

# Взаимодействие частотно-модулированных световых пучков в многокаскадных параметрических усилителях при предельной ширине полосы усиления

С.Н.Власов, Е.В.Копосова, Г.И.Фрейдман

*Рассмотрены условия применимости уравнений квазистатического приближения для исследования процессов параметрического взаимодействия частотно-модулированных световых пучков в многокаскадных усилителях. На основе этого приближения проведено численное моделирование процессов в многокаскадном усилителе на кристалле DKDP с выходной мощностью  $P > 10$  ПВт и подавленной люминесценцией.*

**Ключевые слова:** частотная модуляция, световые пучки, параметрическое усиление, петаваттные усилители, фемтосекундные импульсы.

## 1. Введение

Возможность параметрического усиления частотно-модулированных импульсов (optical parametric chirped pulse amplification – ОРСПА) обсуждалась и исследовалась ещё в 1980–1990 гг. [1–6]. При использовании в качестве накачки второй гармоники импульсного излучения титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны  $\lambda_p^{(0)} = 0.4$  мкм и длительностью импульса  $T_p \sim 100$  фс в кристаллах ВВО реализовано усиление частотно-модулированного излучения с шириной спектра  $\Delta\Omega$  до  $\sim 1.2$  фс $^{-1}$ , возникающего при самофокусировке исходного излучения [3–7]. Усиление такого широкополосного излучения происходит при определённом угле между его пучком и пучком накачки (при векторном синхронизме и неколлинеарном взаимодействии), когда в окрестности центральной длины волны  $\lambda_1^{(0)} = 0.6$  мкм выполняются условия сверхширокополосного синхронизма. В этом случае разность эффективных групповых скоростей сигнальной и холостой волн, а также сумма коэффициентов их квадратичной дисперсии близки к нулю. После компрессии усиленного излучения были получены импульсы с длительностью до 4 фс и энергией несколько микроджоулей. Далее для обозначения взаимодействующих волн используется первый нижний индекс  $j$ :  $j = 1$  соответствует сигнальной волне,  $j = 2$  – холостой волне,  $j = 3$  или  $p$  – волне накачки.

В последние годы с использованием сверхширокополосного синхронизма в кристалле ВВО был создан ряд многокаскадных усилителей импульсов длительностью 5–10 фс, удлинённых примерно до 30 пс [8–17] и до 1 нс [18]. Это позволило получить импульсы с длительностью 5–20 фс, энергией от  $\sim 1$  мДж до  $\sim 100$  мДж и мощностью

0.1–10 ТВт. В качестве накачки использовалась вторая гармоника излучения титан-сапфирового лазера ( $\lambda_p^{(0)} \approx 0.4$  мкм) или лазеров на кристаллах с ионами  $\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda_p^{(0)} \approx 0.53$ –0.56 мкм).

Возможность применения многокаскадных параметрических усилителей частотно-модулированных световых импульсов для достижения мощности в несколько петаватт проанализирована в работах [20–22]. Предложено удлинять усиливаемые импульсы примерно до 1 нс, а в последнем каскаде усилителя использовать нелинейные элементы из кристаллов KDP, которые могут иметь диаметр сечения до 20–30 см. В проекте, рассмотренном в [21], для накачки предлагалось применять третью гармонику излучения лазера Asterix IV ( $\lambda_p^{(0)} \approx 0.438$  мкм). В этом случае в KDP для фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера ( $\lambda_1^{(0)} \approx 0.785$  мкм) выполняются условия сверхширокополосного синхронизма. Однако при длине волны накачки  $\lambda_p^{(0)} \approx 0.53$  мкм, перспективной для создания мощных усилителей, в кристаллах KDP такой синхронизм отсутствует, а наибольшая ширина полосы усиления достигается при близком к вырожденному режиму взаимодействия [20, 23, 24]. Это затрудняет при такой накачке получение с помощью усилителей с нелинейными элементами из KDP мощных импульсов длительностью менее 40 фс [24]. В созданной на основе этого кристалла системе получены импульсы длительностью 84 фс с энергией 35 Дж [24].

В работах [25, 26] показано, что при длине волны накачки  $\lambda_p^{(0)} \approx 0.527$  мкм усилители с нелинейными элементами из кристалла DKDP в окрестности  $\lambda_1^{(0)} \approx 0.91$  мкм имеют полосу сверхширокополосного синхронизма. Это позволило создать на основе данного кристалла усилитель с шириной полосы пропускания системы стретчер – компрессор  $\Omega_{\text{str}} \approx 0.1$  фс $^{-1}$ , энергией усиленного импульса до 38 Дж при его длительности по полувысоте после компрессии  $\tau_{0.5} \approx 40$  фс [27–29]. Планируется создание окончательного каскада усиления с энергией импульса накачки  $\sim 1000$  Дж. Это, по оценкам, позволит получить импульсы мощностью до нескольких петаватт. Такие длительность и мощность импульсов для усилителей с нели-

С.Н.Власов, Е.В.Копосова, Г.И.Фрейдман. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vlasov@hydro.appl.sci-nnov.ru, ev\_kopos@mts-nn.ru, gif@appl.sci-nnov.ru

нейными элементами из DKDP не являются предельными.

