

## УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## Стретчер Оффнера для лазерного комплекса PEARL

А.С.Зуев, В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, А.А.Шайкин, И.В.Яковлев

*В рамках модернизации стартовой части лазерного комплекса PEARL в схему установлен новый фемтосекундный задающий генератор на кристалле титан-сапфира с центральной длиной волны излучения 910 нм и шириной спектра излучения 40.5 нм. С целью создания нового стретчера, согласованного с компрессором PEARL, проведен сравнительный анализ схем стретчеров Мартинеза и Оффнера со сферическими и параболическими зеркалами. Для определения остаточной дисперсии в системе стретчер–компрессор применен оригинальный метод, основанный на расчете стретчера с нулевой дисперсией. В экспериментах с титан-сапфировым лазером, новым стретчером, созданным по схеме Оффнера со сферическими зеркалами, и компрессором были получены импульсы длительностью 36 фс, что значительно меньше длительности импульсов, реализуемых на комплексе PEARL.*

**Ключевые слова:** фемтосекундные импульсы, сверхмощные лазеры, стретчеры и компрессоры chirпированных импульсов, стретчер с нулевой дисперсией, полиэтилентерефталат.

## 1. Введение

Одним из путей повышения пиковой мощности лазерных систем является уменьшение длительности генерируемых ими импульсов. Даже при умеренной энергии в десять-двадцать джоулей можно выйти на рекордный уровень мощности. Уже создан ряд петаваттных лазеров, длительности импульсов которых не превышают 30 фс [1–4].

В современных сверхмощных лазерных системах, основанных на усилении chirпированных импульсов (chirped pulse amplification, CPA), длительность выходных импульсов, как правило, определяется спектром излучения фемтосекундного задающего генератора (ФЗГ), полосой усиления системы, а также полосой пропускания и точностью согласования дисперсионных характеристик пары стретчер–компрессор [5]. Очевидно, что по мере появления источников сверхкоротких импульсов с меньшей длительностью (с более широким спектром генерации) перспективной является модернизация стартовой части сверхмощных лазерных систем. При этом, как и при конструировании новой CPA-системы, возникает проблема выбора оптимальной схемы стретчера. Соответствующий анализ возможных схем для каждой конкретной лазерной установки осуществляется с учетом ее индивидуальных особенностей [6–9].

Длительность импульсов субпетаваттного лазерного комплекса PEARL (petawatt parametric laser) [10], основанного на параметрическом усилении chirпированных импульсов (optical parametric CPA, OPCPA) с преобразо-

ванием частоты, составляет 45–50 фс. Эта величина обусловлена использованием в качестве источника сверхкоротких импульсов лазера на хром-форстерите с центральной длиной волны излучения  $\sim 1250$  нм. Импульс ФЗГ длительностью  $\sim 40$  фс растягивается в призменно-решеточном стретчере [11] и инжектируется в первый каскад параметрического усилителя. В последующих каскадах усиливается полученное в процессе трехволнового взаимодействия коллимированное излучение на длине волны  $\sim 910$  нм (длина волны излучения накачки 527 нм), импульс которого затем сжимается в четырехрешеточном компрессоре Трейси. Стретчер и компрессор комплекса PEARL согласованы до дисперсии четвертого порядка включительно, при этом дисперсии пятого порядка этих устройств не компенсируют друг друга, а складываются, что приводит к удлинению импульса.

В настоящее время проводится модернизация стартовой части комплекса PEARL, связанная с созданием фирмой «Авеста-Проект» (Россия) лазера на кристалле титан-сапфира с центральной длиной волны излучения 910 нм и спектром, соответствующим длительности спектрально-ограниченных импульсов 30 фс. Для OPCPA с ФЗГ на титан-сапфире должно быть обеспечено отличное от реализованного ранее классическое условие фазового согласования стретчера и компрессора, поскольку в новой схеме рабочая длина волны в обоих дисперсионных устройствах будет одной и той же. Новая схема должна обеспечить лучшее согласование этих устройств с точки зрения компенсации остаточной дисперсии высших порядков по сравнению с действующей схемой.

В настоящей работе представлены результаты по созданию и исследованию нового стретчера для комплекса PEARL.

