

О сжатии импульсов с энергией на уровне 100 Дж с целью повышения пиковой мощности*

С.Ю.Миронов, Дж.Уилер, Р.Гонин, Г.Кожокару, Р.Унгуреану, Р.Баници, М.Сербанеску, Р.Дабу, Ж.Муру, Е.А.Хазанов

Теоретически проанализирована возможность использования эффектов фазовой самомодуляции и каскадной квадратичной нелинейности для сокращения длительности петаваттных лазерных импульсов с энергией на уровне килоджоулей. Предварительные эксперименты, выполненные на петаваттном лазерном комплексе CETAL, продемонстрировали сокращение длительности с 46 до 29 фс за счет использования эффекта самомодуляции фазы и последующей коррекции фазы спектра. Рассмотренные методы позволяют без значительных затрат увеличить пиковую мощность действующих лазерных установок и приближают возможность практической реализации экспериментов по физике высоких интенсивностей.

Ключевые слова: сжатие фемтосекундных импульсов, петаваттные импульсы, фазовая самомодуляция, вторая гармоника.

1. Введение

Повышение пиковой интенсивности в лазерных системах с высокой энергией требует, как правило, значительных финансовых вложений в их модернизацию, которая заключается в использовании дополнительных лазерных усилителей, служащих для увеличения полезной энергии в импульсе. Другая возможность состоит в дальнейшей локализации энергии в пространстве путем сокращения длительности излучения. Изначальной и наиболее очевидной целью разработки эффективного метода посткомпрессии импульсов, особенно для лазерных систем с длительностью импульса более 50 фс, является повышение пиковой мощности без значительных затрат на увеличение энергии. Таким образом, предполагается, что

имеющаяся петаваттная или приближающаяся к ней мощность лазерных импульсов можно увеличить до уровня 7–10 ПВт и более, в результате чего станут доступными ранее не осуществимые эксперименты, такие как изучение нелинейных свойств вакуума, рождение электрон-позитронных пар и эффективная генерация оптических гармоник.

Наиболее яркими примерами лазеров с килоджоульным уровнем энергии являются Техасский петаваттный лазер (Texas Petawatt Laser) [1], а также лазерный комплекс PETAL, расположенный в пригороде г. Бордо, Франция [2,3]. В обоих лазерах используется метод усиления chirпированных импульсов (CPA, Chirped Pulse Amplification), реализованный в лазерном стекле, допированном неодимом. На сегодняшний день рекордная пиковая интенсивность 10^{22} Вт/см² достигнута на лазерной установке HERCULES (Мичиган, США) благодаря использованию острой фокусировки лазерных импульсов с высокой энергией и малой длительностью (9 Дж, 30 фс) [4]. Реализация метода дополнительного временного сжатия в лазерных системах с более высокой энергией в импульсе и такой же характерной исходной длительностью позволит достичь еще больших пиковых интенсивностей.

В настоящей работе мы проанализируем возможность повышения пиковой интенсивности петаваттных лазерных систем с высокой энергией в импульсе и значительной длительностью, таких как лазерный комплекс PETAL. Рассматривается возможность реализации трех методов: самомодуляции фазы (СМФ) (SPM, Self-Phase Modulation) [5,6], генерации второй гармоники (ГВГ) и самокомпрессии за счет каскадной квадратичной нелинейности. Лазер PETAL имеет следующие параметры выходного излучения: поперечный размер пучка ~400 мм, центральная длина волны 1053 нм, длительность импульса менее 0.5 пс. Пиковая мощность лазера составляет ~2 ПВт.

После обсуждения методов компрессии будут представлены результаты предварительных экспериментов по сжатию импульсов, проведенных на петаваттном лазерном комплексе CETAL.

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

С.Ю.Миронов, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: sergey.mironov@mail.ru

J.Wheeler. IZEST, École Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau cedex, France; Institute for Nuclear Physics and Engineering – Horia Hulubei, Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics, str. Reactorului 30, Magurele 077125, Romania

R.Gonin. IZEST, École Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau cedex, France; Université Paris-Sud, 15 Rue Georges Clemenceau, 91400 Orsay, France

G.Cojocaru, R.Ungureanu. CETAL, National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics, Atomistilor str. 409, 077125 Magurele, Romania; Faculty of Physics, University of Bucharest, 405 Atomistilor Str., 077125 Magurele, Romania

R.Banici. CETAL, National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics, Atomistilor Str. 409, 077125 Magurele, Romania

M.Serbanescu. National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics, Atomistilor str. 409, 077125 Magurele, Romania

R.Dabu. Institute for Nuclear Physics and Engineering – Horia Hulubei, Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics, str. Reactorului 30, Magurele 077125, Romania

G.Mourou. IZEST, École Polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau cedex, France

2. Методы увеличения пиковой мощности импульсов

2.1. Фазовая самомодуляция

Одним из наиболее многообещающих путей повышения пиковой мощности является метод, основанный на эффекте фазовой самомодуляции. При распространении интенсивных оптических импульсов в средах с кубической нелинейностью их параметры изменяются: спектр уширяется, а фаза модулируется. Коррекция квадратичной компоненты спектральной фазы с помощью chirпирующих зеркал сокращает длительность импульса в несколько раз, увеличивая таким образом пиковую мощность [6].

