20. Компрессор импульсов и мишени первой петаваттной лазерной системы в Ливерморе [256].

достигала 1.5 ПВт при длительности 440 фс. Впоследствии система была демонтирована.

В настоящее время в LLNL создана 192-канальная лазерная система NIF мощностью 500 ТВт с усилением в стекле с неодимом, предназначенная для исследований лазерного термоядерного синтеза при энергии импульсов 1.8 МДж на длине волны третьей гармоники 351 нм. Четыре усилительных канала NIF отведены под проект ARC [257], целью которого является создание восьми пучков диагностического излучения пикосекундной длительности (1–50 пс) с пиковой мощностью 0.5 ПВт в каждом. Сжатие импульсов осуществляется в восьми оригинальных компактных двоянных компрессорах [258], у которых пары решеток, обращенные друг к другу рабочими поверхностями, имеют разную плотность штрихов и разную базу, что позволяет обеспечить на выходе отсутствие пространственного chirпа. В компрессорах использованы многослойные диэлектрические решетки размером 91 × 45 см.

В петаваттном лазерном комплексе Vulcan [259, 260] применен двухъярусный («double-decker») стретчер, состоящий из двух одинаковых двухпроходных триплетов Оффнера и одной общей дифракционной решетки. Падающий пучок проходит сначала по одному ярусу, затем по другому, в который попадает благодаря зеркальному уголкового отражателю. Такая схема позволила снизить абберации и удешевить стретчер. После прохождения предусилительных OPCPA-каскадов на кристалле ВВО излучение усиливается в комбинированном усилителе из фосфатного и силикатного стеклок. Компрессия осуществляется в однопроходной системе Трейси на двух решетках размером 94 см из Ливермора.

В петаваттном модуле лазерного комплекса на стекле с неодимом ГЕККО XII (Япония) [261, 262] используются два стретчера Мартинеза на основе дифракционных решеток (1480 штрих./мм) и длиннофокусных линз. В первом стретчере импульсы задающего генератора GLX-200 длительностью 150 фс растягиваются во времени до 1.5 нс, а во втором – с 1.5 до 3 нс. В стартовой части петаваттного модуля используются два каскада OPCPA на кристаллах ВВО. Двухпроходный компрессор на двух покрытых золотом дифракционных решетках (1480 штрих./мм, порог разрушения 0.56 Дж/см²) диаметром 1 м позволяет получать на выходе импульсы с мощностью 0.9 ПВт и длительностью 470 фс. Эффективность компрессора (четыре отражения излучения от решеток) составляет ~70%.

Гибридная, основанная на OPCPA и CPA, петаваттная лазерная система с оконечным каскадом усиления в комбинированном из фосфатного и силикатного стеклок усилителе создана в Техасе (США) [183]. Стретчер, собранный по модифицированной схеме [182], растягивает импульсы задающего титан-сапфирового генератора (центральная длина волны 1058 нм) длительностью 100 фс до 2 нс. Компрессор на решетках с многослойным диэлектрическим покрытием сжимает импульсы до 167 фс, повышая их пиковую мощность до 1.1 ПВт.

Лазерные CPA-системы с усилением в кристаллах титан-сапфира обеспечивают петаваттную пиковую мощность при умеренных энергиях импульса благодаря его малой длительности. Первая такая система [187] была создана в 2003 г. в Японском исследовательском институте атомной энергии (JAERI). В оконечном каскаде усиления использовался кристалл титан-сапфира с апертурой 80 мм. Было получено излучение с пиковой мощностью

850 ТВт при длительности сжатого импульса 33 фс. В стретчере использовались нарезная, покрытая золотом решетка (1200 штрих./мм), и триплет Оффнера, собранный на отражательных оптических элементах. Компрессор Трейси, состоящий из четырех голографических золоченых решеток (1480 штрих./мм), имел коэффициент пропуска 75%.

Самая мощная титан-сапфировая лазерная CPA-система с пиковой мощностью 2 ПВт при длительности импульса 26 фс [263] создана в Шанхайском институте оптики и точной механики (SIOM, Китай). Диаметр активного элемента оконечного усилительного каскада составлял 100 мм. Технология генерации поперечно-поляризованной волны (XPW) [264,265], примененная в стартовой части системы, позволила получить контраст $\sim 1.5 \times 10^{-11}$ на временном интервале 100 пс от основного импульса. Специальный спектральный фильтр позволяет подавить обужение спектра при усилении, а также компенсировать сильное красное смещение центральной длины волны, вызванное насыщением усиления в оконечном усилителе. В стретчере, собранном по безаберрационной схеме Оффнера, использована отражательная оптика, длительность растянутого импульса равна 1.4 нс. В первоначальном варианте CPA-системы [188] плотности штрихов решеток стретчера и компрессора различались (1200 и 1480 штрих./мм соответственно). В конце 2013 г. [266] была установлена новая решетка стретчера с плотностью 1480 штрих./мм. Также были увеличены углы падения пучков на решетки в компрессоре с целью снижения лучевой нагрузки на их рабочую поверхность.

У лазерных титан-сапфировых CPA-систем PULSER I и PULSER II [189,267] (Республика Корея) с пиковой мощностью излучения 1 и 1.5 ПВт соответственно одна общая стартовая часть, включающая в себя два стретчера. Первый – на основе стеклянного блока, расположенного сразу за фемтосекундным задающим генератором, а второй – стандартный решеточный с телескопом Оффнера, установленный в схеме после AOPDF Dazzler [191], многопроходного усилителя и системы повышения контраста на основе насыщающегося поглотителя. С помощью AOPDF компенсируются красный сдвиг и обужение спектра в оконечных лазерных усилителях. В стретчере используется покрытая золотом голографическая дифракционная решетка (1400 штрих./мм), а в четырехрешеточных компрессорах PULSER I и II применяются аналогичные решетки, но с плотностью 1480 штрих./мм. Пропускание компрессоров равно 74%, длительность выходных импульсов в обеих системах составляет ~ 30 фс.