## 2. Спектрально-временные характеристики излучения титан-сапфирового лазера

Специально изготовленный для стартовой части комплекса PEARL фемтосекундный лазер на активном элементе из титан-сапфира генерирует сверхкороткие импуль-

А.С.Зуев, В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, А.А.Шайкин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: ya.alzuev@yandex.ru

И.В.Яковлев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: ivan@ufp.appl.sci-nnov.ru

сы излучения длительностью  $\sim 56$  фс с центральной длиной волны 910 нм и обеспечивает среднюю мощность излучения до 400 мВт. Измеренной на полувысоте (FWHM) ширине спектра излучения лазера 40.5 нм соответствует длительность спектрально-ограниченных гауссовых импульсов 30 фс, что почти вдвое меньше длительности, измеренной автокоррелятором AA-20DD («Авеста-Проект», Россия).

Для определения величины нескомпенсированной дисперсии титан-сапфирового лазера, а также для исследования возможности сжатия импульсов до минимальной длительности были проведены эксперименты с использованием диэлектрических chirпирующих зеркал (UltraFast Innovations GmbH, Германия) и набора пластин из стекла K8 различной толщины. Chirпирующие зеркала для широкополосного излучения с центральной длиной волны 910 нм имели дисперсию второго порядка, или дисперсию групповой задержки  $-100$  фс<sup>2</sup>. Для этой длины волны дисперсия групповой скорости в стекле K8 согласно справочным данным составляет  $\sim 36$  фс<sup>2</sup>/мм.

Излучение титан-сапфирового лазера пропусклось через стеклянные пластины, отражалось от chirпирующих зеркал, а затем направлялось на автокоррелятор. Число отражений от зеркал менялось от двух до двенадцати, также менялось число используемых стеклянных пластин, имевших толщину 9, 30 и 67 мм. На рис.1 приведена измеренная зависимость длительности лазерных импульсов от добавочной дисперсии второго порядка. Минимальная длительность лазерного импульса 30.3 фс была получена при шести отражениях от chirпирующих зеркал. Соответственно нескомпенсированная дисперсия второго порядка в генераторе на титан-сапфире составляла  $\sim 600$  фс<sup>2</sup>.

С использованием титан-сапфирового лазера были выполнены измерения линейных дисперсионных характеристик пластика из полиэтилентерефталата на длине волны лазерного излучения 910 нм. Большой коэффициент нелинейности, возможность изготовления тонких пластин большой апертуры приемлемого оптического качества делают этот материал перспективным для использования в сверхмощных лазерных системах для нелинейного уширения спектра с целью дополнительного сжатия импульсов [12]. Полиэтилентерефталат является новым материалом в лазерной технике, и информация о его оптических свойствах на длине волны 910 нм необхо-

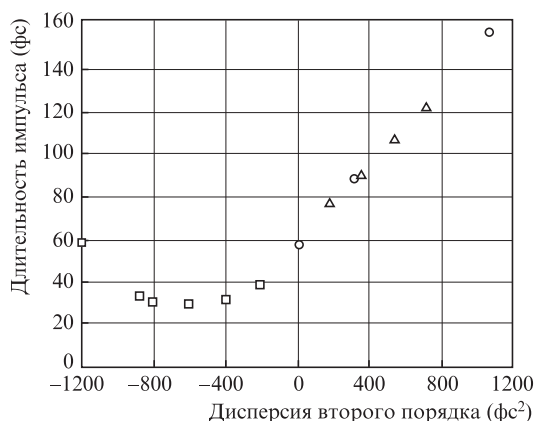


Рис.1. Зависимости длительности импульсов титан-сапфирового лазера от добавочной дисперсии второго порядка, полученные в экспериментах с использованием chirпирующих зеркал (□), стеклянных пластин (○) и пластин из пластика (Δ).

дима, в частности, для использования этого материала в комплексе PEARL.

Образцы пластика – прямоугольные пластины толщиной 1.5 мм каждая – помещались в лазерный пучок перед входом в автокоррелятор. Для повышения чувствительности измерения проводились на линейном участке зависимости длительности импульса от вносимой дисперсии (рис.1). Для этого на пути излучения ФЗГ специально устанавливались стеклянные пластины с необходимой величиной квадратичной дисперсии. Измерения были выполнены для одной, а также двух, трех и четырех расположенных друг за другом пластин пластика. В результате измерений была получена дисперсия групповой скорости пластика  $\sim 120$  фс<sup>2</sup>/мм, что примерно в три раза больше, чем у стекла марки K8.