Эволюция параметров лазерного импульса в среде с кубической нелинейностью описывается уравнением во втором приближении теории дисперсии:

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

где $A(t - z/u, z)$ – комплексная амплитуда поля; $\gamma_1 = 3\pi k_0 \chi^{(3)} / (2n_0^2)$; $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость; k_0 – волновой вектор; n_0 – линейная часть показателя преломления; t – время; z – продольная координата распространения импульса; $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega_0}$ – параметр дисперсии групповой скорости (ДГС); u – групповая скорость. Уравнение (1) можно решить численно с помощью метода с разделенным шагом (split-step) [7] в сочетании с разностными схемами. Предположим, что спектральная фаза управляется chirпирующими зеркалами, которые позволяют корректировать квадратичную зависимость фазы спектра. Математически операция описывается соотношением

$$A_c(t) = F^{-1} \left[\exp\left(-\frac{i\alpha\omega^2}{2}\right) F(A_{out}(t, L)) \right]. \quad (2)$$

Здесь F и F^{-1} – операторы прямого и обратного преобразования Фурье; α – параметр групповой задержки (ПГЗ) корректора фазы; ω – уход центральной частоты; $A_{out}(t, z = L)$ – амплитуда поля на выходе из нелинейной среды.

Спектральное уширение при распространении интенсивного излучения в среде с кубической нелинейностью определяется как начальной фазой импульса, так и накопленной нелинейной фазой (B -интегралом) $B = \gamma_1 |A_{max}|^2 L$, где L – толщина нелинейной среды [8]. Для $B < 1$ изменение спектра незначительно, и этот случай не представляет интереса для решения задачи по увеличению пиковой мощности. Известно [9], что при $B > 2$ рад может развиваться мелкомасштабная самофокусировка, приводящая к значительной модуляции поперечного распределения пучка и в конечном счете – к разрушению нелинейного элемента. Однако для интенсивного (\sim ТВт/см²) излучения существует простой метод подавления этого нежелательного эффекта, основанный на использовании сво-

бодного пробега пучка в вакууме с целью фильтрации пространственных гармонических возмущений, наиболее подверженных усилению [10].

В настоящее время доступны плоскопараллельные пластины из оптического стекла, плавного кварца и прозрачных полимеров толщиной ~ 1 мм при апертуре ~ 400 мм. Более того, толщина полимеров может быть значительно меньше 1 мм без ограничения по апертуре для используемых лазерных пучков [11].

Результаты численного моделирования спектрально-го уширения в образце плавного кварца толщиной 3 мм представлены на рис.1. Использовались следующие параметры материала: кубическая нелинейность плавного кварца 2.43×10^{-7} см²/ГВт [12], параметр дисперсии груп-

