

# Усилительная Nd:YAG-система с высокой энергией импульса для накачки оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов\*

Й.Адамонис, Р.Антипенков, Й.Коленда, А.Михайловас, А.П.Пискарскас, А.Варанавичюс

*Описана высокоэнергетическая система для усиления пикосекундных импульсов на основе Nd:YAG, предназначенная для накачки оптического параметрического усилителя чирпированных сверхкоротких импульсов (ОПУЧИ), синхронизируемая непосредственно затравочным импульсом фемтосекундного Yb:KGW-генератора. Продемонстрировано усиление импульсов с длительностью 100 пс и хорошим временным контрастом до энергии 600 мДж.*

**Ключевые слова:** оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов, внутриврезонаторный эталон, улучшение контраста.

## 1. Введение

В настоящее время возрос интерес к разработке оптических параметрических усилителей чирпированных сверхкоротких импульсов (ОПУЧИ) для целого ряда применений, требующих использования высокоинтенсивных импульсов длительностью в несколько оптических циклов [1]. В таких системах ключевым компонентом является высокоэнергетическая усилительная система, излучающая высококонтрастные пикосекундные импульсы, для накачки параметрических усилительных каскадов, которые, как правило, состоят из регенеративного и линейных усилительных каскадов [2, 3]. В работе [4] показано, что для накачки параметрических усилителей чирпированных импульсов длительностью в несколько оптических циклов пикосекундные импульсы предпочтительнее наносекундных из-за большей полосы усиления, более высокого порога повреждения нелинейных кристаллов и лучшей рекомпрессии сверхкоротких импульсов. С другой стороны, при использовании пикосекундных импульсов ужесточаются требования к точности синхронизации импульсов накачки.

Поскольку в чирпированном импульсе различные спектральные компоненты распределены по огибающей импульса, во избежание изменений в его спектре при усилении, необходимо обеспечить очень точное перекрытие во времени сигнального импульса с импульсом накачки

при параметрическом усилении [5]. Для достижения полной оптической синхронизации сигнала и накачки затравочный импульс для усилительной системы должен быть от фемтосекундного задающего генератора [6]. Широко используемые в ОПУЧИ-системах титан-сапфировые (ТС) фемтосекундные лазеры излучают вдали от спектрального диапазона неодимовых (Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO) пикосекундных усилителей. Поэтому для успешной работы регенеративных усилителей (РУ) на основе неодимосодержащих кристаллов приходится использовать или ТС-осцилляторы с чирпированными зеркалами и со сверхшироким спектром [4], или нелинейно-оптические устройства для сдвига спектра лазера в диапазон усиления неодима, например фотонно-кристаллическое оптическое волокно [7].

Обе эти методики, однако, позволяют получить энергию не более 2 пДж в импульсе с длиной волны 1064 нм. Хорошо известно, что недостаточность энергии затравочного импульса на входе регенеративного усилителя приводит к низкому контрасту усиленного импульса, определяемому как отношение пиковой интенсивности усиленного импульса к интенсивности усиленного спонтанного излучения (УСИ). Ухудшение контраста может существенно уменьшить полезную энергию в усиленном пикосекундном импульсе [4] и привести к появлению пьедестала в сжатых импульсах на выходе ОПУЧИ-системы [8]. Более привлекательным методом, на наш взгляд, является прямое «затравливание» регенеративного усилителя импульсом фемтосекундного Yb:KGW-лазера, в излучении которого содержится значительная спектральная составляющая, попадающая в полосу усиления неодимосодержащих материалов. Впервые этот вариант «затравливания» Nd:YAG-усилителя продемонстрирован в работе [9], но контраст усиленного импульса относительно сигнала УСИ авторами не исследовался.

В настоящей работе впервые представлены результаты исследования контраста импульсов Yb:KGW-лазера, усиленных в пикосекундной Nd:YAG-системе. Кроме того, уделено внимание формированию временной огибающей пикосекундных импульсов с помощью внутриврезонаторных эталонов. Для улучшения контраста на выходе усилителя использована зависимость от интенсивности вра-

\* Доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, 2010 г.

**J.Adamonis.** Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics, Saulėtekio al. 9, LT-10222 Vilnius, Lithuania; UAB 'Ekspla', Savanorių 231, LT-02300 Vilnius, Lithuania; e-mail: j.adamonis@ekspla.com

**R.Antipenkov, A.P.Piskarskas, V.Varanavičius.** Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics, Saulėtekio al. 9, LT-10222 Vilnius, Lithuania;

**J.Kolenda, A.Michailovas.** UAB 'Ekspla', Savanorių 231, LT-02300 Vilnius, Lithuania; Center for Physical Science and Technology, Savanorių 231, LT-02300 Vilnius, Lithuania

щения плоскости поляризации фундаментальной длины волны при генерации второй гармоники в кристалле 2-го типа в случае разбалансировки интенсивностей двух ортогональных поляризаций. Впервые устройство с зависящим от интенсивности пропусканием на основе этого эффекта продемонстрировано в [10]. Впоследствии на его основе был реализован полностью оптический транзистор [11], а также различные схемы синхронизации мод [12–14]. Нами данный эффект впервые использован для улучшения контраста пикосекундного импульса.

## 2. «Затравливание» Nd:YAG-усилителей импульсами фемтосекундного Yb:KGW-лазера

Характерной чертой исследуемой системы является прямое «затравливание» Nd:YAG-усилителей фемтосекундными импульсами Yb:KGW-лазера, который одновременно служит для накачки и формирования затравочного импульса оптического параметрического усилителя (ОПУ). Такой подход обеспечивает надежную полностью оптическую синхронизацию сигнального импульса с импульсом накачки в каскадах ОПУЧИ-системы. На рис. 1 представлена схема установки, в которой в качестве задающего генератора использовался фемтосекундный Yb:KGW-лазер (Light conversion, Литва), излучающий импульсы длительностью 60 фс с энергией 9 нДж при частоте следования 78 МГц. Часть излучения задающего генератора заводилась в усилительную Nd:YAG-систему, а часть направлялась в фемтосекундный Yb:KGW-усилитель. Для спектрального разделения импульса по двум каналам использовались полуволновая фазовая пластинка высокого порядка и поляризационный куб. С помощью последнего спектральные компоненты разделялись для Yb:KGW- и Nd:YAG-усилителей, работающих на длине

волны 1030 и 1064 нм соответственно. Специально изготовленная фазовая пластинка вносила сдвиг фазы  $2\pi$  на  $\lambda = 1064$  нм и  $\pi$  на  $\lambda = 1030$  нм. В результате спектральная компонента на 1030 нм изменяла состояние поляризации на ортогональную и с помощью поляризационного куба направлялась в Yb:KGW-усилитель (рис. 2). Сохранившая свою поляризацию компонента на 1064 нм направлялась в Nd:YAG-усилитель.