### 3. Выбор схемы и создание нового стретчера для комплекса PEARL

Замена хром-форстеритового ФЗГ генератором на титан-сапфире потребовала создания нового стретчера, согласованного по дисперсионным характеристикам с компрессором chirпированных импульсов [13] лазерного комплекса PEARL. Компрессор собран по классической схеме Трейси с использованием четырех покрытых золотом голографических дифракционных решеток с плотностью штрихов 1200 штрих./мм. Угол падения излучения на первую решетку составлял  $43.13^\circ$ , база компрессора – расстояние между решетками, измеренное по нормали к рабочим поверхностям, равнялось 133.7 см (146.6 см вдоль луча с центральной длиной волны 910 нм).

Два основных типа стретчеров традиционно используются в CPA/OPCPA-системах. Один из них – стретчер Мартинеза [14, 15], реализуемый, как правило, в современных системах с использованием отражательной оптики (вогнутых зеркал вместо собирающих линз) [16, 17]. Другой тип – стретчер Оффнера [18, 19], основанный на триплете Оффнера [20], состоящем из вогнутого и выпуклого зеркал. Небольшие поперечные размеры входного пучка позволяют реализовать компактные многопроходные схемы стретчеров с одной дифракционной решеткой. Будем называть однорешеточную схему стретчера четырехпроходной, если лазерный импульс падает на решетку четыре раза, и восьмипроходной, если импульс падает на решетку восемь раз.

При одинаковой плотности штрихов решеток стретчера и компрессора, а также при одинаковых углах падения излучения на них можно геометрически «сложить» схемы этих устройств (рис.2) и получить систему, известную как стретчер (компрессор) с нулевой дисперсией [21]. Дифракционные решетки P1 и P2 в такой системе оказываются расположенными в оптически сопряженных плоскостях. В идеальном случае, при отсутствии aberrаций, для прошедшего через такую систему излучения, распространяющегося в главной плоскости устройства (в плоскости рис.2), суммарная дисперсия фазы  $\Phi^{(i)} = d^i\Phi/d\omega^i$  второго и всех последующих порядков будет равна нулю:

$$\Phi_{\text{ideal zero-str}}^{(i)} = \Phi_{\text{ideal str}}^{(i)} + \Phi_{\text{ideal comp}}^{(i)} = 0, \quad i \geq 2.$$

Дисперсия второго и более высоких порядков дифракционных решеток P' и P'' (рис.2), а также участков стретчера и компрессора P'–31 и 32–P'' взаимно компенсируются. Стретчер с нулевой дисперсией, в котором ре-

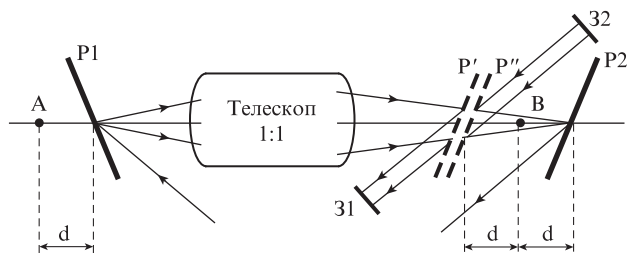


Рис.2. Принципиальная схема стретчера с нулевой дисперсией (см. текст).

решетки P1 и P2 расположены в точках A и B симметрично относительно переворачивающего изображение телескопа (на рис.2 сдвиг решеток  $d = 0$ ), широко используется для амплитудной модуляции спектра широкополосного излучения [22, 23].

Проведенные исследования показали, что расчет схемы стретчера с нулевой дисперсией позволяет получить информацию об остаточной некомпенсированной дисперсии  $\Delta\Phi_{\text{res}}^{(i)}$  в реальной системе стретчер–компрессор:

$$\Delta\Phi_{\text{res}}^{(i)} = \Phi_{\text{real str}}^{(i)} + \Phi_{\text{real comp}}^{(i)} = \Phi_{\text{real zero-str}}^{(i)} \neq 0, \quad i \geq 2.$$

Здесь  $\Phi_{\text{real str}}^{(i)}$  – дисперсия второго и более высоких порядков в области распространения импульса от плоскости первой решетки P1 до плоскости P', расположенной симметрично P1 относительно телескопа, и от плоскости P' до зеркала 31 (рис.2);  $\Phi_{\text{real comp}}^{(i)}$  – дисперсия фазы на участках распространения импульса от зеркала 32 до плоскости P'' и от плоскости P'' до плоскости P2. Заметим, что величина  $\Phi_{\text{real comp}}^{(i)}$  не точно равна дисперсии отдельного компрессора, поскольку при прохождении через неидеальный телескоп излучение приобретает к плоскости P' (или P'') дополнительные угловой и пространственный чирпы. Численные расчеты показали, что остаточная дисперсия стретчера с нулевой дисперсией и остаточная дисперсия системы из отдельно собранных стретчера и компрессора различаются не более чем на 5%. В частности, для рассчитанной нами схемы (см. ниже) ошибка определения длительности импульса на выходе системы не превышала 0.5% (0.2 фс).