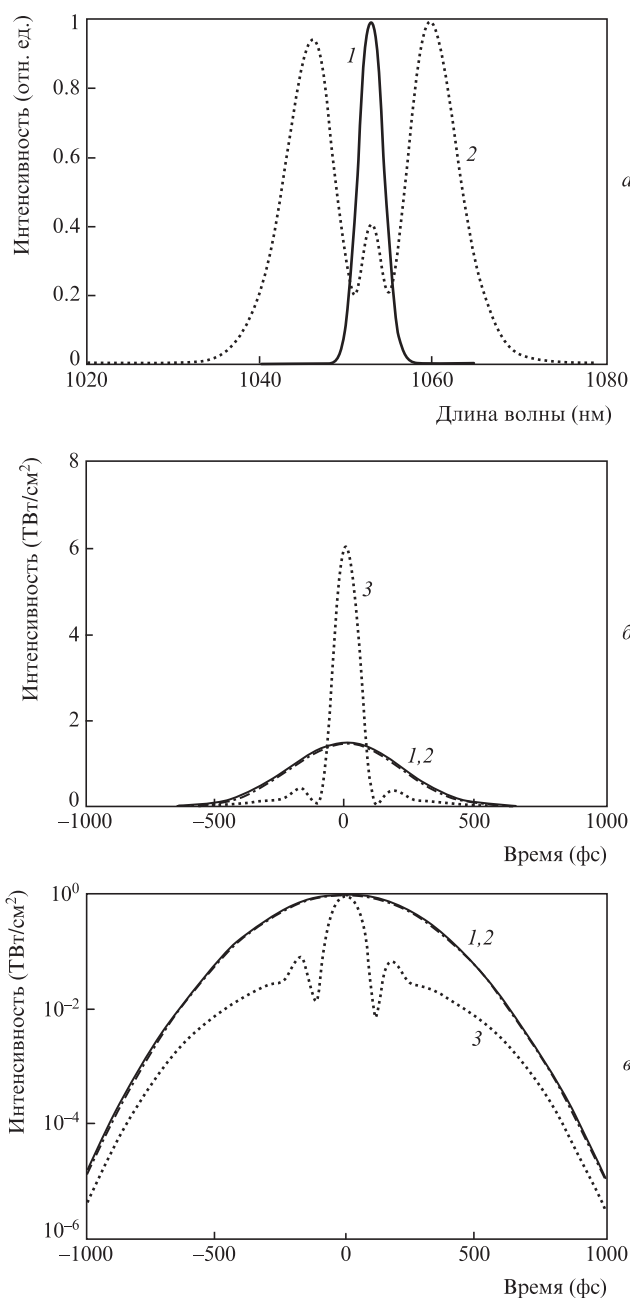


Рис.1. Спектральные распределения интенсивности (а) и временные профили интенсивности (б, в): для исходного импульса (1), на выходе нелинейной среды (2) и после коррекции квадратичной компоненты фазы (3).

повой скорости $k_2 = 20.1$ фс²/мм. Мы предполагаем, что на входе в нелинейную среду спектрально-ограниченный импульс имеет гауссову форму с длительностью 500 фс на полувысоте максимума интенсивности, энергия импульса составляет 1 кДж, а поперечный размер пучка – 400 мм. Если предположить, что поперечное распределение интенсивности в пространстве однородное, то пиковая интенсивность излучения для приведенных выше параметров будет равна 1.5 ТВт/см². В процессе распространения импульса в образце плавленого кварца импульс приобретает B -интеграл, равный 6.5 рад.

Распределения интенсивностей в спектрах начального импульса и импульса, прошедшего через кварцевый нелинейный элемент, изображены на рис.1,а. Кубическая нелинейность (в частности, B -интеграл) ведет к уширению спектра и модуляции. В то же время разность между временным распределением интенсивности до и после нелинейного элемента незначительна (рис.1,б,в). Путем коррекции квадратичной составляющей фазы спектра выходного излучения длительность импульса может быть сокращена до 108 фс, а пиковая интенсивность в несфокусированном пучке может быть увеличена до 6 ТВт/см². В этом случае параметр ДГС α , обеспечивающий наибольшую пиковую мощность, равен -10^4 фс². Такая коррекция фазы может быть реализована в экспериментах с использованием чирпирующих зеркал с аномальной ДГС.

Важно отметить, что данный метод увеличивает временной контраст излучения в ближней окрестности главного пика (рис.1,г), тогда как вдали от основного максимума контраст остается неизменным. Хорошо известно, что дальний временной контраст можно существенно (примерно квадратично) увеличить при ГВГ.

2.2. Генерация второй гармоники

Генерация второй гармоники лазерного излучения высокой энергии приводит не только к уменьшению длины волны вдвое, но и к выраженному росту временного контраста вдали от основного импульса. Меньшая длина волны позволяет уменьшить размер фокального пятна при фокусировке, что приводит к увеличению пиковой интенсивности. Повышение временного контраста происходит за счет нелинейности процесса удвоения, а также вследствие того, что излучение лазерной суперлюминесценции, распространяющейся вне угловой полосы ГВГ, не преобразуется во вторую гармонику. Более того, когда ГВГ происходит под влиянием эффектов кубической нелинейности, становится возможным уменьшение длительности импульса и увеличение его пиковой мощности. Мы покажем, что по сравнению с исходным импульсом на основной частоте импульс второй гармоники может иметь большую пиковую мощность и увеличенный примерно квадратично дальний временной контраст. Численное моделирование выполнено для параметров излучения лазерного комплекса РЕТАЛ.