Согласно оценкам энергия затравочного импульса для РУ на Nd:YAG составляла 12 пДж. В РУ1, работающем на частоте повторения 1 кГц (EKSPLA, Литва), использовался активный элемент Nd:YAG ( $\varnothing 6 \times 10$  мм), накачиваемый непрерывным лазерным диодом мощностью 3 Вт. Максимальная энергия усиленного импульса составляла 35 мкДж и была ограничена из-за самовоздействия в результате эффекта Керра, а также стойкостью оптических

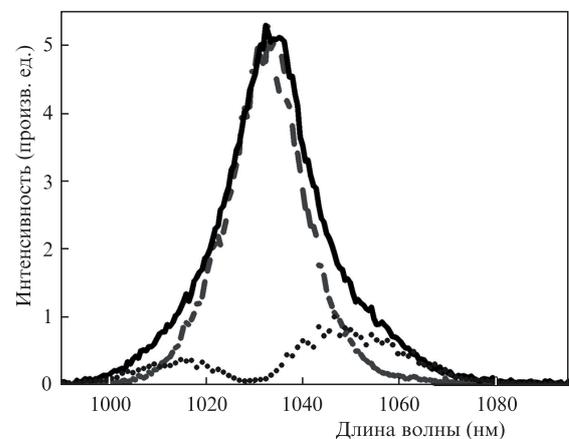


Рис. 2. Спектры излучения Yb:KGW-лазера (сплошная кривая), затравочного сигнала, подаваемого в РУ на Nd:YAG (пунктирная кривая), и затравочного сигнала – в РУ на Yb:KGW (штриховая кривая).

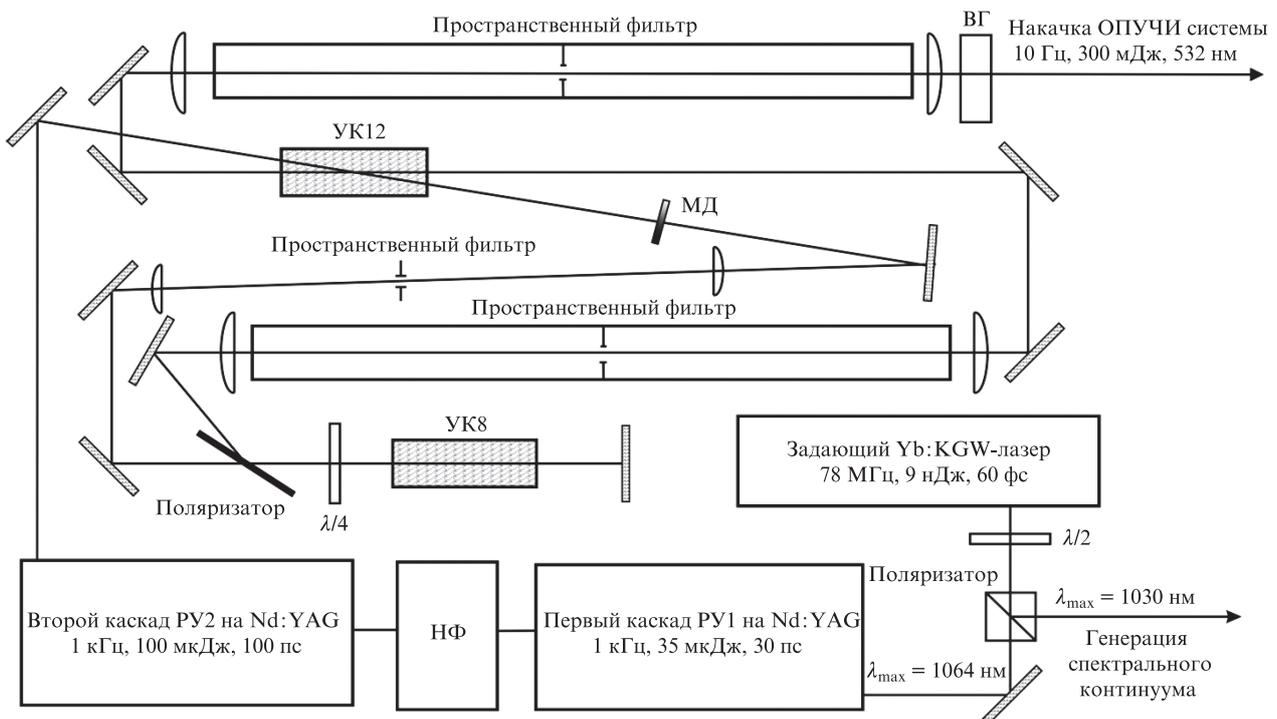


Рис. 1. Схема системы усиления:

МД – мягкая диафрагма; ВГ – кристалл второй гармоники; НФ – нелинейный фильтр; УК12 (8) – усилительный каскад на активном элементе Nd:YAG диаметром 12 мм (8 мм).

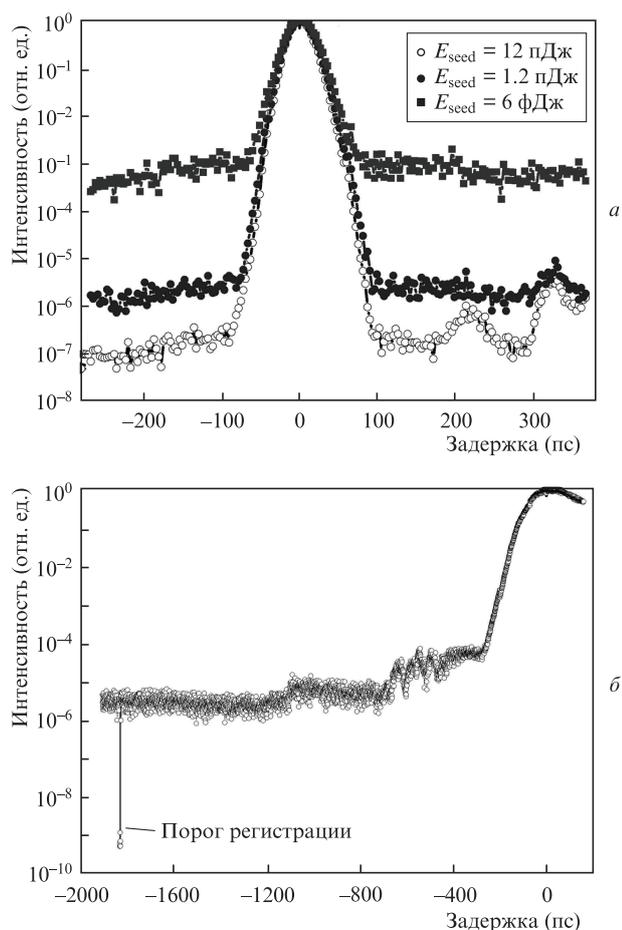


Рис.3. Автокорреляционные функции третьего порядка импульсов на выходе РУ1 (а) и РУ2 (б).