Исследование возможных схем нового стретчера для комплекса PEARL было выполнено с помощью представленного выше метода расчета стретчера с нулевой дисперсией. Согласование стретчера и компрессора анализировалось в пренебрежении набегом фазы в каскадах параметрического усилителя. Такое приближение оправданно ввиду малой длины нелинейных кристаллов. Расчеты проводились в трехмерном пространстве с помощью лучевого метода. Для стретчеров с нулевой дисперсией на сферических и параболических зеркалах рассчитывалась остаточная дисперсия в зависимости от синхронного (для сохранения сопряженности) сдвига решеток  $d$  из симметричного относительно телескопа положения.

Анализ плоских (двумерных) схем стретчеров Мартинеза и Оффнера с нулевой дисперсией, в которых луч с центральной длиной волны идет вдоль оси системы, показал, что для них дисперсии второго ( $\Phi^{(2)}$ ) и третьего ( $\Phi^{(3)}$ ) порядков равны нулю при любых значениях  $d$ . Соответственно для таких схем остаточная дисперсия определяется дисперсией четвертого ( $\Phi^{(4)}$ ) и более высоких порядков. В четырехпроходных стретчерах для со-

гласования их с компрессором PEARL сдвиг решетки  $d$  вдоль оптической оси должен быть равен 73.3 см. При расчетах зависимости  $\Phi^{(4)}(d)$  (рис.3) из соображений компактности схем использовались фокусные расстояния 80 см для вогнутых зеркал и 40 см для выпуклого зеркала в стретчере Оффнера. Большие фокусные расстояния позволяют уменьшить остаточную дисперсию, но в то же время увеличивают размеры стретчера.

Характерный вид зависимостей  $\Phi^{(4)}(d)$  для четырех- и восьмипроходных схем стретчеров одинаков (рис.3 и 4). Видно, что применение параболических зеркал в стретчерах нецелесообразно, за исключением случая совсем небольших сдвигов  $d$  в схеме Мартинеза. Вывод о том, что при малых  $d$  в стретчере Оффнера оптимальным является использование зеркал сферической формы, а в стретчере Мартинеза – параболической, был сделан, в частности, в работе [24]. Заметим, что при  $d = 0$  схема стретчера Оффнера со сферическими зеркалами – безабберрационная [19], поэтому в некоторых системах используется двухрешеточный стретчер Оффнера, первая решетка которого находится в центре кривизны вогнутого сферического зеркала. Вместе с тем aberrации в однорешеточных стретчерах Оффнера со сферическими зеркалами, как правило, малы [9, 17]. Из рис.3 и 4 также видно, что для стретчера Оффнера со сферическими зеркалами остаточная дисперсия минимальна в широком диапазоне значений  $d$ , поэтому именно данная схема наиболее часто используется в лазерных установках.

При значительных сдвигах решеток остаточная дисперсия в схеме Оффнера со сферическими зеркалами как минимум на порядок меньше, чем в схеме Мартинеза с