В расчетах в качестве нелинейного элемента использовался кристалл КДР. Этот кристалл имеет ряд достоинств: его можно вырастить до размера в поперечнике ~400 мм; при взаимодействии оо–е разность групповых скоростей первой и второй гармоник для излучения с центральной длиной волны $\lambda = 1053$ нм крайне мала ($1/u_1 - 1/u_2 = 3$ фс/мм). Следует упомянуть и о другой важной особенности данного кристалла – его параметре дис-

персии групповой скорости, который для обыкновенной волны на 1053 нм отрицателен ($k_2 = -17.1$ фс²/мм), тогда как тензор кубической нелинейности положителен. Фактически, данный кристалл можно использовать еще и в режиме самосжатия импульса основной гармоники, когда вступают в игру эффекты кубической нелинейности [13]. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно. Параметр k_2 для второй гармоники равен 71 фс²/мм.

Процесс конверсии во вторую гармонику описывается системой связанных уравнений [14, 15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{ik_2^{(1)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} &= -i\beta A_1 A_2 \exp(-i\Delta kz) \\ &- i\gamma_{11} |A_1|^2 A_1 - i\gamma_{12} |A_2|^2 A_1, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{ik_2^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} &= -i\beta A_1^2 \exp(i\Delta kz) \\ &- i\gamma_{21} |A_1|^2 A_2 - i\gamma_{22} |A_2|^2 A_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $A_1(t, z)$ и $A_2(t, z)$ – огибающие полей основной и второй гармоник; u_1 и u_2 – групповые скорости; $k_2^{(1,2)}$ – параметры дисперсии групповых скоростей основной и второй гармоник; β и γ_{ij} ($i, j = 1, 2$) – коэффициенты нелинейного взаимодействия волн; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – расстройка волновых векторов. Согласно работе [15], для взаимодействия о–о оптимальная конверсия во вторую гармонику происходит при отклонении от угла фазового синхронизма на величину

$$\Delta\theta = \frac{\Delta n}{n_1^3(n_1^{-2} - n_0^{-2})} \sqrt{\frac{n_1^{-2} - n_0^{-2}}{n_e^{-2} - n_1^{-2}}}, \quad (4)$$

где $\Delta n = \lambda |A_{10}|^2 (2\gamma_{11} + 2\gamma_{12} - \gamma_{21} - \gamma_{22}) / (8\pi)$; A_{10} – амплитуда поля основной волны на входе в нелинейную среду. Угловое смещение (4) позволяет компенсировать вклад нелинейной фазы в процесс преобразования. Для данных параметров $\Delta\theta = -2.68$ мрад.

Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от толщины нелинейного элемента КДР приведена на рис.2,а. Значения коэффициентов γ_{ij} были заимствованы из работы [14], где они представлены как функции углов распространения в кристалле. Согласно результатам численного моделирования, эффективность конверсии по энергии превышает 80%. Профили исходного излучения и импульса второй гармоники на выходе кристалла после коррекции квадратичной составляющей спектральной фазы при $\alpha = -1.77 \times 10^4$ фс² представлены на рис.2,б,в. Длительность импульса второй гармоники на выходе нелинейного кристалла составляет 460 фс, тогда как длительность сжатого импульса второй гармоники равна 200 фс. Преобразование во вторую гармонику и коррекция квадратичной составляющей фазы спектра позволяют увеличить пиковую мощность приблизительно в два раза.

Согласно рис.2,г, дальний временной контраст импульса второй гармоники примерно квадратично больше контраста импульса основной частоты. Отметим также, что коррекция квадратичной составляющей фазы спектра влияет только на контраст вблизи главного пика и