В настоящей работе анализируется возможность достижения мощности 10–20 ПВт за счёт расширения полосы пропускания стретчера и компрессора до предельной ширины полосы сверхширокополосного усиления. Обсуждается также проект создания на основе DKDP усилителей с накачкой короткими импульсами ( $T_p \sim 1-10$  пс), высокой частотой повторения и пиковой мощностью до нескольких петаватт [30]. Такие усилители тоже должны иметь близкую к предельной ширине спектра усиливаемого сигнала ширину полосы усиления.

Важным, но не исследованным до конца вопросом, возникающим при создании мощных усилительных систем, является вопрос о скорости убывания интенсивности в области фокального пятна на переднем фронте импульса после фокусировки скомпрессированного излучения. До основного импульса на интервале, большем 30–40 пс, интенсивность светового излучения определяется спонтанной люминесценцией. Для систем с ОРСПА этот интервал определяется длительностью импульса накачки, а контраст в нём может быть существенно выше, чем для лазерных СПА-систем, поскольку параметрическая люминесценция (ПЛ) распределена по направлениям не изотропно, а сосредоточена вблизи конуса синхронизма. Если конус синхронизма последующего каскада инвертирован относительно конуса люминесценции предыдущего (или наоборот), то ПЛ сосредоточена в узкой области вдоль плоскости касания этих конусов [31, 32]. В системах с такими каскадами предварительного усиления при мощности импульсов  $\sim 1-10$  ТВт достигнут относительный уровень ПЛ, не превышающий  $10^{-8}$  [14, 18]. Для лазерных СПА-систем без дополнительной «очистки» от люминесценции контраст на два-три порядка хуже [33, 34]. Однако при фокусировке скомпрессированного излучения различие между лазерными СПА-системами и системами с ОРСПА определяется только длительностью спонтанной люминесценции.

В многокаскадных параметрических усилителях с выходной мощностью  $\sim 1-10$  ПВт, как и в лазерных СПА-системах с высоким суммарным коэффициентом усиления  $G_m \approx 10^{11}-10^{12}$ , число фотонов спонтанной люминесценции  $N_d$ , прошедших за время  $2T_p$  через сечение пятна сфокусированного излучения с дифракционной расходимостью (фокального пятна площадью  $a_d^2$ ), пропорционально произведению  $G_m$  на число усиливаемых продольных мод (т. е. произведению ширины полосы усиления  $\Delta\Omega$  на длительность импульса накачки):  $N_d \approx \Delta\Omega \times T_p G_m$ . Интенсивность  $I_{sd}$  спонтанного излучения в данной области и плотность его энергии  $w_{sd}$ , прошедшей через сечение площадью  $a_d^2 \approx 10^{-6}-10^{-7}$  см<sup>2</sup>, достигают внушительных значений:  $10^{12}-10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $10^3-10^4$  Дж/см<sup>2</sup> соответственно при  $T_p \sim 1$  нс.

Для уменьшения  $I_{sd}$  и  $w_{sd}$  можно применять способы, аналогичные разрабатываемым для лазерных СПА-систем [19, 33–35]. В работе [19] в качестве источника фемтосекундных импульсов с длительностью  $\sim 300$  фс и энергией  $W_0 \approx 100$  мкДж, усиливаемых затем в СПА-усилителе, использовался параметрический усилитель с накачкой короткими импульсами ( $T_p \sim 4$  пс). В [33–35] для генерации примерно таких же импульсов применялись системы с предварительным усилением (или усилением с рекомпрессией [35]) исходного фемтосекундного импульса, последующей его «очисткой» от шумового излучения,

а затем удлинением в стретчере. В разд.3 настоящей работы анализируются особенности процессов в наиболее простой системе с ОРСПА, аналогичной рассмотренным выше.

За 30–40 пс до максимума интенсивности импульса контраст начинает быстро ухудшаться и за  $\sim 10$  пс от максимума он достигает  $\sim 10^{-6}$  [18, 34]. Согласно проведённым в [34] исследованиям контраст в этой области определяется в основном дефектами дифракционных решёток стретчера и компрессора с глубиной  $h \leq 0.1\lambda_1^{(0)}$  и характерными поперечными размерами  $\Delta_r \sim 1$  мм. При фокусировке скомпрессированного излучения, поперечный размер пучка которого  $D_c \sim 10$  см, влияние дефектов решёток компрессора на контраст в фокальном пятне уменьшится примерно в  $(\Delta_r/D_c)^2 \approx 10^4$  раз. Уменьшение влияния дефектов решёток стретчера менее существенно, но и оно будет иметь заметную величину ( $10^{-2}-10^{-3}$ ), если диаметр пучка в стретчере  $D_{str}$  сделать достаточно большим ( $\sim 1-3$  см). Следовательно, форма переднего фронта импульса в фокальной области до уровня  $10^{-8}-10^{-10}$  от пиковой интенсивности будет определяться когерентными процессами в каскадах усилителя и системе стретчер–компрессор. В разд.3 с такой точностью проведён анализ факторов, определяющих форму и крутизну переднего фронта импульса, а также контраст на интервале до нескольких пикосекунд от его максимума.