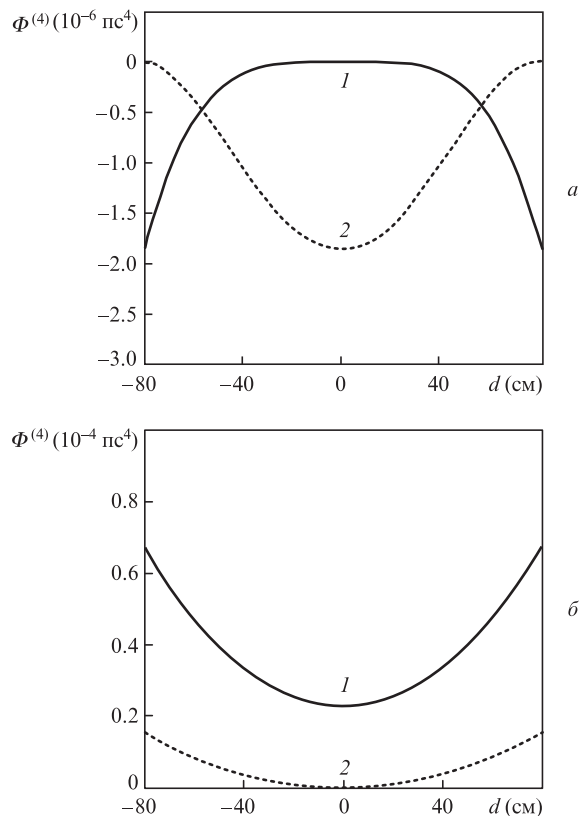


Рис.3. Зависимости остаточной дисперсии четвертого порядка от сдвига дифракционной решетки в стретчерах Оффнера (1) и Мартинеза (2) со сферическими (а) и параболическими (б) зеркалами с фокусными расстояниями 80 см для четырехпроходной схемы.

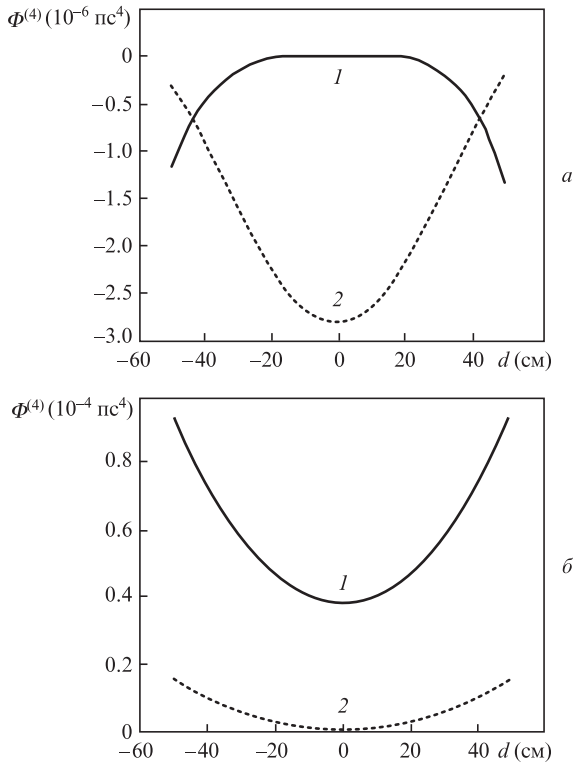


Рис.4. Зависимости остаточной дисперсии четвертого порядка от сдвига дифракционной решетки в стретчерах Оффнера (1) и Мартинеза (2) со сферическими (а) и параболическими (б) зеркалами с фокусными расстояниями 60 см для восьмипроходной схемы.

параболическими зеркалами. Анализируя схемы стретчеров со сферическими зеркалами, заметим, что точка старта  $d = 0$  (положение первой решетки) в схеме Мартинеза – это фокус сферического зеркала, а в схеме Оффнера – двойной фокус, совпадающий с центром кривизны зеркал. Таким образом, в первой схеме при увеличении  $d$  положение первой решетки смещается к центру кривизны зеркала, а во второй – удаляется от него. Этим объясняется уменьшение дисперсии при росте  $d$  в схеме стретчера Мартинеза, а также ее увеличение в схеме стретчера Оффнера со сферическими зеркалами. Из рис.3,а видно, что для рассматриваемых схем при  $d > 56$  см остаточная дисперсия четвертого порядка в стретчере Мартинеза становится меньше, чем в стретчере Оффнера. Таким образом, при больших сдвигах  $d$  использование схемы стретчера Мартинеза со сферическими зеркалами может оказаться предпочтительным.

Применение восьмипроходных схем стретчеров позволяет сделать систему более компактной за счет использования зеркал меньшего поперечного размера с меньшими фокусными расстояниями, поскольку требующийся сдвиг решеток  $d$  в них в два раза меньше. Например, для согласования с компрессором PEARL сдвиг решетки стретчера вдоль оптической оси должен быть равен 36.7 см. Кроме того, в восьмипроходной схеме стретчера Оффнера со сферическими зеркалами существенно уменьшается остаточная дисперсия фазы по сравнению с четырехпроходной схемой при том же коэффициенте растяжения импульса (рис.4).