покрытий на активном элементе. Контраст усиленного пикосекундного импульса (отношение интенсивностей наносекундного фона УСИ и самого импульса) измерялся с помощью обеспечивающего высокий динамический диапазон коррелятора третьего порядка THS Sequoia (Amplitude Technologies, Франция), использующего генерацию третьей гармоники  $3\omega$  (рис.3,а). В процессе измерений изменялась энергия затравочного импульса при одновременном изменении времени разгрузки резонатора РУ, чтобы энергия усиленного импульса оставалась постоянной.

Мы считали, что фон представляет собой гигантский импульс наносекундной длительности. Если предположить, что импульс УСИ имеет плоскую вершину и длительность, равную времени обхода резонатора РУ (около 12 нс), то по расчетам в фоновом импульсе содержится около 0.015% от выходной энергии РУ1 при контрасте по интенсивности  $4 \times 10^{-7}$ . Для дальнейшего усиления энергии импульса до 100 мкДж и формирования его временного профиля (см. разд.4) использовался второй регенеративный усилитель РУ2, аналогичный РУ1. Как видно из рис.3,б, контраст усиленного в РУ2 импульса составил  $\sim 3 \times 10^{-6}$ . Поскольку длительность импульса на выходе из РУ2 была  $\sim 100$  пс, а длительность пьедестала УСИ 12 нс, то рассчитанная энергия фона составила  $\sim 0.036\%$  от всей выходной энергии, что в 2.4 раза хуже, чем после РУ1. Мы предполагаем, что это связано с суммированием квантовых шумов и насыщением усиления в РУ2. Тем не менее, значение измеренного контраста по интенсивности ( $3 \times 10^{-6}$ ) почти в  $10^2$  раз лучше, чем известные из литера-

туры результаты измерения контраста пикосекундного импульса, полученного в Nd<sup>3+</sup>-усилителе при усилении затравочного импульса фемтосекундного ТС-лазера со смещенной длиной волны за счет солитонного эффекта в фотонно-кристаллическом оптоволокне [4].

### 3. Формирование пространственного профиля пучка

При разработке ОПУЧИ-систем с высокой выходной энергией весьма важно обеспечить хорошее пространственное качество пучка накачки. Во-первых, пространственный профиль должен быть однородным для обеспечения такого в усиленном сигнальном пучке. Во-вторых, пространственный профиль должен обеспечить максимальный энергосъем из активных элементов на безопасном (с точки зрения оптического повреждения) уровне интенсивности выходного пучка. С другой стороны, при существенном превышении поперечным сечением пучка сечения активного элемента (АЭ) дифракция от его краев может привести к мелкомасштабной самофокусировке пучка и повреждению АЭ. В работе [15] показано, что гипергауссово распределение пучка наилучшим образом удовлетворяет вышеупомянутым требованиям. В нашей системе для формирования пространственного профиля пучка использовались мягкая (с зубчатым краем) диафрагма и пространственный фильтр, переносящий изображение плоскости диафрагмы переносилось на входную плоскость стержневого активного элемента УК8 ( $\varnothing 8$  мм). Диаметр фильтрующей диафрагмы  $d_{ap}$  при этом выбран в соответствии с критерием  $d_{ap} < d$ , где  $\frac{1}{2}f\lambda/L$  [16] ( $f$  – фокусное расстояние первой линзы пространственного фильтра,  $L$  – период зубцов в диафрагме). Выбранный диаметр  $d_{ap} = 0.6$  мм был в пять раз меньше  $d$ . Профили пучка после диафрагмы и в плоскости переноса изображения представлены на рис.4.

Перед формированием пространственного профиля 100-пикосекундный импульс с выхода РУ2 под небольшим углом направлялся через усилительный каскад Nd:YAG (УК12) для предусиления в 10 раз. Изначально гауссовых выходных пучков РУ2 с помощью системы формирования пространственного профиля приобретал профиль, близкий к гипергауссову второго порядка (рис.4,б). В процессе усиления пространственное распределение становилось более плоским благодаря насыщению усиления и неоднородности распределения возбуждения в АЭ. Окончательный пространственный профиль после каскадов усиления УК8 и УК12 может быть описан гипергауссовым распределением третьего порядка (рис.4,в).

Усиленный до энергии 600 мДж импульс генерировал сигнал второй гармоники с эффективностью 60% в кристалле ДКДП, который помещался в плоскость изображения выходной плоскости УК12. Дифракционное «разваливание» профиля пучка второй гармоники на расстоянии 1.5 м от нелинейного кристалла не наблюдалось (рис.5), хотя появлялась некая асимметрия (эллиптичность  $\sim 0.7$ ).

### 4. Формирование временного профиля импульса

Для достижения максимально возможной эффективности преобразования энергии накачки в сигнальную волну в ОПУЧИ-системе длительность импульса накачки должна быть согласована с длительностью chirпирован-