Для анализа процессов параметрического усиления пучков частотно-модулированного излучения в поле спектрально ограниченного импульса накачки в работе [25] было предложено применять уравнения квазистационарного и квазистатического приближения для амплитуд взаимодействующих волн, в которых учитываются зависимость от локальной частоты сдвигов взаимодействующих волновых пакетов из-за разных направлений и величины их групповых скоростей, а также зависимость от этой частоты волновой расстройки. В разд.2 проведён анализ возможности применения аналогичных уравнений для исследования процессов параметрического усиления пучков частотно-модулированного излучения в поле «коротких» ( $T_p \sim 1-10$  пс) частотно-модулированных «наклонных» волновых пакетов накачки. Рассмотрен также вопрос о максимальной длине нелинейных элементов усилителей с накачкой импульсами, длительность которых близка к предельно малой, и с предельной шириной полосы усиления. На основе уравнений квазистатического приближения в разд.3 проведено численное моделирование процессов для нескольких вариантов многокаскадных параметрических усилителей на кристалле DKDP. Это, кроме указанных выше вопросов, позволило выяснить некоторые общие закономерности параметрического усиления в многокаскадных системах.

## 2. Квазистационарные и квазистатические световые пучки

При оптимальном подборе параметров параметрических усилителей фемтосекундных импульсов с длительностью  $2\tau_0$ , удлинённых в стретчере до  $2T_1 \gg 2\tau_0$ , относительный сдвиг взаимодействующих волновых пакетов и изменение их длительности при распространении в нелинейном элементе должны быть меньше  $T_1: d|\Delta K'_{\max}| < T_1$ , где  $d$  – длина элемента;  $\Delta K'_{\max}$  – максимальная разность модулей лучевых векторов  $S_j = K'_j(\omega_j)$  взаимодействующих волн;  $K_j$  – волновое число; здесь и далее штри-

хом обозначается производная по частоте. Форму импульсов будем считать гауссовой. Кроме того, при разумном выборе этих параметров взаимодействие волн будет приводить к медленному изменению их амплитуд и фаз. Поэтому при анализе процессов параметрического взаимодействия в таких усилителях естественно ограничиться слабо нелинейным приближением, в котором эйконалы волн удовлетворяют линейным дисперсионным соотношениям.

В широкополосных многокаскадных усилителях применяется взаимодействие I типа (типа  $e-\infty$ ). Рассмотрением такого взаимодействия мы и ограничимся. Будем считать, что сигнальная волна, спектральные составляющие которой распространяются в одном направлении (коллимированный пучок) падает на нелинейный элемент вдоль параллельной оси  $z$  нормали к его поверхности. При прохождении через стретчер фаза спектральных амплитуд этого излучения меняется на величину  $\Phi_{\text{str}}^{(0)}$ , зависящую от сдвига  $\Omega_1$  несущей частоты  $\omega_1$  от её центрального значения  $\omega_1^{(0)}$  ( $\omega_1 = \omega_1^{(0)} + \Omega_1$ ). Форма импульса определяется, как известно, только нелинейной составляющей этой зависимости:  $\Phi_{\text{str}}(\Omega_1) = \Phi_{\text{str}}^{(0)}(\Omega_1) - \Phi_{\text{str}}^{(0)'}(0)\Omega_1$ . Методом стационарной фазы можно показать, что амплитуда сигнальной волны после стретчера пропорциональна спектральной амплитуде  $A_1^{(0)}(\mathbf{r}_\perp, \Omega_1)$  исходного импульса, а переменная частота  $\Omega_1(t)$  определяется в неявном виде:

$$A_1(\mathbf{r}_\perp, t) = \left( \frac{i}{2\pi|\Phi_{\text{str}}''(\Omega_1(t))|} \right)^{1/2} A_1^{(0)}(\mathbf{r}_\perp, \Omega_1(t)) \times \exp[-i\Phi_1^{(0)}(t)], \quad t = \frac{d\Phi_{\text{str}}(\Omega_1(t))}{d\Omega_1}, \quad (1)$$

$$\Phi_1^{(0)}(t) = \int_0^t \Omega_1(t) dt = \Phi_{\text{str}}(\Omega_1(t)) + t\Omega_1(t).$$

Локальная частота  $\Omega_1(t)$  меняется во времени по закону, близкому к линейному:  $\Omega_1(t) \approx \dot{\Omega}_1 t$ ,  $\Omega_1 = \Omega_0/T_1$ . Величина  $\Omega_0 = 1/\tau_0$  равна полуширине спектра фемтосекундного импульса, а коэффициент его удлинения  $K_{\text{str}} = \Phi_{\text{str}}'' \Omega_0^2 \gg 1$  определяет длительность импульса после прохождения через стретчер:  $T_1 = \tau_0 K_{\text{str}}$ . Стретчер характеризуется шириной полосы пропускания  $\Omega_{\text{str}}$  и длительностью  $T_{\text{str}} = |\Phi_{\text{str}}''| \Omega_{\text{str}}$  волнового цуга. Эти параметры обычно выбираются такими, чтобы выполнялись условия  $\Omega_{\text{str}} \geq 4\Omega_0$ ,  $T_{\text{str}} \geq 4T_1$ .