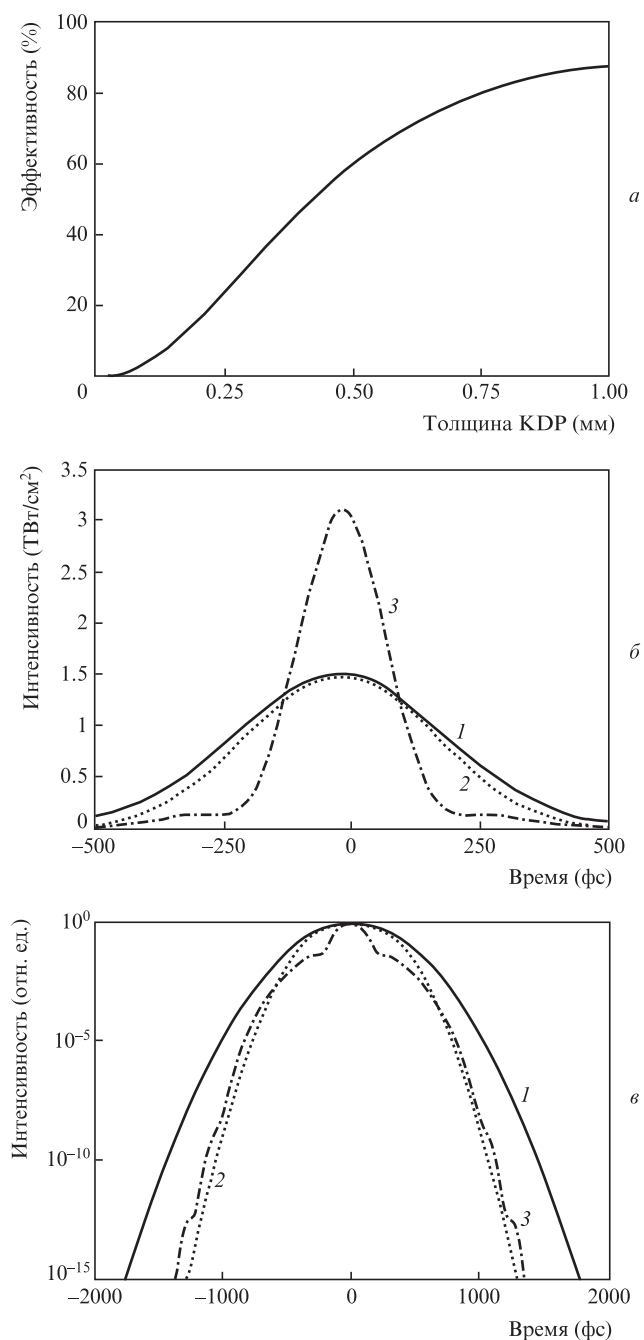


Рис.2. Эффективность конверсии энергии как функция толщины нелинейного элемента KDP (а) и временные профили интенсивности исходного импульса (1), импульса второй гармоники на выходе из нелинейной среды (2) и импульса второй гармоники после коррекции квадратичной компоненты спектральной фазы (3) (б, в).

не меняет дальний временной контраст на крыльях импульса.

2.3. Самокомпрессия в кристалле KDP при использовании каскадной квадратичной нелинейности

Нелинейное взаимодействие между волнами основной и второй гармоник в кристалле KDP можно использовать для увеличения пиковой мощности исходного импульса. Метод основан на использовании каскадной квадратичной нелинейности и успешно применялся для увеличения

пиковой мощности в лазерных системах с малой энергией в импульсе [16].

Величина фазы, накопленной в процессе генерации второй гармоники, зависит от величины и знака Δk (см. уравнение (3)). И то и другое можно легко менять в эксперименте путем изменения направления распространения пучка в кристалле. Надо отметить, что фаза, полученная за счет каскадной квадратичной нелинейности (как и фаза, полученная за счет эффектов самовоздействия), пропорциональна интенсивности основного импульса. В результате каскадная квадратичная нелинейность может быть использована для компенсации или увеличения эффектов кубической поляризации [16, 17].

На рис.3 демонстрируется возможность использования одного кристалла KDP как для эффективной генерации излучения второй гармоники, так и для дополнительного сжатия импульса на основной частоте. Численное моделирование выполнено для приведенных выше параметров лазерного комплекса PETAL. Каскадная квадратичная нелинейность позволяет сократить длительность импульса первой гармоники с 500 до 220 фс (рис.3,д), при этом временной контраст излучения меняется незначительно (рис.3,е).

3. Экспериментальное исследование временного сжатия с использованием СМФ

Исследования дополнительного временного сжатия сверхкоротких импульсов с большой энергией были выполнены на петаваттном лазере SETAL, находящемся в Национальном институте лазеров, плазмы и физики излучения (INFLPR, Мэгуреле, Бухарест, Румыния). Использовалось излучение стартовой части петаваттного лазерного комплекса (200 мДж, 50 фс, частота следования 10 Гц). Для достижения значений интенсивности, соответствующих уровню в несфокусированном петаваттном пучке, площадь пучка была уменьшена до ~ 1 см². С этой целью использовался сужающий телескоп, состоящий из двух сферических зеркал: серебряного зеркала большого диаметра и диэлектрического зеркала малого диаметра (рис.4). Для предотвращения пробоя поверхности зеркал верхний предел потока энергии ограничивался уровнем 120 мДж/см². В указанных условиях значимые искажения поперечного пучка приводили к пробоям поверхности малого сферического зеркала. В связи с этим для рассматриваемой задачи однородное поперечное распределение интенсивности является важным не только с точки зрения одинакового проявления нелинейных эффектов, но и для исключения пробоя поверхности отражательных оптических элементов.