Еще одна титан-сапфировая CPA-система с пиковой мощностью излучения 1.16 ПВт [268] создана в Институте физики АН Китая (Пекин). С целью повышения контраста сверхкороткий (10 фс) импульс задающего генератора вначале усиливается в двух каскадах неколлинеарного параметрического усилителя (NOPA). Затем этот импульс растягивается до длительности 600 пс в стретчере на основе триплета Оффнера и проходит последовательно три каскада усиления в Ti:sapphire активных элементах. В компрессоре Трейси на четырех голографических золоченых решетках (1480 штрих./мм) усиленный импульс сжимается до 27.9 фс. Коэффициент пропуска компрессора равен 69%. Благодаря примененной схеме выходной импульс имеет контраст 10^{10} на временном интервале 400 пс до основного максимума.

Лазерная система BELLA [2, 269], созданная компанией Thales (Франция) для Национальной лаборатории имени Лоуренса в Беркли – первая петаваттная титан-сапфировая CPA-система, работающая с частотой следования импульсов 1 Гц (!). В системе применена двойная CPA-конфигурация: первый каскад CPA (со своим стретчером и компрессором) предназначен для повышения качества сверхмощных импульсов, в первую очередь их контраста за счет XPW-фильтрации. Второй каскад CPA – «силовой», в нем для согласования дисперсионных характеристик стретчера с телескопом Оффнера и компрессора Трейси на покрытых золотом голографических решетках также используется AOPDF Dazzler. В настоящее время по похожей схеме в Румынии для Национального института физики лазеров, плазмы и излучения с активным участием компании Thales создается титан-сапфировая CPA-система [270] петаваттного уровня мощности.

5. Заключение

В настоящем обзоре описаны возможности, характеристики и устройство основных элементов сверхмощных лазерных CPA- и OPCPA-систем – стретчеров и компрессоров, предназначенных для растяжения и сжатия chirpированных усиленных импульсов. Рассмотрены вопросы, касающиеся согласования фазовых характеристик стретчеров и компрессоров, а также проблемы, возникающие при их настройке и юстировке. Особое внимание уделено истории развития оптики сверхкоротких сверхмощных импульсов. От лазеров на красителе к стабильным и надежным твердотельным, в первую очередь титан-сапфировым, лазерам. От капризных волоконных стретчеров с трудно контролируемыми значениями дисперсии третьего и более высоких порядков – к рассчитываемым аналитически согласованным системам стретчер–компрессор на дифракционных решетках. От субпикосекундных длительностей сверхмощных импульсов – к длительностям в десятки фемтосекунд, для которых существенно возрастает роль дисперсии высших порядков. От долгих лет «топтания» лазеров на гигаваттном уровне мощности – к тераваттным, петаваттным и мультипетаваттным лазерным системам, основанным на технике лазерного и параметрического усиления chirpированных импульсов.

Автор выражает благодарность А.В.Коржиманову, А.И.Макарову, А.К.Потемкину, Е.А.Хазанову за ценные замечания и обсуждение материала статьи.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

6. Литература

1. http://ru.wikipedia.org/wiki/Список_самых_мощных_лазерных_установок.
2. [http://en.wikipedia.org/wiki/BELLA_\(laser\)](http://en.wikipedia.org/wiki/BELLA_(laser)).
3. www.extreme-light-infrastructure.eu.
4. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011).
5. www.xcels.iapras.ru.
6. Tajima T., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979).
7. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
8. Ditmire T., Bless S., Dyer G., Edens A., Grigsby W., Hays G., Madison K., Maltsev A., Colvin J., Edwards M.J., Lee R.W., Patel P., Price D., Remington B.A., Shepherd R., Wootton A., Zweiback J., Liang E., Kieley K.A. *Rad. Phys. Chem.*, **70**, 535 (2004).
9. Tajima T. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 519 (2009).