Излучение накачки с длительностью импульса  $2T_p \geq T_{\text{str}}$  в общем случае тоже является частотно-модулированным:  $\omega_p = \omega_p^{(0)} + \Omega_p(t)$ , где  $\Omega_p(t) \approx \dot{\Omega}_p(t)/T_p$ ;  $\Omega_p^{(0)} = 1/\tau_p^{(0)}$ ;  $2\tau_p^{(0)}$  – длительность исходного спектрально ограниченного импульса. Оно падает на нелинейный элемент под углом  $\Psi_p$  к оси  $z$  в плоскости  $zx$ , которой параллельна оптическая ось кристалла нелинейного элемента (для определённости будем считать, что ось этого пучка (ось  $z_3$ ) наклонена в направлении отрицательных значений  $x$ ). В ряде случаев волновой пакет излучения накачки следует делать «наклонным». Такой волновой пакет получается при прохождении коллимированного волнового пакета через преломляющий (или отражающий) дисперсионный элемент, например призму (или при отражении от дифракционной решётки). Ширина спектра накачки обычно значительно меньше несущей частоты:  $\Omega_p^{(0)}/\omega_p^{(0)} \ll 1$ . Поэтому в приближении геометрической

оптики выражения для комплексной амплитуды  $A_p$  «наклонного» волнового пакета накачки на границе нелинейного элемента можно записать в виде

$$A_p(\mathbf{r}_\perp, t) = A_p^{(0)}(\tilde{\mathbf{r}}_\perp, \Omega_p(t_p^{(x)})) \exp \left[ -i \int_0^{t_p^{(x)}} \Omega_p(t_1) dt_1 \right],$$

$$t_p^{(x)} = t + S_p^{(x)} x, \quad (2)$$

$$A_p^{(0)}(\tilde{\mathbf{r}}_\perp, \Omega_p(t_p^{(x)})) = f_p \left( \frac{\tilde{x}}{a_p}, \frac{y}{a_p} \right) A^{(0)} \left( \frac{t_p^{(x)}}{T_p} \right) \times \exp \left\{ -ixq_0 \left[ \frac{\Omega_p(t_p^{(x)})}{\omega_p^{(0)}} \right]^2 \right\}.$$

Здесь

$$S_p^{(x)} = \frac{\cos \Psi_p}{c} (\tan \theta_t + \tan \Psi_p);$$

$$\tilde{x} = \left[ x \cos \Psi_p^{(0)} + \Delta z \tan \theta_t \frac{\Omega_p(t_p^{(x)})}{\omega_p^{(0)}} \right];$$

$q_0 = k_p^{(0)} m_1 \tan \theta_t$ ;  $k_p^{(0)} = \omega_p^{(0)}/c$ ;  $m_1 \simeq 1$ ;  $\Delta z$  – расстояние от точки пересечения центральных лучей;  $f_p(0, 0) = 1$ ;  $a_p$  – диаметр пучка накачки;  $\theta_t$  – угол наклона волнового фронта к оси пучка накачки. Для призмы при нормальном падении  $\theta_t$  определяется её углом преломления  $\Psi_{\text{pr}}$  и дисперсией первого порядка  $n_{\text{pg}} = cK'_{\text{pr}}$ :

$$\tan \theta_t = \tan \Psi_{\text{pr}} \frac{n_{\text{pg}} - n_{\text{pr}}}{n_{\text{pr}}},$$

где  $n_{\text{pr}}$  – показатель преломления призмы; при этом

$$m_1 = \cos \Psi_p \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[ \tan \theta_t (\tan \Psi_{\text{pr}} + \tan \Psi_p) + \frac{\omega_p^{(0)} n''_{\text{pr}}}{n'_{\text{pr}}} \right] \right\}.$$

Считается, что на входе в дисперсионный элемент поперечная структура пучка не зависит от времени.

Холостая волна с частотой  $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$  возбуждается в нелинейном элементе усилителя. Поэтому поперечная составляющая её волнового вектора равна поперечной составляющей волнового вектора волны накачки, а её фаза на границе ( $z = 0$ ) равна разности фаз волны накачки и сигнальной волны:

$$\Phi_2^{(0)}(x, \tau) = \Phi_p^{(0)}(x, \tau) - \Phi_1^{(0)}(x, \tau) = - \int_0^\tau \Omega_1^{(0)}(t_1) dt_1 + \int_0^{t+S_p^{(x)}x} \Omega_p^{(0)}(t_1) dt_1.$$

Здесь введена новая переменная – «локальное» время  $\tau = t - zS_0$ , где  $S_0 = 1/v_0$ , а  $v_0$  – групповая скорость какой-либо из волн на центральной частоте (ниже будем считать, что  $v_0 = v_1^{(0)}$  – групповая скорость сигнальной волны).