3.1. Методы

Диаметр пучка стартовой части петаваттного лазера SETAL был уменьшен с 65 до 11 мм для достижения плотности энергии (а также плотности потока мощности), характерной для несфокусированных петаваттных импульсов. Для этого использовался телескоп со сферическими зеркалами SM1 ($f = 500$ мм) и SM2 ($f = -100$ мм). Затем пучок проходил через плоскопараллельный нелинейный образец и, при использовании аналогичного телескопа, расширялся. Нелинейным образцом служила пластина из ацетата целлюлозы толщиной 0.5 мм. После расширения

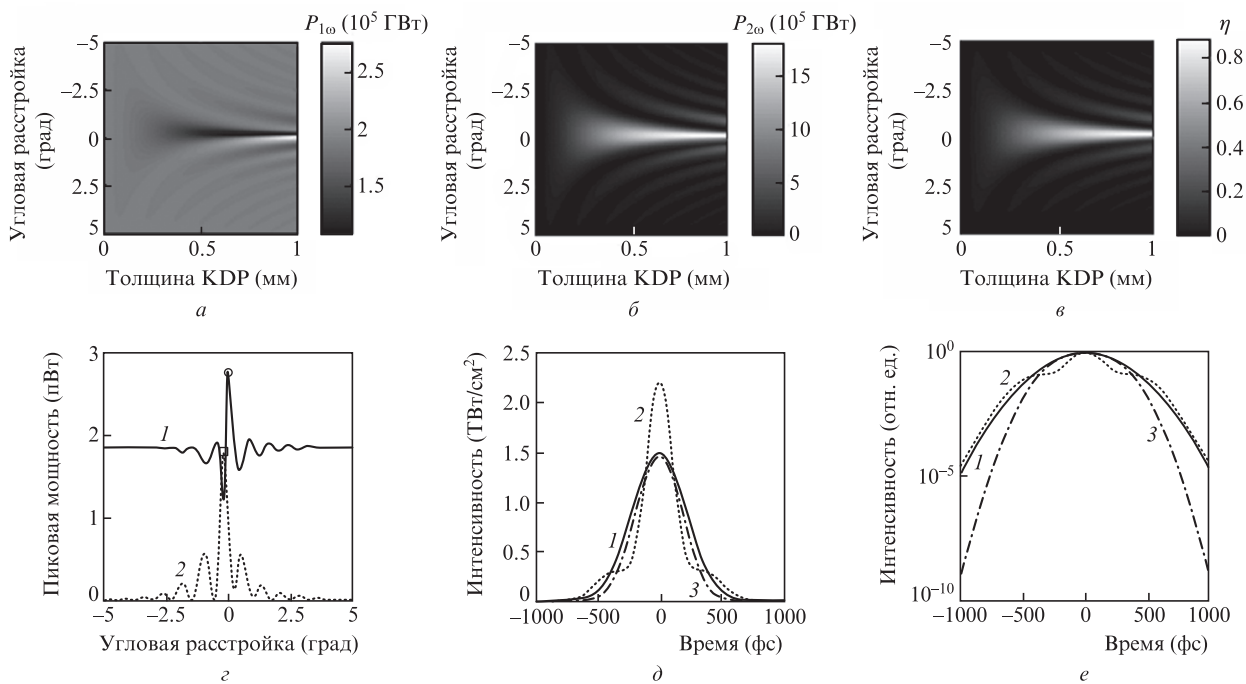


Рис.3. Генерация второй гармоники в зависимости от угловой расстройки: пиковая мощность первой (1ω) (а) и второй (2ω) (б) гармоник в зависимости от угловой расстройки и толщины KDP; эффективность конверсии энергии η в зависимости от угловой расстройки и толщины KDP (в); пиковая мощность импульса первой (1) и второй (2) гармоник в зависимости от угловой расстройки на конце кристалла (г) и временной профиль интенсивности начального импульса (1), оптимального импульса первой (2) (д) и второй (3) гармоник (е) в линейном (логарифмическом) масштабе.

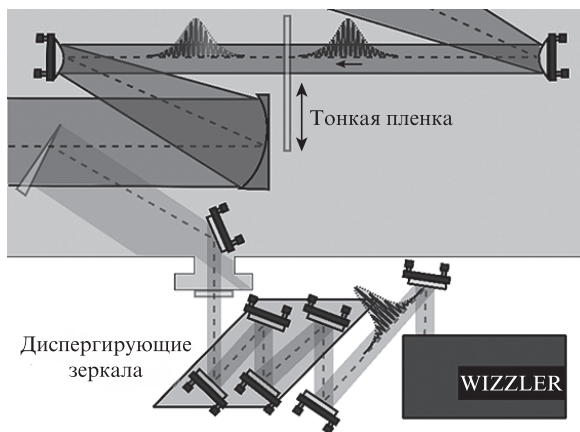


Рис.4. Экспериментальная установка, смонтированная на начальном каскаде лазерной системы CETAL PW. Серым показаны элементы, находящиеся в вакуумной камере. Пучок сжимается по сечению, чтобы добиться его приближенного соответствия полной интенсивности петаваттного пучка. Затем пучок расширяется и ослабляется путем отражения перед выходом из вакуума для последующей компрессии chirpiрующими зеркалами с отрицательной дисперсией по пути следования к диагностической аппаратуре.