При расчетах восьмипроходных стретчеров использовались фокусные расстояния 60 см для вогнутых зеркал и 30 см для выпуклого зеркала. Расчеты (рис.4) были выполнены в трехмерном пространстве для реальных схем,

в которых с целью разведения входного и выходного пучков излучение поступает в стретчер в плоскости, находящейся на расстоянии 5 см ниже главной плоскости системы. Для разворота излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях обычно используются вертикальный и горизонтальный уголкового отражатели (соответственно ВУО и ГУО).

Было установлено, что в отличие от плоских схем дисперсии второго и третьего порядков в общем случае не равны нулю. Тем не менее  $\Phi^{(2)}$  и  $\Phi^{(3)}$  могут быть точно скомпенсированы поворотом и сдвигом решеток стретчера или компрессора. Таким образом, в конечном итоге длительность и форма импульса будут определяться остаточной дисперсией  $\Phi^{(4)}$ . В частности, для стретчера Оффнера со сферическими зеркалами согласно расчетам остаточные дисперсии второго, третьего и четвертого порядков будут следующими:  $\Phi^{(2)} = -2.9 \times 10^{-3}$  пс<sup>2</sup>,  $\Phi^{(3)} = 6.0 \times 10^{-6}$  пс<sup>3</sup>,  $\Phi^{(4)} = -3.6 \times 10^{-7}$  пс<sup>4</sup>. В то же время сдвиг решетки стретчера на 0.9 мм и ее поворот на 15° позволяют точно скомпенсировать  $\Phi^{(2)}$  и  $\Phi^{(3)}$ . При этом остаточные дисперсии четвертого и пятого порядков будут таковы:  $\Phi^{(4)} = -3.4 \times 10^{-7}$  пс<sup>4</sup> и  $\Phi^{(5)} = 4.0 \times 10^{-9}$  пс<sup>5</sup>. Расчеты показали, что указанные остаточные дисперсии, а также клиппирование спектра излучения полосой пропускания стретчера шириной 92 нм приведут к увеличению длительности гауссова спектрально-ограниченного импульса (30 фс) до 38 фс. Однако благодаря эффекту взаимной компенсации влияния порядков дисперсии на форму сверхкороткого импульса [25] можно с помощью отстройки дисперсии второго порядка  $\Delta\Phi^{(2)} = 1.5 \times 10^{-4}$  пс<sup>2</sup> частично скомпенсировать влияние  $\Phi^{(4)}$ , а с помощью отстройки  $\Delta\Phi^{(3)} = -1.1 \times 10^{-6}$  пс<sup>3</sup> – влияние  $\Phi^{(5)}$ , что приведет к уменьшению длительности импульса до 35.3 фс.

Уширение импульса сопровождается также ухудшением его временного контраста. Приведенным выше значениям остаточной дисперсии соответствует контраст  $10^8$  на временах  $\sim 1$  пс. Влияние клиппирования спектра импульса полосой пропускания шириной 92 нм на его длительность и контраст демонстрирует рис.5. Видно, что контраст  $10^8$  достигается на временах  $\sim 30$  пс. Согласно проведенным оценкам, при увеличении спектральной полосы пропускания стретчера до 113 нм временной контраст  $10^8$  будет достигаться на временах 10 пс, а минимальная длительность импульса уменьшится до 34.5 фс. Определение временного контраста усиленных импульсов на выходе системы требует дополнительной инфор-

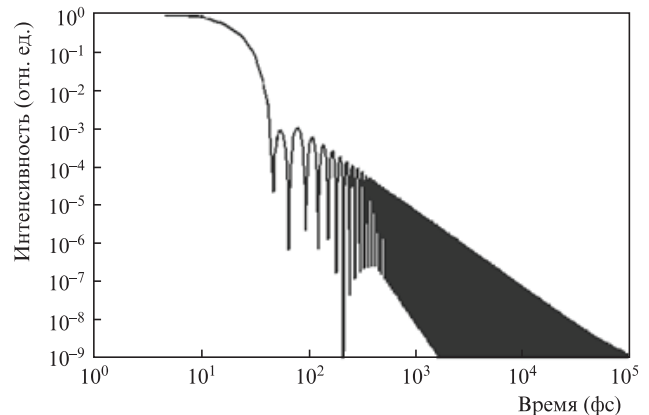


Рис.5. Временной профиль импульса длительностью 30 фс, спектр которого клиппирован полосой пропускания стретчера шириной 92 нм.