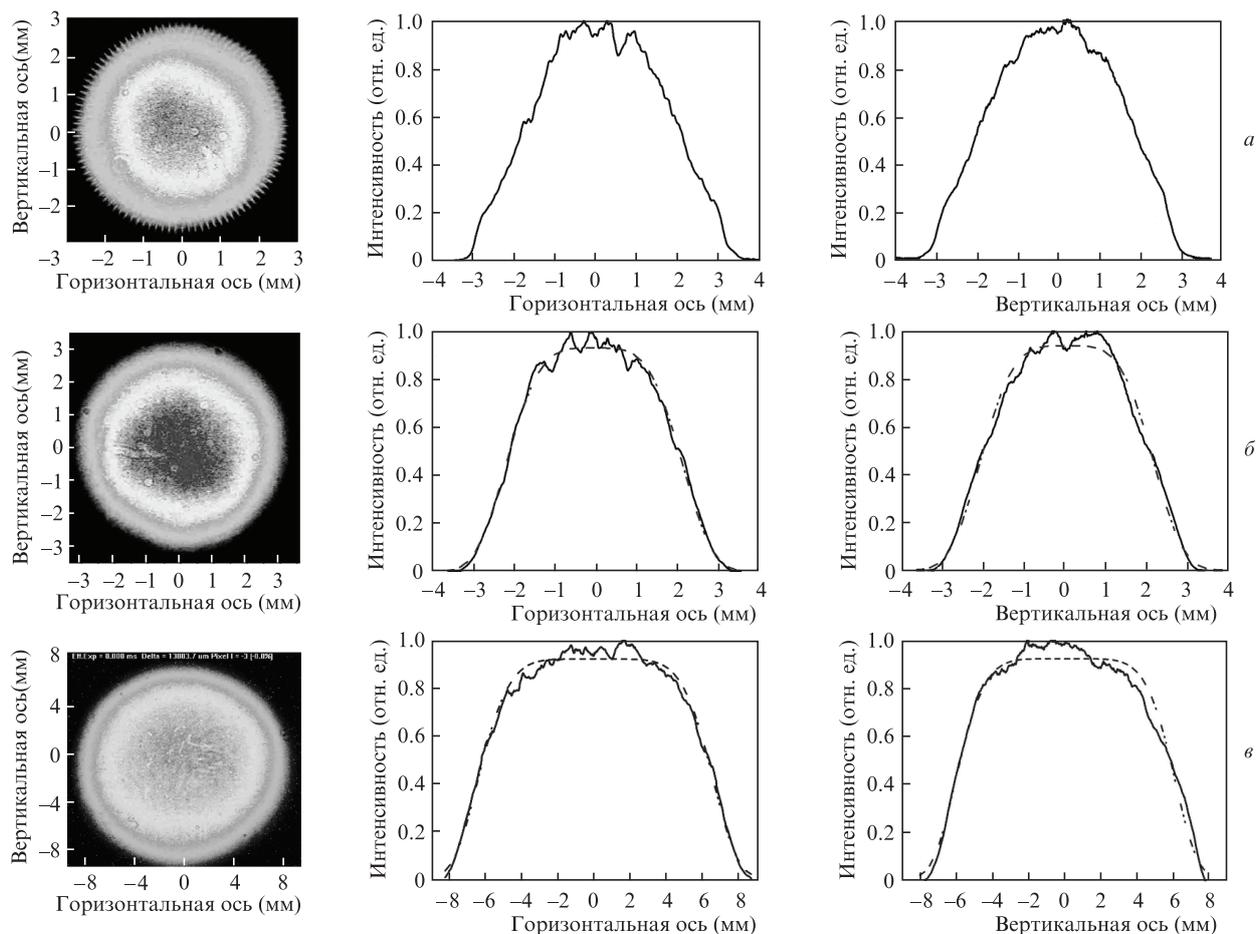


Рис.4. Пространственное распределение интенсивности пучка на расстоянии 10 см за аподизирующей диафрагмой (а), на входе активного элемента Nd:YAG УК8 (б) и на выходе каскадов усиления УК8 и УК12 (е). Энергия импульса 600 мДж. Сплошные кривые – пространственный профиль, штриховые – аппроксимация гипергауссовой функции второго (б) и третьего (е) порядков.

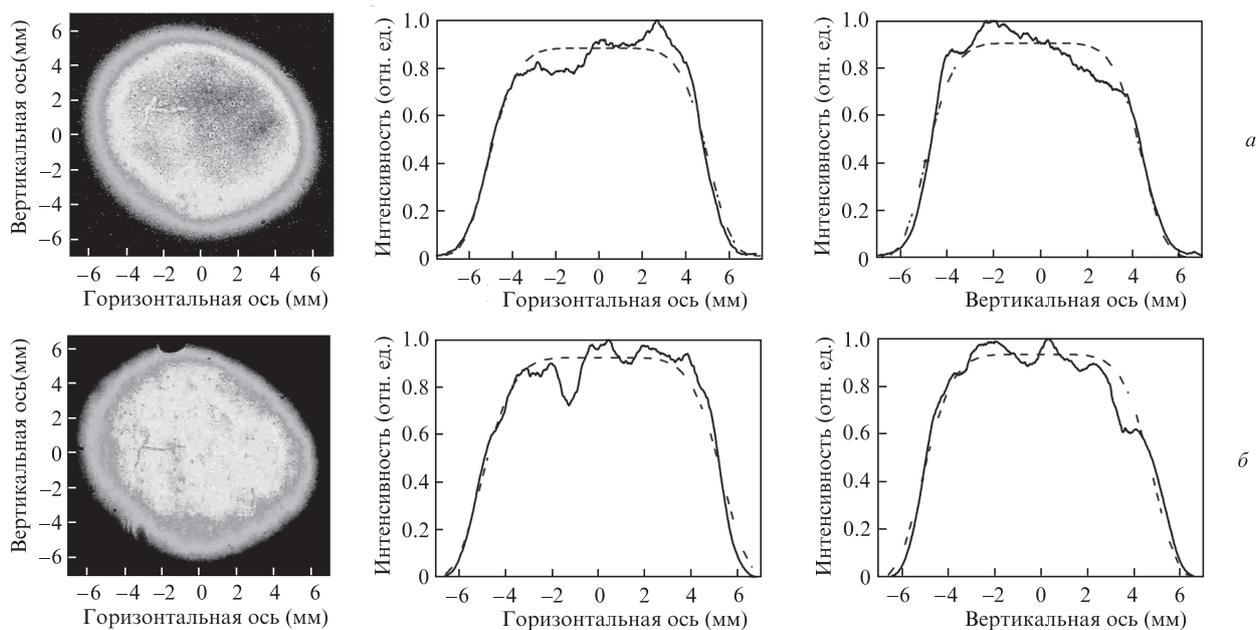


Рис.5. Пространственное распределение интенсивности пучка на расстоянии 150 см от кристалла ВГ для основного излучения (а) и сигнала второй гармоники (б). Сплошные кривые – пространственный профиль, штриховые – аппроксимация гипергауссовой функции третьего порядка.

ного сигнального импульса. С другой стороны, чем длиннее импульсы в параметрических усилителях, тем больших мощностей накачки можно достичь без повреждения оптических элементов (для просветляющих покрытий порог повреждения  $\sim 20$  ГВт/см<sup>2</sup>). В нашей системе первоначальный фемтосекундный затравочный импульс от Yb:KGW-лазера удлинялся за счет сужения спектра в РУ в результате конволюции узкой линии усиления и резонансов эталонов Фабри–Перо (ЭФП) [17, 18]. Следует отметить тот факт, что если время двойного прохода короткого импульса через ЭФП сравнимо с длительностью импульса, то на временной огибающей импульса может проявиться модуляция [17]. Во избежание модуляции следует применять несколько ЭФП различной толщины.

Влияние одного или нескольких ЭФП на временную огибающую промоделировано с помощью алгоритма, предложенного в [17]. Исходный импульс в расчетах был гауссовым с фазовой модуляцией, описываемой линейным чирпом  $\gamma$ , который входит в соотношение неопределенности для спектрально-ограниченного импульса:

$$K = \Delta\nu + \Delta\tau = 0.44\sqrt{1 + \gamma^2}.$$

Для пикосекундных импульсов реального РУ  $\gamma \neq 0$  из-за нелинейного взаимодействия с внутррезонаторными оптическими компонентами. Теоретически и экспериментально были изучены несколько конфигураций для формирования длительности импульса. Измерения проводи-

лись с помощью TNC Sequoia, в качестве зондирующего импульса использовалась вторая гармоника Yb:KGW-усилителя (длительность импульса около 300 фс). Первые измерения были выполнены с ЭФП из стекла SF6 толщиной 2 мм с 20%-ными отражающими покрытиями на обеих поверхностях. Выходные импульсы из РУ1 длительностью 25 пс вводились в резонатор РУ2 и после девяти проходов по резонатору усиливались до 100 мкДж. В данном случае длительность затравочного импульса была близка к времени двойного обхода ЭФП (24 пс). Огибающие выходящих из РУ2 импульсов были сильно промодулированы (глубина модуляции до 0.12), что хорошо согласуется с результатами расчета (рис.6).