10. Wang X., Zgad Zaj R., Fazel N., Li Z., Yi S.A., Zhang X., Henderson W., Chang Y.Y., Korzekwa R., Tsai H.E., Pai C.H., Quevedo H., Dyer G., Gaul E., Martinez M., Bernstein A.C., Borger T., Spinks M., Donovan M., Khudik V., Shvets G., Ditmire T., Downer M.C. *Nat. Commun.* 4:1988 doi:10.1038/ncomms2988 (2013).
11. Муру Ж.А., Сергеев А.М., Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А. *Вестник РАН*, **81**, 502 (2011).
12. Mourou G.A., Fisch N.J., Malkin V.M., Toroker Z., Khazanov E.A., Sergeev A.M., Tajima T., Le Garrec B. *Opt. Commun.*, **285**, 720 (2012).
13. Беляев В.С., Батищев П.А., Большаков В.В., Ёлкин К.С., Карабджак Г.Ф., Ковков Д.В., Матафонов А.П., Райкунов Г.Г., Яхин Р.А., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Фортвов В.Е., Крайнов В.П., Розанов В.Б. *Ядерная физика*, **76**, 441 (2013).
14. Гаранин С.Г. *УФН*, **181**, 434 (2011).
15. Гаранин С.Г., Крохин О.Н. *Вестник РАН*, **81**, 495 (2011).
16. Ridgers C.P., Brady C.S., Kirk J.G., Blackburn T., Arber T.D., Bell A.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8780**, 87801J-1 (2013).
17. Hutchinson M.H.R. *Contemporary Phys.*, **30**, 355 (1989).
18. Perry M.D., Mourou G. *Science*, **264**, 917 (1994).
19. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).
20. Mourou G.A., Barty C.P.J., Perry M.D. *Phys. Today*, **51**, 22 (1998).
21. Backus S., Durfee III C.G., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 1207 (1998).
22. Yamakawa K., Barty C.P.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 658 (2000).
23. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
24. Cerullo G., De Silvestri S. *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 1 (2003).
25. Багаев С.Н. *Усп. совр. радиоэлектроники*, **5–6**, 70 (2004).
26. Butkus R., Danielius R., Dubietis A., Piskarskas A., Stabinis A. *Appl. Phys. B*, **79**, 693 (2004).
27. Dubietis A., Butkus R., Piskarskas A.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **12**, 163 (2006).
28. Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **178**, 1006 (2008).
29. www.icuil.org.
30. Сухоруков А.П. *Соросовский образоват. журн.*, **7**, 81 (1997).
31. Sibbett W., Lagatsky A.A., Brown C.T.A. *Opt. Express*, **20**, 6989 (2012).
32. Шапиро С. (ред.) *Сверхкороткие световые импульсы* (М.: Мир, 1981, с. 480).
33. Херман И., Вильгельми Б. *Лазеры сверхкоротких световых импульсов* (М.: Мир, 1986, с. 368).
34. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 312).
35. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения* (М.: Наука, Физматлит, 1991, с. 312).
36. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика: Учебник. 2-е изд.* (М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004, с. 656).
37. Желтиков А.М. *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики* (М.: Физматлит, 2006, с. 296).
38. Крюков П.Г. *Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики* (М.: Физматлит, 2008, с. 208).
39. Козлов С.А., Самарцев В.В. *Основы фемтосекундной оптики* (М.: Физматлит, 2009, с. 292).
40. Крюков П.Г. *Лазеры ультракоротких импульсов и их применения* (Долгопрудный: Изд. Дом «Интеллект», 2012, с. 248).
41. Kaiser W. *Ultrashort Laser Pulses* (New York: Springer-Verlag, 1993, с. 492).
42. Dausinger F., Lubatschowski H., Lichtner F. *Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2004, с. 326).
43. Kartner F.X. *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag 2004, с. 450).
44. Rullière C. *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments* (New York: Springer-Verlag, 2005, с. 428).
45. Schwoerer H., Beleites B., Magill J. *Lasers and Nuclei: Applications of Ultrahigh Intensity Lasers in Nuclear Science* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2006, с. 256).
46. Brabec T. *Strong Field Laser Physics* (New York: Springer-Verlag, 2009, с. 592).
47. Spielmann C., Curley P.F., Brabec T., Krausz F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1100 (1994).
48. Fittinghoff D.N., Walker B.C., Squier J.A., Tóth C.S., Rose-Petruck C., Barty C.P.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 430 (1998).
49. Keller U. *Appl. Phys. B*, **100**, 15 (2010).
50. Walmsley I., Waxer L., Dorrer C. *Rev. Sci. Instrum.*, **72**, 1 (2001).
51. Torres J.P., Hendrych M., Valencia A. *Adv. Opt. Photon.*, **2**, 319 (2010).
52. Borzsonyi A., Kovacs A., Osvay K. *Appl. Sci.*, **3**, 515 (2013).
53. Piskarskas A. *Intern. Symp. Chirped Pulse Amplification, University Laval, Quebec City* (Canada, 2010) Abstracts of Talks, p. 42.
54. Ross I.N., Matousek P., New G.H.C., Osvay K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2945 (2002).
55. 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. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
56. Shaykin A.A., Freidman G.I., Garanin S.G., Ginzburg V.N., Katin E.V., Kedrov A.I., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., L'Vov L.V., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Osin V.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Rukavishnikov N.N., Romanov V.V., Savkin A.V., Sergeev A.M., Sukharev S.A., Trikanova O.V., Voronich I.N., Yakovlev I.V., Zimalin B.G. *Proc. CLEO /Europe-EQEC 2009* (Munich, Germany: OSA, 2009, Paper CG_P2).
57. Fork R.L., Shank C.V., Yen R., Hirlimann C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, 500 (1983).
58. Fork R.L., Greene B.I., Shank C.V. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 671 (1981).
59. Shank C.V., Ippen E.P. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 373 (1974).
60. Ippen E.P., Shank C.V. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 488 (1975).
61. Treacy E.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**, 454 (1969).
62. Mourou G.A., Sizer II T. *Opt. Commun.*, **41**, 47 (1982).
63. Stolen R.H., Lin C. *Phys. Rev. A*, **17**, 1448 (1978).
64. Shimizu F. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1097 (1967).
65. Alfano R.R., Shapiro S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 592 (1970).
66. Fisher R.A., Bischel W.K. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 468 (1974).
67. Fisher R.A., Bischel W.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 46 (1975).
68. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
69. Grischkowsky D., Balant A.C. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 1 (1982).
70. Valdmanis J.A., Fork R.L., Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **10**, 131 (1985).
71. Valdmanis J.A., Fork R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, 112 (1986).
72. Martinez O.E., Fork R.L., Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **9**, 156 (1984).
73. Martinez O.E., Fork R.L., Gordon J.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 753 (1985).
74. McMullen J.D. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 1575 (1977).
75. McMullen J.D. *Appl. Opt.*, **18**, 737 (1979).
76. Hanna D.C., Kärkkäinen P.A., Wyatt R. *Opt. Quantum Electron.*, **7**, 115 (1975).
77. Duarte F.J., Piper J.A. *Opt. Commun.*, **43**, 303 (1982).
78. Duarte F.J., Piper J.A. *Appl. Opt.*, **21**, 2782 (1982).
79. Zhou C.S. *Appl. Opt.*, **23**, 2879 (1984).
80. Trebino R. *Appl. Opt.*, **24**, 1130 (1985).
81. Dupre P. *Appl. Opt.*, **26**, 860 (1987).
82. Dietel W., Fontaine J.J., Diels J.C. *Opt. Lett.*, **8**, 4 (1983).
83. Gordon J.P., Fork R.L. *Opt. Lett.*, **9**, 153 (1984).
84. Martinez O.E., Gordon J.P., Fork R.L. *J. Opt. Soc. Am. A*, **1**, 1003 (1984).
85. Martinez O.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 59 (1987).
86. Fork R.L., Martinez O.E., Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **9**, 150 (1984).
87. Bor Z., Rácz B. *Opt. Commun.*, **54**, 165 (1985).
88. Lamb Jr. W.E. *Phys. Rev.*, **134**, A1429 (1964).
89. Hargrove L.E., Fork R.L., Pollack M.A. *Appl. Phys. Lett.*, **5**, 4 (1964).
90. DiDomenico J.M. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2870 (1964).
91. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
92. Migus A., Shank C.V., Ippen E.P., Fork R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**, 101 (1982).
93. Fork R.L., Shank C.V., Yen R.T. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 223 (1982).
94. Simmons W.W., Speck D.R., Hunt J.T. *Appl. Opt.*, **17**, 999 (1978).
95. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (1981).
96. Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г., Виноградский Л.М., Гайдаш В.А., Галахов И.В., Гашеев А.С., Гузов И.П., Задорожный В.И., Ерошенко В.А., Ильин А.Ю., Каргин В.А., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Кротов В.А., Кузьмичев Ю.П., Лапин С.Г., Львов Л.В., Мочалов М.Р., Муругов В.М., Осин В.А., Панкратов В.И., Пегоев И.Н., Пунин В.Т., Рядов А.В., Сенник А.В., Соболев С.К., Худиков Н.М., Хрусталев В.А., Чеботарь В.С., Черкесов Н.А., Шемякин В.И. *Квантовая электроника*, **18**, 536 (1991).