мации о процессе усиления, о характеристиках излучения накачки и т. п., что выходит за рамки настоящей работы.

Оценки вертикального и горизонтального угловых чирпов (угловой дисперсии) на выходе стретчера, выполненные для излучения с шириной спектра 92 нм, показали, что для пучков диаметром до 8 мм их величины находятся в пределах дифракционного угла.

На основе результатов проведенного анализа для комплекса PEARL был создан новый восьмипроходный однорешеточный стретчер с триплетом Оффнера на сферических зеркалах (рис.6). В этом стретчере использовались дифракционная решетка размером  $130 \times 130$  мм с плотностью штрихов 1200 штрих./мм, вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны 1200 мм и апертурой  $240 \times 130$  мм, а также выпуклое сферическое зеркало с радиусом кривизны 600 мм и апертурой  $92 \times 40$  мм. Дифракционная решетка была расположена на расстоянии 83.3 см ( $120 - 36.7$  см) от вогнутого зеркала.

Расширяющий телескоп увеличивал диаметр пучка титан-сапфирового ФЗГ до 8 мм и переносил изображение пучка излучения с выхода генератора на вход стретчера. Лазерный пучок падал на дифракционную решетку под углом  $43.13^\circ$  в горизонтальной плоскости, расположенной на расстоянии 5 см ниже главной плоскости стретчера. После отражения от решетки он проходил через триплет Оффнера и снова попадал на решетку, но уже в верхнем ярусе, находящемся на расстоянии 5 см выше главной плоскости. Далее отраженный решеткой пучок с помощью ВУО перемещался на 2 см вниз для следующего прохода через стретчер (рис.6). После четвертого отражения от дифракционной решетки излучение направлялось на ГУО, который смещал пучок на 1.5 см по горизонтали и направлял его назад к решетке. Соответственно выход излучения из стретчера был в том же ярусе, что и вход в него.

Контроль спектра излучения, прошедшего через стретчер, показал, что спектр излучения ФЗГ практически не сужается, измеренная спектральная ширина полосы пропускания стретчера равнялась 92 нм. Полный энергетический коэффициент пропускания стретчера составил 15%, что было связано с низкой эффективностью (менее 85%) использованной дифракционной решетки.

Для проверки работоспособности стретчера прошедшее через него излучение направлялось в однорешеточный компрессор, по характеристикам полностью совпадающий с компрессором комплекса PEARL, с целью получения импульсов минимальной длительности. После настройки стретчера и компрессора с помощью автокоррелятора AA-20DD была измерена длительность сжатых

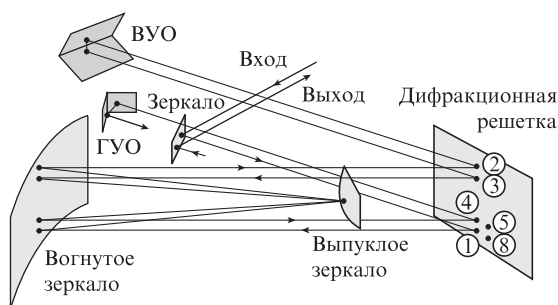


Рис.6. Схема прохождения излучения через восьмипроходный однорешеточный стретчер Оффнера. Цифры в кружках обозначают последовательность приходов чирпируемого импульса на решетку.

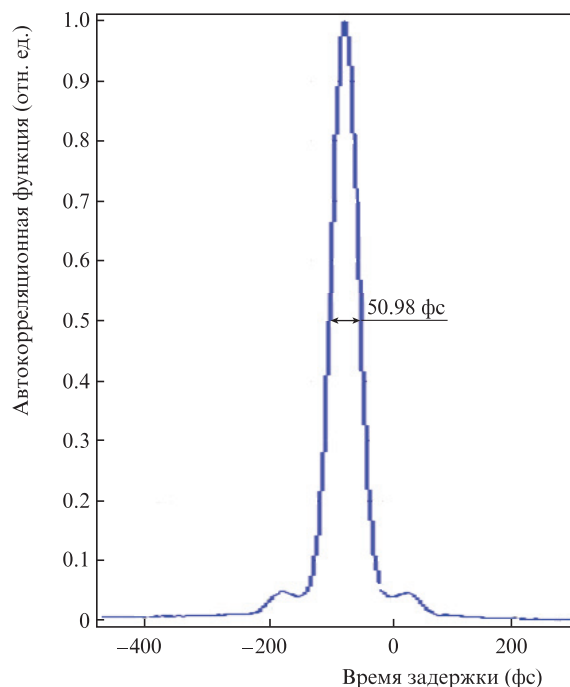


Рис.7. Автокорреляционная функция интенсивности, соответствующая длительности сжатого импульса 36 фс.