Компьютерное моделирование показало, что глубина модуляции временной огибающей сильно зависит от длительности импульса затравки  $\Delta\tau$  (рис.7). Путем вариации  $\Delta\tau$  от 20 до 32 пс модуляция огибающей была уменьшена от  $4 \times 10^{-2}$  до  $6 \times 10^{-5}$  при  $\gamma = 0$ . Моделирование также показало, что глубина модуляции сильно зависит от чирпа импульса затравки  $\gamma$ . Для  $\gamma = 1.1$  и  $\Delta\tau = 32$  пс глубина модуляции составила  $0.5 \times 10^{-2}$ , что на три порядка хуже, чем в случае  $\gamma = 0$ . Установка второго ЭФП в резонатор РУ2 позволила уменьшить нежелательную модуляцию (рис.7,б). Согласно расчету установка дополнительного ЭФП из SF6 толщиной 1 мм без покрытий позволяет уменьшить модуляцию огибающей импульса с  $0.5 \times 10^{-2}$  до  $7 \times 10^{-4}$ . Расчетная зависимость глубины модуляции огибающей импульса от толщины второго ЭФП и коэф-

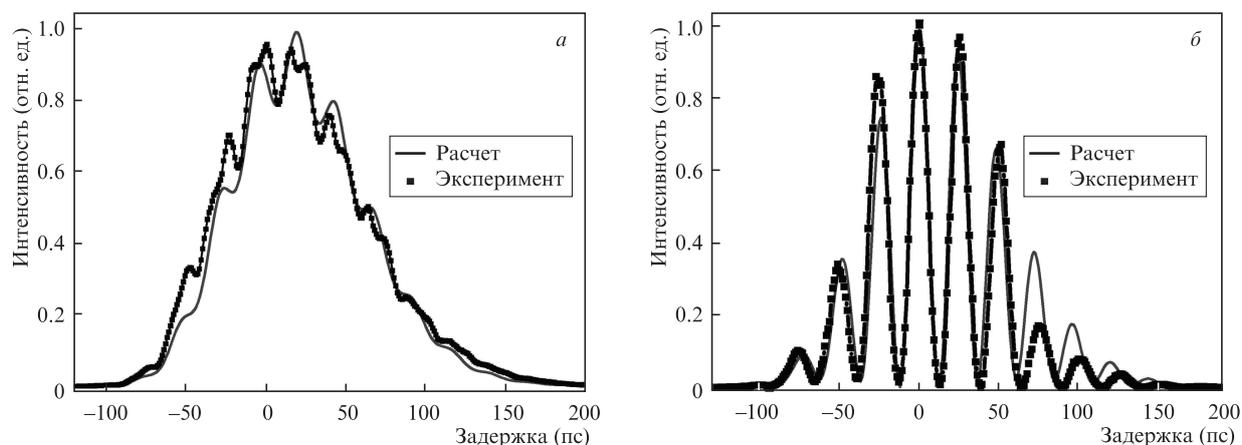


Рис.6. Временной профиль импульса на выходе РУ2 с одиночным ЭФП из стекла SF6 (коэффициент отражения  $R_1 = 0.2$ ) в условиях резонанса (а) и антирезонанса (б). Расчет проводился при коэффициенте  $\gamma = 1$  и числе проходов в РУ  $n = 9$ .

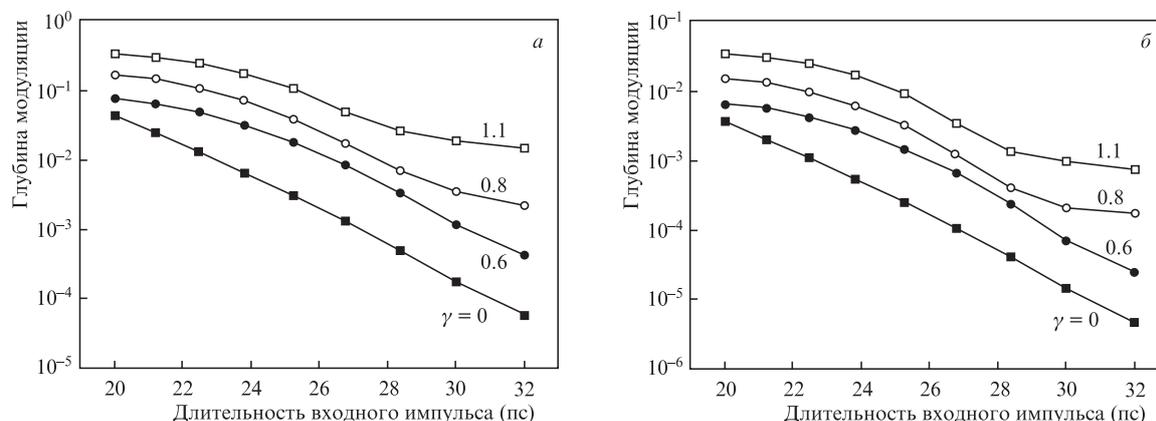


Рис.7. Расчетная глубина модуляции от параметра фазовой модуляции  $\gamma$  и длительности входного импульса при установке в резонатор ЭФП толщиной 2 мм из стекла SF6 ( $R_1 = 0.2$ ) (а) и дополнительного ЭФП толщиной 1 мм из SF6 ( $R_2 = 0.07$ ) (б). Число проходов в РУ  $n = 9$ .

коэффициента отражения его покрытий  $R_2$  представлена на рис.8.

Как видно на рис.8,а, оптимальная толщина второго эталона равна половине толщины первого (1 мм в нашем случае). Другим важным параметром, влияющим на глубину модуляции, является коэффициент отражения  $R_2$  поверхностей ЭФП. Увеличение  $R_2$  приводит к существенному уменьшению глубины модуляции (рис.8,б). Следует отметить, что добавление второго ЭФП также вызывает изменение длительности импульса. Однако это влияние не столь существенно по сравнению с вкладом первого ЭФП. Например, при изменении коэффициента отражения покрытий ЭФП с базой 1 мм от 0.04 до 0.3 длительность импульса возрастает с 95 до 115 пс (без учета сужения спектра за счет усиления).