На основании сказанного поля  $E_j$  взаимодействующих в нелинейном элементе усилителя волн можно записать в виде

$$E_j = \frac{e_j}{2} \left( \frac{\lambda_j^{(0)} I_p}{\lambda_p^{(0)} n_j^{(0)}} \right)^{1/2} A_j(\mathbf{r}_\perp, z, \tau) \exp \left\{ -i \left[ (k_{jx} x - k_{jz} z + \omega_j^{(0)} t) + \Phi_j(x, z, \tau) \right] \right\} + \text{компл. сопр.}, \quad (3)$$

где  $n_j^{(0)}$  – показатель преломления среды, а амплитуды волн  $A_j$  нормированы так, что квадрат их модуля пропорционален плотности потока фотонов на центральной частоте соответствующей волны, деленной на плотность потока фотонов волны накачки с заданной интенсивностью  $I_p$ . Функции  $\Phi_j(x, z, \tau)$ , которые будем называть эйконалами соответствующих волн, определяются линейными дисперсионными уравнениями

$$\Delta K_{jz}(p_j^{(t)}, p_j^{(x)}) + p_j^{(x)} = 0, \tag{4}$$

$$p_j^{(t)} = \frac{\partial \Phi_j}{\partial \tau}, \quad p_j^{(x)} = \frac{\partial \Phi_j}{\partial x}, \quad p_j^{(z)} = \frac{\partial \Phi_j}{\partial z}.$$

Величины  $\Delta K_{jz}(p_j^{(t)}, p_j^{(x)})$  задаются выражениями

$$\Delta K_{jz}(p_j^{(t)}, p_j^{(x)}) = [K_{jz}(\omega_j, p_j^{(x)}) - k_{jz} - S_0 p_j^{(t)}],$$

$$k_{jz} = K_{jz}(\omega_j^{(0)}, 0), \quad \omega_j = \omega_j^{(0)} + p_j^{(t)}.$$

Здесь для обыкновенных сигнальной и холостой волн ( $j = 1, 2$ )

$$K_{jz}(\omega_j, p_j^{(x)}) = [K_j^2 - (k_{jx} + p_j^{(x)})^2]^{1/2},$$

$$K_j = \frac{\omega_j}{c} [\varepsilon_o(\omega_j)]^{1/2}, \quad k_{1x} = 0, \quad k_{2x} = k_{px} = k_p^{(0)} \sin \Psi_p,$$

а для волны накачки

$$K_{pz}(\omega_p, p_p^{(x)}) = -\beta_p (k_{px} + p_p^{(x)}) + [K_c^2(\theta_p, \omega_p) - (k_{px} + p_p^{(x)})^2 (1 + \delta\varepsilon_{oe} - \beta_p^2)]^{1/2},$$

где

$$K_c^2(\theta_p, \omega_p) = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\varepsilon_o(\omega_p)\varepsilon_e(\omega_p)}{\varepsilon_e(\omega_p) \cos^2 \theta_p + \varepsilon_o(\omega_p) \sin^2 \theta_p};$$

$$K_p = [K_c^2(\theta_p, \omega_p) - k_{px}^2 (1 + \delta\varepsilon_{oe} - \beta_p^2)]^{1/2};$$

$$\delta\varepsilon_{oe} = \beta_p \cot(2\theta_p);$$

$$\beta_p = \frac{[\varepsilon_o(\omega_p) - \varepsilon_e(\omega_p)] \sin(2\theta_p)}{2[\varepsilon_e(\omega_p) \cos^2 \theta_p + \varepsilon_o(\omega_p) \sin^2 \theta_p]}$$

– угол двулучепреломления; индексы «e» и «o» соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам;  $\theta_p$  – угол между осью  $z$  и оптической осью кристалла.

Решение уравнений (4) запишем в приближении геометрической оптики (считая  $p_j^{(x)2} = 0$ ) и пренебрежём дисперсией двулучепреломления:

$$\Phi_j(x, z, \tau) = \Phi_j^{(0)}(x_j^{(0)}, t_j^{(0)}) - z [\Delta K_{jz}(p_j^{(t0)}) - p_j^{(t0)} \tilde{S}_j - p_j^{(x0)} \tilde{\beta}_j],$$

$$\Phi_1^{(0)}(t_1^{(0)}) = \int_0^{t_1^{(0)}} \Omega_1^{(0)}(t_1) dt_1,$$

$$\Phi_p^{(0)}(x, \tau) = \int_0^{t_p^{(0)} + S_p^{(x)} x_p^{(0)}} \Omega_p^{(0)}(t_1) dt_1,$$

$$\Phi_2^{(0)}(x, \tau) = \left[ - \int_0^{t_2^{(0)}} \Omega_1^{(0)}(t_1) dt_1 + \int_0^{t_2^{(0)} + S_p^{(x)} x_2^{(0)}} \Omega_p^{(0)}(t_1) dt_1 \right], \tag{5}$$

$$p_1^{(t0)} = \Omega_1(t_1^{(0)}), \quad p_1^{(x0)} = 0, \quad p_p^{(t0)} = \Omega_p(t_p^{(0)} + S_p^{(x)} x_p^{(0)}),$$