пучок ослаблялся в результате отражения от поверхности непросветленного клина. Для дополнительного временного сжатия использовались пары chirpiрующих зеркал с аномальной дисперсией групповых скоростей. Зеркала размещались на воздухе, вне вакуумной камеры. Спектрально-временные параметры импульсов измерялись с использованием USB спектрометра, измерителя фазы спектра и временного профиля интенсивности фемтосекундных импульсов WIZZLER (Fastlite). Диагностика позволяла получить информацию о спектральной фазе и распределении интенсивности импульса во времени.

3.2. Результаты

Длительность исходного импульса измерялась в отсутствие нелинейного элемента, и после отражения от трех пар chirpiрующих зеркал (параметр $\alpha = -40$ фс² для каждого отражения) она составляла 46 ± 2 фс. На рис.5,а показаны спектры импульсов после прохождения через плоскопараллельную пластину из ацетата целлюлозы толщиной 0.5 мм при разных интенсивностях. Измеренные интенсивности и фазы спектра при наличии нелинейного образца и в его отсутствие при $I = 1.4$ ТВт/см² представлены на рис.5,б. Восстановленное распределение интенсивности во времени представлено на рис.5,в. Количество chirpiрующих зеркал, используемых для коррекции фазы спектра, оптимизировалось в эксперименте с целью получения минимальной длительности импульсов. Оптимальный режим компрессии при указанных параметрах эксперимента (рис.5,б) достигался с использованием одной пары chirpiрующих зеркал с параметром групповой задержки -250 фс² при каждом отражении. Импульс сжимался с 46 ± 2 фс до 29 ± 1 фс. В ходе экспериментов были получены и импульсы с меньшей длительностью, однако их детальное измерение было ограничено возможностями диагностического комплекса WIZZLER. Отметим также, что использование плоскопараллельной пластины ацетата целлюлозы при указанных выше параметрах лазера меняло качество пучка незначительно.

4. Выводы

Мы рассмотрели три метода дополнительного временного сжатия импульсов после стандартного компрессора на дифракционных решетках: фазовую самомодуляцию с коррекцией фазы спектра chirpiрующим зеркалом, генерацию второй гармоники совместно с коррекцией фазы