На основании результатов моделирования для резонатора РУ2 подобраны два ЭФП из стекла SF6: толщиной 2 мм с коэффициентом отражения 0.2 и толщиной 1 мм с коэффициентом отражения 0.3. При данной комбинации из двух эталонов выходной импульс расширился до 100 пс без видимой модуляции (рис.9). Согласно расчетам глубина модуляции не должна превышать  $5.5 \times 10^{-6}$ . К сожалению, собственные шумы фотоумножителя в ТНС не позволили нам измерить столь малую модуляцию экспериментально.

Для улучшения контраста усиленного импульса по отношению к УСИ мы применили устройство подавления

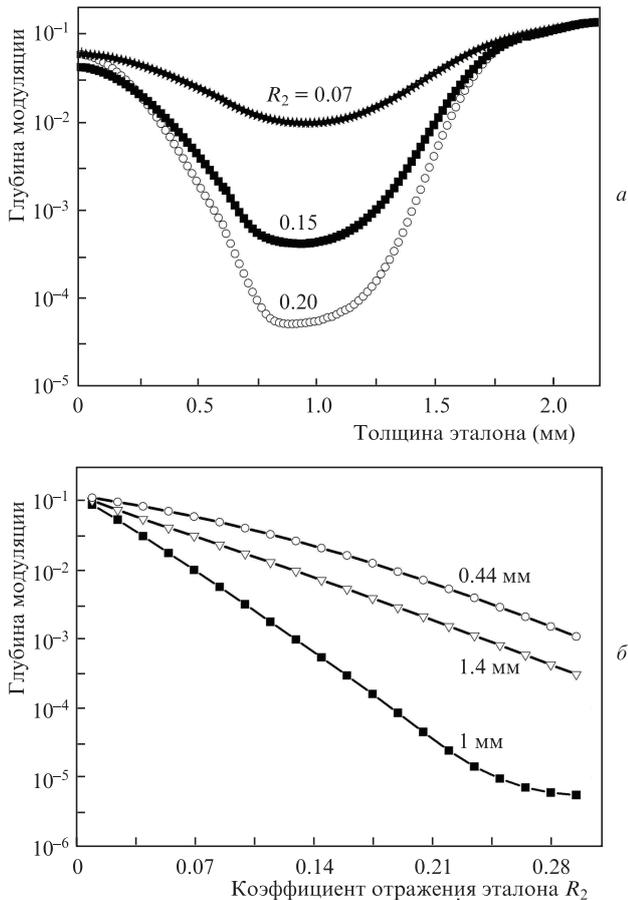


Рис.8. Зависимость глубины модуляции огибающей импульса от толщины второго эталона (а) и его коэффициента отражения  $R_2$  (б). Длительность входного импульса 25 пс, коэффициент фазовой модуляции  $\gamma = 1.1$ , число проходов  $n = 9$ , толщина первого эталона 2 мм и его коэффициент отражения  $R_1 = 0.2$ .

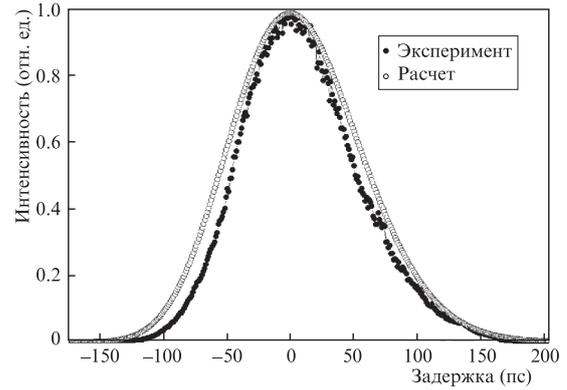


Рис.9. Временной профиль импульса на выходе РУ2 с двумя эталонами. В расчетах принималось  $\gamma = 1.1$ .

фона – так называемый очиститель импульса (ОИ), принцип действия которого основан на разбалансированной генерации второй гармоники (ГВГ) [10]. Схема устройства приведена на рис.10. Линейно поляризованное излучение накачки направляется в кристалл ГВГ второго типа. Эффективность преобразования во вторую гармонику и состояние поляризации излучения накачки на выходе из кристалла зависят как от интенсивности накачки, так и от угла  $\beta$  между плоскостью поляризации поля накачки и направлением оси показателя преломления необыкновенной (или обыкновенной) волны. При  $\beta = 45^\circ$  составляющие вектора электрического поля накачки  $E_{in}$  с о- и е-поляризациями в кристалле равны:  $E_o = E_e$ . В процессе ГВГ эти компоненты истощаются в одинаковой мере и, соответственно, изменения состояния поляризации основного излучения не происходит.

Ситуация меняется, когда угол  $\beta$  между направлением поляризации  $E_{in}$  и осью индикатрисы кристалла отличается от  $45^\circ$ , и, соответственно, составляющие  $E_o$  и  $E_e$  становятся неравными (рис.11,а). Генерация второй гармоники истощает обе компоненты  $E_o$  и  $E_e$  одинаково. В результате поляризация поля накачки сохраняет свою линейность, но плоскость поляризации поворачивается. При определенной длине кристалла ГВГ одна из компонент поля ( $E_o$  в нашем случае) может истощиться полностью (рис.11,б), в результате чего поляризация основного излучения на выходе из кристалла повернется на угол  $\beta$ . В случае больших длин нелинейного взаимодействия

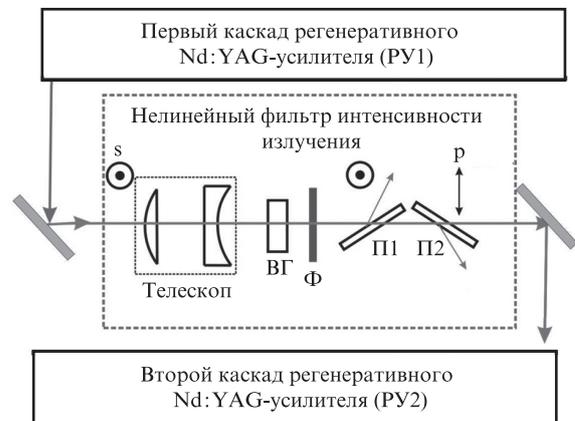


Рис.10. Схема нелинейного фильтра интенсивности излучения: П1, П2 – поляризаторы; ВГ – кристалл КТР для второй гармоники; Ф – фильтр, отсекающий излучение второй гармоники.