$$p_p^{(x0)} = S_p^{(x)} \Omega_p(t_p^{(0)} + S_p^{(x)} x_p^{(0)}),$$

$$p_2^{(t0)} = -\Omega_2(t_2^{(0)}) + \Omega_p(t_2^{(0)} + S_p^{(x)} x_2^{(0)}),$$

$$p_2^{(x0)} = S_p^{(x)} \Omega_p(t_2^{(0)} + S_p^{(x)} x_2^{(0)}),$$

$$t_j^{(0)} = \tau - z \tilde{S}_j(p_j^{(t0)}, p_j^{(x0)}), \quad x_j^{(0)} = x - \tilde{\beta}_j z,$$

где

$$\tilde{S}_j(p_j^{(t0)}, p_j^{(x0)}) = \left\{ K'_{jz}(\omega_j, 0) \left[ 1 + \frac{k_{jx} p_j^{(x0)}}{K_{jz}^2(\omega_j, 0)} \right] - S_0 \right\};$$

$$\tilde{\beta}_2 = -\frac{k_{px}}{K_{2z}(\omega_j, 0)}; \quad \tilde{\beta}_p = -\left[ \beta_p + \frac{k_{px}(1 + \delta\varepsilon_{oe} - \beta_p^2)}{K_p} \right].$$

Уравнения для амплитуд взаимодействующих волн  $A_j(\mathbf{r}_\perp, z, \tau)$  похожи на обычные уравнения квазиоптики, описывающие трехволновые взаимодействия, параметры которых зависят от локальных частот  $\omega_j = \omega_j^{(0)} + p_j^{(t0)}$  и поперечных составляющих волновых векторов  $-p_j^{(x0)}$ . В общем случае в левую часть этих уравнений следует добавить линейный оператор  $\hat{R}_j$ , учитывающий влияние на изменение амплитуд конечной скорости изменения частот, а также дисперсию второго и третьего порядков:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \tilde{S}_1(\omega_1) \frac{\partial A_1}{\partial \tau} + \frac{i}{2K_1} \Delta_\perp A_1 + \hat{R}_1 A_1 = i\gamma_1(\omega_1) A_p A_2^* \exp[i\Delta\Phi(x, z, \tau)],$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \tilde{\beta}_2(\omega_2) \frac{\partial A_2}{\partial x} + \tilde{S}_2(\omega_2) \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + \frac{i}{2K_{2z}} \Delta_\perp A_2 + \hat{R}_2 A_2 = i\gamma_2(\omega_2) A_p A_1^* \exp[i\Delta\Phi(x, z, \tau)], \tag{6}$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \tilde{\beta}_p \frac{\partial A_p}{\partial x} + \tilde{S}_p(\omega_p) \frac{\partial A_p}{\partial \tau} + \frac{i}{2K_{pz}} \Delta_\perp A_p + \hat{R}_p A_p = i\gamma_p(\omega_p) A_1 A_2 \exp[-i\Delta\Phi(x, z, \tau)],$$

$$\hat{R}_j = -\frac{K_{pz}'' \dot{\Omega}_j}{2} - i \frac{K_{pz}''}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{K_{pz}'''}{6} \frac{\partial^3}{\partial \tau^3}.$$

Здесь  $\dot{\Omega}_j = \partial \Omega_j / \partial \tau$ . Коэффициенты взаимодействия волн  $\gamma_j(\omega_j) = \gamma_o f_j(\omega_j)$  определяются выражениями

$$\gamma_o = \chi \sqrt{I_p},$$

$$f_j(\omega_i) = \frac{n_j^{(0)}}{n_j \cos \tilde{\beta}_j} \left( 1 + \frac{\Omega_j}{\omega_j^{(0)}} \right),$$

где

$$\chi = d_{\text{eff}} \left( \frac{2\omega_1^{(0)}\omega_2^{(0)}}{\varepsilon_0 c^3 n_1^{(0)} n_2^{(0)} n_p^{(0)}} \right)^{1/2}$$

( $\chi$  берётся в Вт<sup>-1/2</sup>);  $d_{\text{eff}}$  – эффективная нелинейность кристалла;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума. Наиболее существенное влияние на процесс усиления оказывает зависимость фазовой расстройки  $\Delta\Phi(z, x, \tau)$  от локальных значений  $p_j^{(x,0)}$  и  $-p_j^{(x,0)}$ :

$$\Delta\Phi(x, z, \tau) = [\Phi_1(x, z, \tau) + \Phi_2(x, z, \tau) - \Phi_3(x, z, \tau)].$$

В правых частях уравнений (6) очевидным образом можно учесть малые изменения показателя преломления, связанные с кубической нелинейностью. При конкретных расчётах предполагалось, что анизотропия и дисперсия этой нелинейности малы, так что для нелинейного показателя преломления  $j$ -й волны  $\Delta n_j$  применимы выражения для изотропной среды [36]:

$$\begin{aligned} \Delta n_j &= \frac{1}{2} n_2 \left( |E_j|^2 + 2|E_l|^2 + \frac{2}{3} |E_p|^2 \right) \quad (j = 1, 2, l = 1, 2), \\ \Delta n_p &= \frac{1}{2} n_2 \left( \frac{2}{3} |E_1|^2 + \frac{2}{3} |E_2|^2 + |E_p|^2 \right). \end{aligned} \quad (7)$$