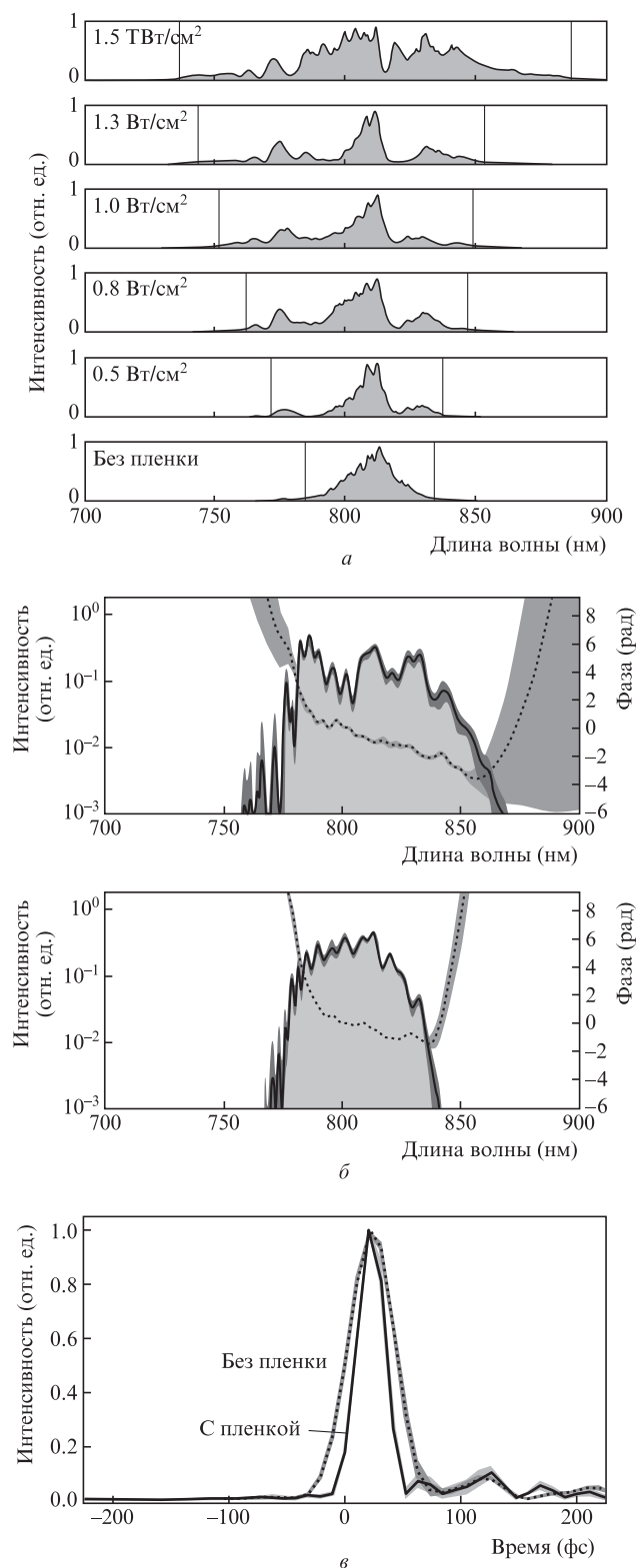


Рис.5. Уширение спектра импульса с ростом его интенсивности (а), сравнение интенсивностей спектра (сплошные кривые) и фаз (штриховые кривые) при наличии образца из ацетата целлюлозы (вверху) и в его отсутствие (внизу) при интенсивности 1.4 ТВт/см² (б), а также восстановленные распределения интенсивности во времени, соответствующие измеренным спектрам (в).

спектра, а также каскадную квадратичную нелинейность, приводящую к самосжатию. Первый метод был успешно протестирован на петаваттном лазерном комплексе CETAL. Все три метода демонстрируют возможность увеличения пиковой мощности импульсов, генерируемых современными сверхмощными лазерами. Указанные методы могут успешно применяться после оптического компрессора в любых типах сверхмощных лазеров. Это открывает большие перспективы в плане увеличения пиковой мощности в действующих лазерах без дорогостоящего обновления усилителей.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения», а также Минобрнауки РФ (договор № 14.Z50.31.0007).

- Gaul E.W., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Berger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebbers C., Ditmire T. *Appl. Opt.*, **49**, 1676 (2010).
- Batani D., Koenig M., Miquel J.L., Ducret J.E., d'Humieres E., Hulin S., Caron J., Feugeas J.L., Nicolai P., Tikhonchuk V., Serani L., Blanchot N., Raffestin D., Thfoin-Lantuejoul I., Rosse B., Reverdin C., Duval A., Lanieste F., Chancé A., Dubreuil D., Gastineau B., Guillard J.C., Harrault F., Leboeuf D., Le Ster J.-M., Pès C., Toussaint J.-C., Leboeuf X., Lecherbourg L., Szabo C.I., Dubois J.-L., Lubrano-Lavaderci F. *Phys. Scr.*, **161**, 14016 (2014).
- Blanchot N., Behar G., Berthier T., Bignon E., Boubault F., Chappuis C., Coic H., Damiens-Dupont C., Ebrardt J., Gautheron Y., Gibert P., Hartmann O., Hugonnot E., Laborde F., Lebeaux D., Luce J., Montant S., Noailles S., Néauport J., Raffestin D., Remy B., Roques A., Sautarel F., Sautet M., Sauteret C., Rouyer C. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **50**, 124045 (2008).
- Yanovsky V., Chykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
- Mével E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E.J. *Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).
- Mourou G., Mironov S.Yu., Khazanov E.A., Sergeev A.M. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
- Agarwal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Acad. Press, 2006).
- Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Яковлев И.В., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46**, 106 (2016).
- Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
- Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B*, **113**, 147 (2013).
- Mironov S.Y., Ginzburg V.N., Gacheva E.I., Silin D.E., Kochetkov A.A., Mamaev Y.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 25301 (2015).
- Lassonde P., Mironov S., Fourmaux S., Payeur S., Khazanov E., Sergeev A., Kieffer J.-C., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 75401 (2016).
- Ахманов С.А., Чиркин А.С., Выслоух В.А. *Оптика фемтосекундных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 67–85).
- Разумихина Т.В., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. *Квантовая электроника*, **11**, 2026 (1984).
- Mironov S.Yu., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E.A., Babin A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2012).
- Liu X., Qian L., Wise F. *Opt. Lett.*, **24**, 1777 (1999).
- Bache M., Bang O., Krolikowski W., Moses J., Wise F.W. *Opt. Express*, **16**, 3273 (2008).