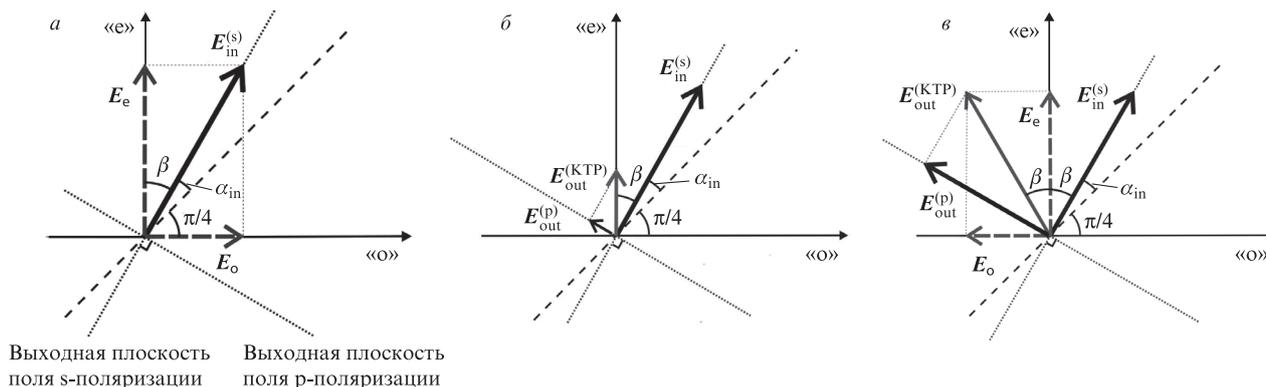


Рис. 11. Векторная диаграмма поляризационных компонент излучения для разбалансированной генерации второй гармоники в кристалле второго типа фазового синхронизма: на входе кристалла (а), при полном истощении компоненты  $E_o$  (б) и при полной регенерации компонент основного излучения (в).

процесс генерации гармоники переходит в процесс генерации разностной частоты между излучением гармоники и остаточной компонентой основного излучения  $E_e$ . При этом регенерируется излучение с фундаментальной длиной волны и поляризацией, параллельной оси «о», однако фаза данного излучения сдвинута на  $\pi$  относительно начальной фазы о-поляризованной компоненты поля. При правильно подобранных условиях нелинейного взаимодействия амплитуды обеих компонент исходного поля накачки  $E_o$  и  $E_e$  могут быть восстановлены полностью (рис. 11, в). При этом плоскость поляризации излучения на выходе из нелинейного кристалла испытывает максимальный поворот на угол  $2\beta$ . Пропускание схемы из кристалла ГВГ и поляризатора в этом случае зависит от интенсивности и может быть использовано для улучшения контраста между основным импульсом, возможными сателлитами и фоном УСИ.

В нашем эксперименте с помощью коллимирующего телескопа диаметр пучка выбирался около 500 мкм (на уровне  $1/e^2$ ) в кристалле КТР толщиной 3 мм. Пиковая интенсивность излучения достигала 0.88 ГВт/см<sup>2</sup>. Состояние поляризации основного излучения после кристалла ГВГ анализировалось с помощью двух диэлектрических поляризаторов. Излучение второй гармоники отсекалось фильтром из цветного стекла. Оптимальный режим работы ОИ подбирался по максимальному пропусканию пикосекундных импульсов из РУ1. Максимальное пропускание (24%) было получено для  $\alpha_{in} = 15^\circ$ , где  $\alpha_{in}$  – угол между направлением поляризации основного излучения и биссектрисой угла между осями индикатрисы нелинейного кристалла (пунктирная линия на рис. 11). В случае малых интенсивностей излучения пропускание данной схемы составляло лишь  $2 \times 10^{-3}$ . При упрощенном рассмотрении (как изображено на рис. 11) для нашего случая ( $\alpha_{in} = 15^\circ$ ) максимальный угол вращения поляризации  $2\beta$  может составить  $60^\circ$ , а максимальное пропускание по интенсивности – 75%. Более тщательное рассмотрение и численное моделирование трехволнового взаимодействия по модели, представленной в [10], показывает, что максимальное наведенное пропускание достигает 0.65 при  $\beta = 31^\circ$ , т. е. при  $\alpha_{in} = 14^\circ$ . В условиях нашего эксперимента эти значения (и полная реконверсия второй гармоники) не могли быть получены из-за недостаточной энергии импульса после РУ1. Использование более длинных кристаллов или более жесткой фокусировки снижало экстинкцию ОИ при малых интенсивностях излучения из-за чувствительности устройства к расходимости излучения,

пространственного апертурного эффекта и собственной деполаризации нелинейного кристалла ввиду его неоднородности. Другой важный аспект, который следует подчеркнуть, состоит в том, что кристалл ГВГ является толстой фазовой пластинкой и состояние поляризации на выходе из него сохраняется только в случае, когда разность фаз ортогональных компонент поляризации кратна  $2\pi$ . В экспериментах это условие реализовывалось тщательной подстройкой угла поворота кристалла в плоскости, ортогональной плоскости фазового синхронизма, что позволяло варьировать соотношение фаз для о- и е-пучков.

Неизбежные потери в описанном нелинейном фильтре легко компенсировались в РУ2. После РУ1 и ОИ импульсы усиливались до уровня 100 мкДж в РУ2 за счет увеличения числа обходов резонатора всего на один дополнительный. Таким образом, использование в схеме ОИ не влияло на выходную энергию из РУ2, но существенно улучшало контраст усиленного импульса относительно УСИ. Кросс-корреляционные функции импульсов на выходе из РУ2 представлены на рис. 12. Уровень УСИ без применения ОИ составлял примерно  $3 \times 10^{-6}$  по отношению к основному импульсу. Применение нелинейного фильтра позволило снизить его более чем на два порядка (до  $10^{-8}$ ) (рис. 12, а). Если предположить плоское распределение интенсивности УСИ в резонаторе РУ и считать время обхода резонатора равным 12 нс, то согласно оценке энергия наносекундного фона составляет  $1.2 \times 10^{-40}\%$  от всей энергии на выходе. Приблизительно тот же уровень улучшения контраста имел место при использовании нелинейного фильтра в системе с заведомо ухудшенным контрастом, соответствующим сниженной до 0.12 пДж энергии затравочного импульса в РУ1 (рис. 12, б).

Важно подчеркнуть, что эффект вращения поляризации неодинаков по сечению пучка. Представленные экспериментальные результаты по подавлению фона являются интегральными и дают значения улучшения контраста, усредненные по сечению пучка. Следует отметить, что такой же эффект имеет место и во временном масштабе из-за неоднородного вращения поляризации вдоль временной огибающей импульса, вследствие чего после ОИ наблюдается укорочение импульса примерно на 20%. Более подробные исследования ОИ представлены в [19]. Последующее усиление в линейных усилителях слегка ухудшает контраст основного импульса по отношению к УСИ из-за насыщения усиления и наличия УСИ в активных элементах конечных усилителей. При максимальной