На основании приведённых в [37] данных можно считать, что  $B$ -интеграл в DKDP для излучения накачки в нелинейном элементе длиной  $d$  равен  $3.2 \times 10^{-2} d I_p$ , где  $I_p$  берётся в ГВт/см<sup>2</sup>. Учитывая это, величина  $\frac{1}{2} n_2$  определялась при конкретных расчётах.

За счёт изменения угла наклона излучения накачки  $\theta_l$  можно в некоторых пределах компенсировать групповую расстройку сигнала и накачки, а также менять ширину полосы усиления (см., напр., [7, 32, 38]). Однако при  $S_p^{(x)} \neq 0$  фаза частотно-модулированной накачки и, следовательно, фазовая расстройка  $\Delta\Phi$  зависят от поперечной координаты  $x$  и времени. В параметрических усилителях, в которых радиус пучка накачки  $a_p$  порядка длины  $L_p = cT_p$  или превышает её, это может привести к хроматической зависимости фазы сигнала от  $x$ . Кроме того, в этих случаях при существенном наклоне фронта импульса накачки к входной поверхности нелинейного элемента форма пучка накачки, а следовательно и пучка усиленного сигнала, будет нестационарной. Поэтому в параметрических усилителях мощных коротких импульсов при накачке широкими пучками угол наклона  $\theta_l$  следует выбирать таким, чтобы фронт импульса накачки был параллелен входной поверхности нелинейного элемента ( $S_p^{(x)} = 0$ ). При этом вследствие квадратичной угловой дисперсии зависимость направления распространения пучка накачки от её локальной частоты является слабой:  $\Delta\Psi_p \approx \tan \theta_l (\Omega_p(t)/\omega_p^{(0)})^2$  (см. формулу (2)). При некотором ограничении, накладываемом на длину нелинейного элемента  $d$ :

$$|\beta_{p2}| q_0 \left[ \frac{\Omega_p(t_p^{(x)})}{\omega_p^{(0)}} \right]^2 d < \frac{\pi}{2} \quad (\beta_{p2} = \tilde{\beta}_p - \tilde{\beta}_2),$$

указанная зависимость не будет влиять ни на коэффициент усиления, ни на фазу усиленного сигнала. Рассмотрением этого одномерного приближения для эйконалов мы ниже и ограничимся.

Соотношения (5) для эйконалов и уравнения (6) для амплитуд частотно-модулированных волн определяют процессы усиления в широком интервале значений параметров. В параметрических усилителях, работающих в близком к оптимальному режиму, для описания усиления достаточно гладких импульсов выражения (5), (6) могут быть заменены уравнениями, позволяющими значительно упростить численное моделирование работы многокаскадных усилительных систем. Это связано с тем, что в нелинейных элементах таких усилителей временные сдвиги импульсов усиливаемых волн относительно друг друга и относительно импульса накачки должны быть меньше длительности этих импульсов:  $|S_{j\text{max}}| d < T_{\text{str}}, T_p$ . Если это условие не выполняется, то, как показали ещё первые исследования влияния разности групповых скоростей взаимодействующих волн на процессы параметрического усиления [39], на нелинейном этапе взаимодействия происходит сильная модуляция амплитуды этих импульсов и, следовательно, существенно искажается спектр усиленного сигнала. При малых относительных сдвигах взаимодействующих импульсов выражение для фазовой расстройки можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta\Phi(z, \tau) &\approx z \Delta\tilde{K}(z, \tau), \quad \Delta\tilde{K}(z, \tau) = [\Delta K(\tau) - \delta k(z, \tau)]; \\ \Delta K(\tau) &= [\Delta K_1(\Omega_1(\tau)) + \Delta K_{2z}(\Omega_2(\tau)) - \Delta K_{pz}(\Omega_p(\tau))] + \Delta k_0; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\delta k(z, \tau) = z \left[ \dot{\Omega}_1 \frac{\tilde{S}_1^2(\tau) - \tilde{S}_2^2(\tau)}{2} + \dot{\Omega}_p \frac{\tilde{S}_p^2(\tau) - \tilde{S}_2^2(\tau)}{2} \right].$$