97. Garanin S.G. *Laser Phys.*, **18**, 387 (2008).
98. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
99. Fork R.L., Cruz C.H.V., Becker P.C., Shank C.V. *Opt. Lett.*, **12**, 483 (1987).
100. Christov I.P., Tomov I.V. *Opt. Commun.*, **58**, 338 (1986).
101. Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 398 (1988).
102. Pessot M., Maine P., Mourou G. *Opt. Commun.*, **62**, 419 (1987).
103. Moulton P.F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 125 (1986).
104. French P.M.W., Williams J.A.R., Taylor J.R. *Opt. Lett.*, **14**, 686 (1989).
105. Goodberlet J., Wang J., Fujimoto J.G., Schulz P.A. *Opt. Lett.*, **14**, 1125 (1989).
106. Naganuma K., Mogi K. *Opt. Lett.*, **16**, 738 (1991).
107. Spence D.E., Kean P.N., Sibbett W. *Opt. Lett.*, **16**, 42 (1991).
108. Huang C.-P., Kapteyn H.C., McIntosh J.W., Murnane M.M. *Opt. Lett.*, **17**, 139 (1992).
109. Cerullo G., De Silvestri S., Magni V., Pallaro L. *Opt. Lett.*, **19**, 807 (1994).
110. Squier J., Salin F., Mourou G., Harter D. *Opt. Lett.*, **16**, 324 (1991).
111. Kmetec J.D., Macklin J.J., Young J.E. *Opt. Lett.*, **16**, 1001 (1991).
112. Sullivan A., Hamster H., Kapteyn H.C., Gordon S., White W., Nathel H., Blair R.J., Falcone R.W. *Opt. Lett.*, **16**, 1406 (1991).
113. Proctor B., Wise F. *Opt. Lett.*, **17**, 1295 (1992).
114. Lemoff B.E., Barty C.P.J. *Opt. Lett.*, **17**, 1367 (1992).
115. Szpöcs R., Ferencz K., Spielmann C., Krausz F. *Opt. Lett.*, **19**, 201 (1994).
116. Stingl A., Spielmann C., Krausz F., Szpöcs R. *Opt. Lett.*, **19**, 204 (1994).
117. Baltuska A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. *Opt. Lett.*, **22**, 102 (1997).
118. Keller U., Weingarten K.J., Kartner F.X., Kopf D., Braun B., Jung I.D., Fluck R., Honninger C., Matuschek N., Aus der Au J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2**, 435 (1996).
119. Sutter D.H., Jung I.D., Kartner F.X., Matuschek N., Morier-Genoud F., Scheuer V., Tilsch M., Tschudi T., Keller U. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 169 (1998).
120. Tsuda S., Knox W.H., Cundiff S.T., Jan W.Y., Cunningham J.E. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2**, 454 (1996).
121. Petričević V., Gayen S.K., Alfano R.R., Yamagishi K., Anzai H., Yamaguchi Y. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1040 (1988).
122. Seas A., Petricevic V., Alfano R.R. *Opt. Lett.*, **16**, 1668 (1991).
123. Seas A., Petricevic V., Alfano R.R. *Opt. Lett.*, **17**, 937 (1992).
124. Иванов А.А., Камалов В.Ф., Лифанов А.П., Лукассен Дж., Минков Б.И., Слободчиков Е.В. *Квантовая электроника*, **20**, 1039 (1993).
125. Pang Y., Yanovsky V., Wise F., Minkov B.I. *Opt. Lett.*, **18**, 1168 (1993).
126. Yanovsky V., Pang Y., Wise F., Minkov B.I. *Opt. Lett.*, **18**, 1541 (1993).
127. Jonusauskas G., Oberlé J., Rullière C. *Opt. Lett.*, **23**, 1918 (1998).
128. Chudoba C., Fujimoto J.G., Ippen E.P., Haus H.A., Morgner U., Kärtner F.X., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **26**, 292 (2001).
129. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Конященко А.В., Овчинников А.В., Фортвов В.Е. *Квантовая электроника*, **34**, 506 (2004).
130. Morgner U., Kärtner F.X., Cho S.H., Chen Y., Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **24**, 411 (1999).
131. Sutter D.H., Steinmeyer G., Gallmann L., Matuschek N., Morier-Genoud F., Keller U., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **24**, 631 (1999).
132. Campillo A.J., Huay R.C., Shapiro S.L. *Opt. Lett.*, **4**, 357 (1979).
133. Барейка Б., Бирмонтас А., Дикчюс Г., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А. *Квантовая электроника*, **9**, 2534 (1982).
134. Дanelос Р., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А., Янкаускас А. *Письма в ЖЭТФ*, **42**, 101 (1985).
135. Пискарскас А., Стабинис А., Янкаускас А. *УФН*, **150**, 127 (1986).
136. Dubietis A., Jonušauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
137. Ross I.N., Matousek P., Towrie M., Langley A.J., Collier J.L. *Opt. Commun.*, **144**, 125 (1997).