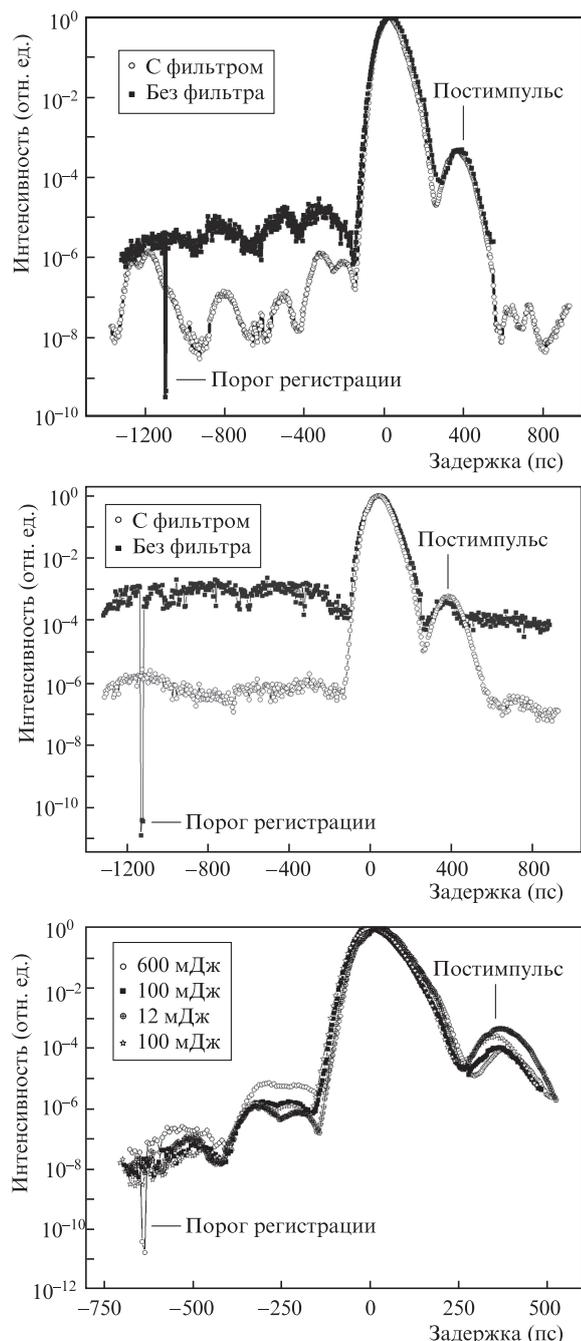


Рис.12. Корреляционные функции третьего порядка усиленных импульсов: на выходе РУ2 при энергии затравочного сигнала  $E_s = 12$  нДж (а), на выходе РУ2 при  $E_s = 0.12$  нДж (б), на выходе всей системы при  $E_s = 12$  нДж и разных выходных энергиях (в).

выходной энергии 600 мДж соотношение интенсивностей УСИ и основного импульса было  $\sim 4 \times 10^{-8}$  (рис.12,в).

## 5. Выводы

Нами продемонстрирована полная оптическая синхронизация импульсов излучения лазера накачки и широ-

копосного сигнала для ОПУЧИ путем прямого «затравливания» пикосекундной усилительной Nd:YAG-системы фемтосекундными импульсами Yb:KGW-лазера. Измеренный контраст усиленных пикосекундных импульсов составил  $3 \times 10^{-6}$ . С помощью внутррезонаторных эталонов Фабри–Перо фемтосекундный затравочный импульс был растянут до 100 пс без какой-либо модуляции его огибающей. Модельные расчеты и эксперимент показали, что модуляция огибающей эффективно подавляется путем установки в резонатор регенеративного усилителя второго эталона с базой, в два раза меньшей, чем у первого. Показано также, что увеличение коэффициента отражения второго внутррезонаторного ЭФП также снижает глубину модуляции огибающей пикосекундного импульса. Для улучшения контраста усилительной Nd:YAG-системы можно использовать простой и надежный нелинейный фильтр. Применение кристалла КТР 2-го типа для ГВГ позволило улучшить контраст пикосекундного импульса более чем на два порядка при общем пропускании системы 24% и интенсивностях, не превышающих  $1 \text{ ГВт/см}^2$ . Полученные импульсы длительностью 100 пс с энергией 600 мДж на выходе из усилителя обладали контрастом около  $4 \times 10^{-8}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Литовского государственного фонда науки и образования (грант № В-06/2009) и седьмой рамочной программы ЕС (LASERLAB-EUROPE, грант № 228334). Работа является частью национального проекта Европейского лазерного института (ELI).

- Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78** (2), 309 (2006).
- Herrmann D., Veisz L., Tautz R., Tavella F., Schmid K., Pervak V., Krausz F. *Opt. Lett.*, **34** (16), 2459 (2009).
- Adachi S., Ishii N., Kanai T., Kosuge A., Itatani J., Kobayashi Y., Yoshitomi D., et al. *Opt. Express*, **16** (19), 14341 (2008).
- Ishii N., Teisset C.Y., Fuji T., Baltuska A., Krausz F. *Sel. Top. Quantum Electron.*, **12** (2), 173 (2006).
- Jovanovic I., Comaskey B. J., Ebberts C.A., Bonner R.A., Pennington D.M., Morse E.C. *Appl. Opt.*, **41** (15), 2923 (2002).
- Zeng H., Wu J., Xu H., Wu K., Wu E. *Appl. Phys. B*, **41** (7), 837 (2004).
- Teisset C.Y., Ishii N., Fuji T., Metzger T., Köhler S., Holzwarth R., Baltuska A., Zheltikov A. M., Krausz F. *Opt. Express*, **13** (17), 6550 (2005).
- Ross I.N., New G.H.C., Bates P.K. *Opt. Commun.*, **273** (2), 510 (2007).
- Mücke O. D., Sidorov D., Dombi P., Pugžlys A., Baltuska A., Ališauskas S., Smilgevičius V., et al. *Opt. Lett.*, **34** (2), 118 (2009).
- Lefort L., Barthelemy A. *Opt. Lett.*, **20** (17), 000 (1995).
- Leford L., Barthelemy A. *Electron. Lett.*, **31** (11), 910 (1995).
- Louis S., Couderc V., Louradour F., Faugeras P., Barthelemy A. *J. Opt. A: Pure Appl.*, **3** (2), 139 (2001).
- Louradour F., Mugnier A., Albert A., Couderc V., Barthelemy A. *Opt. Commun.*, **188** (5–6), 333 (2001).
- Yu Jin. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (18), 181107-1 (2006).
- Bagnoud V., Begishev I.A., et al. *Opt. Lett.*, **30** (14), 1843 (2005).
- Auerbach J.M., Karpenko V.P. *Appl. Opt.*, **33** (15), 3179 (1994).
- Skeldon M.D., Bui S.T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10** (4), 677 (1993).
- Martin W.E., Milam D. *Appl. Opt.*, **15** (12), 3054 (1976).
- Adamonis J., Antipenkov R., Kolenda J., Michailovas A., Piskarskas A., Varanavicius A. *Appl. Phys. B*, 106 (2), 321 (2012).