импульсов, которая составила  $\sim 36$  фс. Соответствующая автокорреляционная функция интенсивности представлена на рис.7.

#### 4. Заключение

В экспериментах по сжатию импульсов фемтосекундного генератора на титан-сапфире с центральной длиной волны излучения 910 нм с помощью чирпирующих зеркал были получены спектрально-ограниченные импульсы длительностью 30.3 фс.

С использованием оригинального метода, основанного на расчете стретчера с нулевой дисперсией, выполнен анализ различных схем стретчеров для лазерного комплекса PEARL. По выбранной схеме с триплетом Оффнера на сферических зеркалах рассчитан и создан восьмипроходный стретчер, согласованный по дисперсионным характеристикам с существующим компрессором комплекса PEARL. В предварительных экспериментах (без усиления) по сжатию импульсов в компрессоре были получены импульсы длительностью  $\sim 36$  фс.

Осуществлен переход к традиционной схеме ОРСПА на установке PEARL, в которой инжектируемое коллимированное чирпированное излучение фемтосекундного генератора с центральной длиной волны 910 нм последовательно усиливается в трех каскадах параметрического усилителя, после чего поступает в компрессор. «Сквозное» использование одного и того же излучения в стретчере и компрессоре создает дополнительное удобство при согласовании и настройке элементов этих устройств, т. к. может быть выполнено без использования параметрических усилителей.

Модернизация стартовой части комплекса PEARL обеспечит сжатие усиленных импульсов в компрессоре до длительности 34–37 фс, что существенно повысит пиковую мощность выходного излучения.

Авторы выражают благодарность А.В.Конященко, а также А.О.Маврицкому за создание титан-сапфирового лазера для комплекса PEARL.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и Министерства образования и науки РФ (проект № 14.Z50.31.0007).

1. 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).
2. Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J. *Opt. Express*, **20**, 10807 (2012).
3. Wang Z., Liu C., Shen Z., Zhang Q., Teng H., Wei Z. *Opt. Lett.*, **36**, 3194 (2011).
4. 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).
5. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 393 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 393 (2014)].
6. Kane S., Squier J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1237 (1997).
7. Zhang Z., Song Y., Sun D., Chai L., Sun H., Wang C. *Opt. Commun.*, **206**, 7 (2002).
8. Yang Q., Guo A., Xie X., Zhang F., Sun M., Gao Q., Li M., Lin Z. *Rev. Laser Eng.*, **36**, 1053 (2008).
9. Лещенко В.Е., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Фролов С.А. *Оптика атмосферы и океана*, **27**, 332 (2014).
10. 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).
11. Фрейдман Г.И., Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **37**, 147 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 147 (2007)].
12. Mironov S.Yu., Ginzburg V.N., Gacheva E.I., Silin D.E., Kochetkov A.A., Mamaev Yu.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 025301 (2015).
13. Yakovlev I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9513**, 951308 (2015).
14. Martinez O.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 59 (1987).
15. Pessot M., Maine P., Mourou G. *Opt. Commun.*, **62**, 419 (1987).
16. Rudd J.V., Korn G., Kane S., Squier J., Mourou G., Bado P. *Opt. Lett.*, **18**, 2044 (1993).
17. Banks P.S., Perry M.D., Yanovsky V., Fochs S.N., Stuart B.C., Zweiback J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 268 (2000).
18. Du D., Squier J., Kane S., Korn G., Mourou G., Bogusch C., Cotton C.T. *Opt. Lett.*, **20**, 2114 (1995).
19. Cheriaux G., Rousseau P., Salin F., Chambaret J.P., Walker B., Dimauro L.F. *Opt. Lett.*, **21**, 414 (1996).
20. Offner A. US patent 3,748,015 (1973).
21. Weiner A.M. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 1929 (2000).
22. Weiner A.M., Heritage J.P., Kirschner E.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1563 (1988).
23. Weiner A.M. *Opt. Commun.*, **284**, 3669 (2011).
24. Druon F., Hanna M., Lucas-Leclin G., Zaouter Y., Papadopoulos D., Georges P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 754 (2008).
25. Bagnoud V., Salin F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 445 (1998).