138. Yamakawa K., Aoyama M., Matsuoka S., Kase T., Akahane Y., Takuma H. *Opt. Lett.*, **23**, 1468 (1998).
139. Matousek P., Rus B., Ross I.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 158 (2000).
140. Baumhacker H., Brederlow G., Fill E., Volk R., Witkowski S., Witte K.J. *Appl. Phys. B*, **61**, 325 (1995).
141. Ross I.N., Collier J.L., Matousek P., Danson C.N., Neely D., Allott R.M., Pepler D.A., Hernandez-Gomez C., Osvay K. *Appl. Opt.*, **39**, 2422 (2000).
142. Jovanovic I., Morse E.C., Comaskey B.J., Ebberts C.A., Bonner R.A., Pennington D.M. *Appl. Opt.*, **41**, 2923 (2002).
143. Jovanovic I., Ebberts C.A., Barty C.P.J. *Opt. Lett.*, **27**, 1622 (2002).
144. Yang X., Xu Z., Leng Y., Lu H., Lin L., Zhang Z., Li R., Zhang W., Yin D., Tang B. *Opt. Lett.*, **27**, 1135 (2002).
145. Xu Z., Yang X., Leng Y., Lu H., Lin L., Zhang Z., Li R., Zhang W., Yin D., Jin S., Peng J., Tang B., Zhao B. *Chin. Opt. Lett.*, **1**, 24 (2003).
146. Zhu P., Qian L., Xue S., Lin Z. *Opt. Las. Technol.*, **35**, 13 (2003).
147. Chekhlov O., Collier J.L., Ross I.N., Bates P., Notley M., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S. *Proc. CLEO, Baltimore, MD: OSA Trends in Optics and Photonics* (Washington, D.C.: OSA, 2005, JFB3).
148. Chekhlov O.V., Collier J.L., Ross I.N., Bates P.K., Notley M., Hernandez-Gomez C., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S., Cardoso L. *Opt. Lett.*, **31**, 3665 (2006).
149. Freidman G., Andreev N., Ginzburg V., Katin E., Khazanov E., Lozhkarev V., Palashov O., Sergeev A., Yakovlev I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4630**, 135 (2002).
150. Freidman G., Andreev N., Bespalov V., Bredikhin V., Ginzburg V., Katin E., Korytin A., Khazanov E., Lozhkarev V., Palashov O., Sergeev A., Yakovlev I., Garanin S., Rukavishnikov N., Sukharev S. *Proc. CLEO Long Beach, CA: OSA Trends in Optics and Photonics* (Washington, D.C.: OSA, 2002, CPDA9-1).
151. Freidman G., Andreev N., Bespalov V., Bredikhin V., Ginzburg V., Katin E., Khazanov E., Korytin A., Lozhkarev V., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Yakovlev I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4972**, 90 (2003).
152. Фрейдман Г.И., Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **37**, 147 (2007).
153. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Гаранин С.Г., Гинзбург В.Н., Дворкин К.Л., Катин Е.В., Корытин А.И., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 178 (2004).
154. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Khazanov E.A., Palashov O.V., Sergeev A.M., Yakovlev I.V. *Laser Phys.*, **15**, 1319 (2005).
155. Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке Р.Р., Гинзбург В.Н., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартынов М.А., Палашов О.В., Потемкин А.К., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Хазанов Е.А., Фрейдман Г.И., Чарухчев А.В., Шайкин А.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005).
156. 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., Garanin S.G., Sukharev S.A., Rukavishnikov N.N., Charukhchev A.V., Gerke R.R., Yashin V.E. *Opt. Express*, **14**, 446 (2006).
157. 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. Preprint IAP RAS No. 720 (N. Novgorod, IAP, 2006).
158. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Ильяев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Курунов Р.Ф., Муругов В.М., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **35**, 299 (2005).
159. Белов И.А., Бучирин О.А., Воронич И.Н., Воронина Н.В., Гаранин С.Г., Гинзбург В.Н., Долгополов Ю.В., Зималин Б.Г., Катин Е.В., Кедров А.И., А.В. К., Колтыгин М.О., Литвин Д.Н., Ложкарев В.В., Лучинин Г.А., Львов Л.В., Мальшаков А.Н., Маначинский А.Н., Марков С.С., Мартынов М.А., Мещеряков М.В., Огородников А.В., Палашов О.В., Потемкин А.К., Романов В.В., Рукавишников А.Н., Рукавишников Н.Н., Савкин А.В., Сеник А.В., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Триканова О.В., Тютин С.В., Филатова Н.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Чернов И.Е., Шайкин А.А., Яковлев И.В. *В сб. Тез. докл. между.*

- конф. «X Харитоновские тематические научные чтения» (Россия, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008, с. 145).
160. Xu L., Yu L., Liang X., Chu Y., Hu Z., Ma L., Xu Y., Wang C., Lu X., Lu H., Yue Y., Zhao Y., Fan F., Tu H., Leng Y., Li R., Xu Z. *Opt. Lett.*, **38**, 4837 (2013).
 161. Novák O., Divoký M., Turčičová H., Straka P. *Las. Part. Beams*, **31**, 211 (2013).
 162. Novák O., Turčičová H., Smržík M., Huynh J., Pfeifer M., Straka P. *Appl. Phys. B*, **108**, 501 (2012).
 163. Chekhlov O., Divall E.J., Eitel K., Hawkes S.J., Hooker C.J., Ross I.N., Matousek P., Hernandez-Gomez C., Musgrave I., Tang Y., Winstone T., Neely D., Clarke R., Foster P., Hancock S.J., Wyborn B.E., Collier J.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6735**, 67350J (2007).
 164. Hernandez-Gomez C., Blake S.P., Chekhlov O., Clarke R.J., Dunne A.M., Galimberti M., Hancock S., Heathcote R., Holligan P., Lyachev A., Matousek P., Musgrave I.O., Neely D., Norreys P.A., Ross I., Tang Y., Winstone T.B., Wyborn B.E., Collier J. *J. Phys.: Conf. Series*, **244**, 032006 (2010).
 165. Lyachev A., Musgrave I.O., Tang Y., Hernandez-Gomez C., Ross I.N., Galimberti M., Chekhlov O.V., Collier J. *Opt. Express*, **19**, 15824 (2011).
 166. Lemoff B.E., Barty C.P.J. *Opt. Lett.*, **18**, 1651 (1993).
 167. Itatani J., Nabekawa Y., Kondo K., Watanabe S. *Opt. Commun.*, **134**, 134 (1997).
 168. Zhang Z., Yagi T., Arisawa T. *Appl. Opt.*, **36**, 3393 (1997).
 169. Jiang J., Zhang Z., Hasama T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 678 (2002).
 170. Martinez O.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2530 (1988).
 171. Kostenbauder A.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1148 (1990).
 172. Akturk S., Gu X., Gabolde P., Trebino R. *Opt. Express*, **13**, 8642 (2005).
 173. Druon F., Hanna M., Lucas-Leclin G., Zaouter Y., Papadopoulos D., Georges P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 754 (2008).
 174. White W.E., Patterson F.G., Combs R.L., Price D.F., Shepherd R.L. *Opt. Lett.*, **18**, 1343 (1993).
 175. Rudd J.V., Korn G., Kane S., Squier J., Mourou G., Bado P. *Opt. Lett.*, **18**, 2044 (1993).
 176. Du D., Squier J., Kane S., Korn G., Mourou G., Bogusch C., Cotton C.T. *Opt. Lett.*, **20**, 2114 (1995).
 177. Offner A. U.S. Patent 3,748,015 (1973).
 178. Cheriaux G., Rousseau P., Salin F., Chambaret J.P., Walker B., Dimauro L.F. *Opt. Lett.*, **21**, 414 (1996).
 179. Kane S., Squier J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1237 (1997).
 180. Bromage J., Millecchia M., Bunkenburg J., Jungquist R.K., Dorrer C., Zuegel J.D. *Proc. CLEO 2012* (San Jose, Cal.: OSA, 2012, CM4D.4).
 181. Ross I.N., Langley A.J., Taday P. *Rutherford Appleton Laboratory Report RAL-TR-2000-034*, 201 (2000).
 182. Banks P.S., Perry M.D., Yanovsky V., Fochs S.N., Stuart B.C., Zweiback J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 268 (2000).
 183. Gaul E.W., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebberts C., Ditmire T. *Appl. Opt.*, **49**, 1676 (2010).
 184. Gonzalez Inchauspe C.M., Martinez O.E. *Opt. Lett.*, **22**, 1186 (1997).
 185. Bagnoud V., Salin F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 445 (1998).
 186. Squier J., Barty C.P.J., Salin F., Le Blanc C., Kane S. *Appl. Opt.*, **37**, 1638 (1998).
 187. Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. *Opt. Lett.*, **28**, 1594 (2003).
 188. Liang X., Leng Y., Wang C., Li C., Lin L., Zhao B., Jiang Y., Lu X., Hu M., Zhang C., Lu H., Yin D., Jiang Y., Lu X., Wei H., Zhu J., Li R., Xu Z. *Opt. Express*, **15**, 15335 (2007).
 189. Sung J.H., Lee S.K., Yu T.J., Jeong T.M., Lee J. *Opt. Lett.*, **35**, 3021 (2010).
 190. Wang C., Leng Y.-X. *Chin. Phys. Lett.*, **30**, 44208 (2013).
 191. Tournois P. *Opt. Commun.*, **140**, 245 (1997).
 192. Verluise F., Laude V., Huignard J.-P., Tournois P., Migus A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 138 (2000).
 193. Molchanov V.Y., Chizhikov S.I., Makarov O.Y., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V., Epatko I.V., Serov R.V. *Acta Phys. Polonica A*, **116**, 355 (2009).
 194. Molchanov V.Y., Chizhikov S.I., Makarov Y.O., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V. *Appl. Opt.*, **48**, C118 (2009).
 195. Tournois P. *Electron. Lett.*, **29**, 1414 (1993).
 196. Kane S., Squier J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 2052 (1995).
 197. Kane S., Squier J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 661 (1997).
 198. Zheng J., Zacharias H. *Appl. Phys. B*, **96**, 445 (2009).
 199. Dou T.H., Tautz R., Gu X., Marcus G., Feurer T., Krausz F., Veisz L. *Opt. Express*, **18**, 27900 (2010).
 200. Osvay K., Ross I.N. *Opt. Commun.*, **105**, 271 (1994).
 201. Fiorini C., Sauteret C., Rouyer C., Blanchot N., Seznec S., Migus A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1662 (1994).
 202. Ross I.N., Trentelman M., Danson C.N. *Appl. Opt.*, **36**, 9348 (1997).
 203. Trentelman M., Ross I.N., Danson C.N. *Appl. Opt.*, **36**, 8567 (1997).
 204. Zhang T., Yonemura M., Kato Y. *Opt. Commun.*, **145**, 367 (1998).
 205. Collier J.L., Hernandez-Gomez C., Hawkes S.J., Smith J., Winstone T.B., Danson C.N., Clarke R.J., Neely D., Ziener C., Strange T., Frackiewicz A.J. *Rutherford Appleton Laboratory. Central Laser Facility Annual Report 2002/2003*, 168 (2003).
 206. Miesak E., Negres R. *Appl. Opt.*, **37**, 8146 (1998).
 207. Pretzler G., Kasper A., Witte K.J. *Appl. Phys. B*, **70**, 1 (2000).
 208. Chanteloup J.-C., Salmon E., Sauteret C., Migus A., Zeitoun P., Klisnick A., Carillon A., Hubert S., Ros D., Nickles P., Kalachnikov M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 151 (2000).
 209. Sacks Z., Mourou G., Danielius R. *Opt. Lett.*, **26**, 462 (2001).
 210. Varjú K., Kovács A.P., Kurdi G., Osvay K. *Appl. Phys. B*, **74**, S259 (2002).
 211. Osvay K., Kovács A.P., Heiner Z., Kurdi G., Klebniczki J., Csatári M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **10**, 213 (2004).
 212. Kovács A.P., Osvay K., Kurdi G., Görbe M., Klebniczki J., Bor Z. *Appl. Phys. B*, **80**, 165 (2005).
 213. Osvay K., Kovács A.P., Kurdi G., Heiner Z., Divall M., Klebniczki J., Ferincz I.E. *Opt. Commun.*, **248**, 201 (2005).
 214. Ruiz-de-la-Cruz A., Rangel-Rojoand R. *Revista Mexicana de Fisica*, **51**, 488 (2005).
 215. Guardalben M.J. *Appl. Opt.*, **47**, 4959 (2008).
 216. Chvykov V., Yanovsky V. *Proc. CLEO/QEC* (Baltimore, MD: OSA, 2009, JWB4).
 217. Liu F., Liu X., Wang Z., Ma J., Zhang L., Wang J., Wang S., Lin X., Li Y., Chen L., Wei Z., Zhang J. *Appl. Phys. B*, **101**, 587 (2010).
 218. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **42**, 996 (2012).
 219. Li Z., Wang T., Xu G., Li D., Chen L., Dai Y. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 063109 (2013).
 220. Börzsönyi A., Mangin-Thro L., Cheriaux G., Osvay K. *Opt. Lett.*, **38**, 410 (2013).
 221. Laenen R., Graener H., Laubereau A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1085 (1991).
 222. Tan H.-S., Schreiber E., Warren W.S. *Opt. Lett.*, **27**, 439 (2002).
 223. Yakovlev I.V., Freidman G.I., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Martyanov M.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6614**, 661403 (2006).
 224. Akahane Y., Ogawa K., Tsuji K., Aoyama M., Yamakawa K. *Appl. Phys. Express*, **2**, 072503 (2009).
 225. Wang X., Wei X., Hu Y., Zeng X., Zuo Y., Hao X., Zhou K., Xie N., Zhang Y. *Appl. Opt.*, **51**, 5627 (2012).
 226. Винокурова В.Д., Герке Р.Р., Дубровина Т.Г., Михайлов М.Д., Сальв Е.Г., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **35**, 569 (2005).
 227. Canova F., Clady R., Chambaret J.-P., Flury M., Tonchev S., Fechner R., Parriaux O. *Opt. Express*, **15**, 15324 (2007).
 228. Neaupport J., Lavastre E., Razé G., Dupuy G., Bonod N., Balas M., de Ville G., Flamand J., Kaladgew S., Desserouer F. *Opt. Express*, **15**, 12508 (2007).
 229. Qiao J., Schmid A.W., Waxer L.J., Nguyen T., Bunkenburg J., Kingsley C., Kozlov A., Weiner D. *Opt. Express*, **18**, 10423 (2010).
 230. Kong F., Jin Y., Li D., Chen W., Zhu M., Wang T., Li C., He H., Xu G., Shao J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8530**, 85300L (2012).
 231. Jitsuno T., Motokoshi S., Okamoto T., Mikami T., Smith D., Schattnerburg M.L., Kitamura H., Matsuo H., Kawasaki T., Kondo K., Shiraga H., Nakata Y., Habara H., Tsubakimoto K., Kodama R., Tanaka K.A., Miyanaga N., Mima K. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **112**, 032002 (2008).
 232. Zhang T., Yonemura M., Kato Y. *Opt. Commun.*, **152**, 436 (1998).
 233. Kessler T.J., Bunkenburg J., Huang H., Kozlov A., Meyerhofer D.D. *Opt. Lett.*, **29**, 635 (2004).

234. Cotel A., Crotti C., Audebert P., Le Bris C., Le Blanc C. *Opt. Lett.*, **32**, 1749 (2007).
235. *LLE Review. Quarterly Report*, **115** (2008).
236. *LLE Review. Quarterly Report*, **100**, 242 (2004).
237. Qiao J., Kalb A., Nguyen T., Bunkenburg J., Canning D., Kelly J.H. *Opt. Lett.*, **33**, 1684 (2008).
238. Qiao J., Kalb A., Guardalben M.J., King G., Canning D., Kelly J.H. *Opt. Express*, **15**, 9562 (2007).
239. Cotel A., Castaing M., Pichon P., Le Blanc C. *Opt. Express*, **15**, 2742 (2007).
240. Rushford M.C., Britten J.A., Barty C.P.J., Jitsuno T., Kondo K., Miyanaga N., Tanaka K.A., Kodama R., Xu G. *Opt. Lett.*, **33**, 1902 (2008).
241. Habara H., Xu G., Jitsuno T., Kodama R., Suzuki K., Sawai K., Kondo K., Miyanaga N., Tanaka K.A., Mima K., Rushford M.C., Britten J.A., Barty C.P.J. *Opt. Lett.*, **35**, 1783 (2010).
242. Hornung M., Bödefeld R., Siebold M., Schnepf M., Hein J., Sauerbrey R., Kaluza M.C. *Appl. Opt.*, **46**, 7432 (2007).
243. Hornung M., Bödefeld R., Siebold M., Kessler A., Schnepf M., Wachs R., Sävert A., Podleska S., Keppler S., Hein J., Kaluza M.C. *Appl. Phys. B*, **101**, 93 (2010).
244. Hu Y., Zeng L., Li L. *Opt. Commun.*, **269**, 285 (2007).
245. Hu Y., Zeng L. *Appl. Opt.*, **46**, 7018 (2007).
246. Zuo Y., Wei X., Wang X., Zhu Q., Ren R., Huang Z., Liu H., Ying C. *Opt. Lett.*, **32**, 280 (2007).
247. Montant S., Marre G., Blanchot N., Rouyer C., Videau L., Sauteret C. *Opt. Express*, **14**, 12532 (2006).
248. Hornung M., Bödefeld R., Kessler A., Hein J., Kaluza M.C. *Opt. Lett.*, **35**, 2073 (2010).
249. Hornung M., Bodefeld R., Kessler A., Hein J., Kaluza M.C., in *8th Intern. Conf. Ultrafast Optics* (Monterey, CA, 2011, p. 202).
250. Blanchot N., Behar G., Berthier T., Busserole B., Chappuis C., Damiens-Dupont C., Garcia P., Granet F., Grosset-Grange C., Goossens J.-P., Hilsz L., Laborde F., Lacombe T., Lanieste F., Lavastre E., Luce J., Macias F., Mazataud E., Miquel J.L., Néauport J., Noailles S., Patelli P., Perrot-Minot E., Present C., Raffestin D., Remy B., Rouyer C., Valla D. *EPJ Web Conf.*, **59**, 07001 (2013).
251. Blanchot N., Bar E., Behar G., Bellet C., Bigourd D., Boubault F., Chappuis C., Coïc H., Damiens-Dupont C., Flour O., Hartmann O., Hilsz L., Hugonnot E., Lavastre E., Luce J., Mazataud E., Neauport J., Noailles S., Remy B., Sautarel F., Sautet M., Rouyer C. *Opt. Express*, **18**, 10088 (2010).
252. Hein J. Patent DE 10 2008 057 593 A1 (2010).
253. Li Z., Xu G., Wang T., Dai Y. *Opt. Lett.*, **35**, 2206 (2010).
254. Li Z., Wang T., Xu G., Li D., Yu J., Ma W., Zhu J., Chen L., Dai Y. *Appl. Opt.*, **52**, 718 (2013).
255. Pennington D.M., Perry M.D., Stuart B.C., Boyd R.D., Britten J.A., Brown C.G., Herman S.M., Miller J.L., Nguyen H.T., Shore B.W., Tietbohl G.L., Yanovsky V.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 490 (1997).
256. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).
257. *Science & Technology Review, LLN*, December 2011, 12 (2011).
258. Barty C.P.J., Key M., Britten J., Beach R., Beer G., Brown C., Bryan S., Caird J., Carlson T., Crane J., Dawson J., Erlandson A.C., Fittinghoff D., Hermann M., Hoaglan C., Iyer A., Jones II L., Jovanovic I., Komashko A., Landen O., Liao Z., Molander W., Mitchell S., Moses E., Nielsen N., Nguyen H.-H., Nissen J., Payne S., Pennington D., Risinger L., Rushford M., Skulina K., Spaeth M., Stuart B., Tietbohl G., Wattellier B. *Nucl. Fusion*, **44**, S266 (2004).
259. Danson C.N., Brummitt P.A., Clarke R.J., Collier J.L., Fell B., Frackiewicz A.J., Hancock S., Hawkes S., Hernandez-Gomez C., Holligan P., Hutchinson M.H.R., Kidd A., Lester W.J., Musgrave I.O., Neely D., Neville D.R., Norreys P.A., Pepler D.A., Reason C.J., Shaikh W., Winstone T.B., Wyatt R.W.W., Wyborn B.E. *Nucl. Fusion*, **44**, S239 (2004).
260. Musgrave I., Boyle A., Carroll D., Clarke R., Heathcote R., Galimberti M., Green J., Neely D., Notley M., Parry B., Shaikh W., Winstone T., Pepler D., Kidd A., Hernandez-Gomez C., Collier J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8780**, 878003 (2013).
261. Kitagawa Y., Sentoku Y., Akamatsu S., Mori M., Tohyama Y., Kodama R., Tanaka K.A., Fujita H., Yoshida H., Matsuo S., Jitsuno T., Kawasaki T., Sakabe S., Nishimura H., Izawa Y., Mima K., Yamanaka T. *Phys. Plasmas*, **9**, 2202 (2002).
262. Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R., Yoshida H., Matsuo S., Jitsuno T., Kawasaki T., Kitamura H., Kanabe T., Sakabe S., Shigemori K., Miyanaga N., Izawa Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 281 (2004).
263. Chu Y., Liang X., Yu L., Xu Y., Xu L., Ma L., Lu X., Liu Y., Leng Y., Li R., Xu Z. *Opt. Express*, **21**, 29231 (2013).
264. Minkovski N., Saltiel S.M., Petrov G.I., Albert O., Etchepare J. *Opt. Lett.*, **27**, 2025 (2002).
265. Minkovski N., Petrov G.I., Saltiel S.M., Albert O., Etchepare J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1659 (2004).
266. Xu Y., Leng Y., Guo X., Zou X., Li Y., Lu X., Wang C., Liu Y., Liang X., Li R., Xu Z. *Opt. Commun.*, **313**, 175 (2014).
267. Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J. *Opt. Express*, **20**, 10807 (2012).
268. Wang Z., Liu C., Shen Z., Zhang Q., Teng H., Wei Z. *Opt. Lett.*, **36**, 3194 (2011).
269. Lureau F., Laux S., Casagrande O., Radier C., Chalus O., Caradec F., Derycke C., Brousse G., Jouglu P., Simon-Boisson C. *Techn. Summaries SPIE Photon. West LASE 2013, Conf. 8599: Sol. State Lasers XXII: Technology and Devices* (San Fransisco, Cal., 2013, Report 8599-45).
270. Matras G., Lureau F., Laux S., Casagrande O., Radier C., Chalus O., Caradec F., Boudjema L., Simon-Boisson C.A., Dabu R., Jipa F., Neagu L., Dancus I., Sporea D., Fenic C., Grigoriu C. *Proc. CLEO 2013* (San Jose, Cal.: OSA, 2013, CTh5C.5).