Здесь  $\Omega_2(\tau) = \Omega_p(\tau) - \Omega_1(\tau)$ ;  $\Delta k_0 = k_1 + k_{2z} - k_{pz}$ ;  $\tilde{S}_j(\tau) = K'_{jz} - S_0$ . Пропорциональная продольной координате величина  $\delta k(z, \tau)$  характеризует изменение модуля волновой расстройки  $\Delta K(z, \tau)$  вследствие конечной скорости изменения частот (следствие эффекта «проскальзывания» частот). Влияние этого слагаемого на процесс усиления увеличивается с ростом ширины полосы усиления и уменьшением длительности удлиненного импульса  $T_{\text{str}}$ . Поэтому рассмотрим случай малых длительностей импульса накачки  $T_p$  (порядка пикосекунды), при которых допустимое с точки зрения пробоя значение её интенсивности  $I_{\text{max}}$  увеличивается до десятков ГВт/см<sup>2</sup> (поскольку  $I_{\text{max}} \approx I_0 (T_p^{(0)}/T_p)^{1/2}$ ,  $T_p^{(0)} = 1$  нс). Вследствие этого увеличивается и ширина полосы усиления. Эту предельную ширину  $\Delta\Omega_{\text{max}}$  будем оценивать из условия  $[\Delta\tilde{K}(z, \Omega_1(\tau))/(2\gamma_0)]^2 \leq 0.25$ . При его выполнении волновая расстройка  $\Delta\tilde{K}$  слабо влияет на определённый в линейном квазистатическом приближении коэффициент усиления плоских волн:

$$G(z, \tau) = \cosh(p_0 z)^2 \left\{ 1 + \left[ \frac{\Delta\tilde{K}}{2p_0} \tanh(p_0 z) \right]^2 \right\},$$

$$p_0(\tau) = \left[ \gamma_0^2(\tau) - \frac{\Delta\tilde{K}^2}{4} \right]^{1/2}$$

(для упрощения записи принято, что  $f_j(\omega_j) = 1$ ). При оценках будем считать  $I_{\text{max}} = 25$  ГВт/см<sup>2</sup>.

На рис.1, 2 приведены характеристики сверхширокополосного синхронизма (волновых расстроек  $\Delta K$  и проекций лучевых векторов  $\tilde{S}_j$ ) для кристалла ВВО ( $S_p^{(0)} = 1.37$  пс/см,  $\chi = 6.1$  ГВт<sup>-1/2</sup>) длиной до  $\sim 0.2 T_{\text{str}}/S_p^{(0)}$  при накачке излучением второй гармоники титан-сапфира-

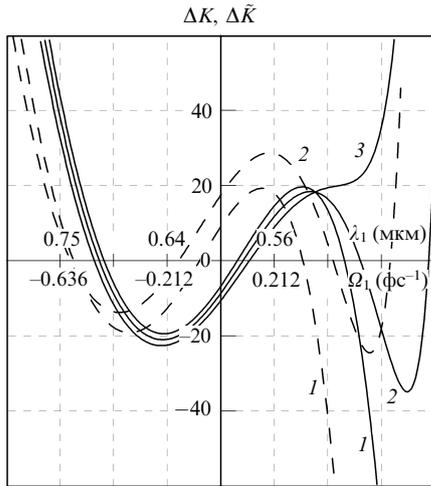


Рис.1. Зависимости от сдвига частоты  $\Omega_1$  и длины волны сигнала  $\lambda_1$  волновых расстройек в кристалле ВВО при  $\lambda_3^{(0)} = 0.4$  мкм: стационарная расстройка  $\Delta K(\Omega_1)$  (1),  $\Delta \tilde{K}(z, \Omega_1)$  при  $z = 0.5d_m$  (2) и  $z = d_m$  (3) для  $\Omega_3 > 0$ ,  $\theta_3 = 27.3^\circ$ ,  $\Psi_p = 5.67^\circ$  (сплошные кривые), а также  $\Delta K(\Omega_1)$  (1) и  $\Delta \tilde{K}(z, \Omega_1)$  при  $z = d_m$  (2) для  $\Omega_3 < 0$ ,  $\theta_3 = 27.6^\circ$ ,  $\Psi_p = 6.13^\circ$  (штриховые кривые).

вого лазера ( $\lambda_p^{(0)} = 0.4$  мкм) с начальной длительностью импульса  $\tau_p^{(0)} \approx 100$  фс, удлинённого до  $2T_p \approx T_{str} \approx 1$  пс. Функции  $\Delta K$  и  $\tilde{S}_j$  построены на основе соотношений Селлмейера, приведённых в [40]. Из этих данных следует, что при длине нелинейного элемента  $d < 0.1T_{str}/S_p^{(0)}$  относительный сдвиг частот слабо влияет на процесс взаимодействия волн в полосе усиления  $-0.6 \text{ фс}^{-1} \leq \Omega_1 \leq 0.6 \text{ фс}^{-1}$ . В этой области параметров для описания процесса усиления гладких сигналов применимо квазистатическое приближение:  $\tilde{S}_j = 0$ ,  $\Delta \tilde{K}(z, \Omega_1) = \Delta K(\Omega_1)$ .

При возрастании длины  $d$  до  $d_m = 0.2T_{str}/S_p^{(0)}$  полоса «волнового синхронизма» как бы уширяется – в высокочастотной её части, в которой разность групповых скоростей усиливаемых волн быстро нарастает с увеличением частоты, появляется область, в которой «волновой синхронизм» устанавливается во второй половине нелинейного элемента. При дальнейшем увеличении  $d$  волновая расстройка в конце нелинейного элемента начинает

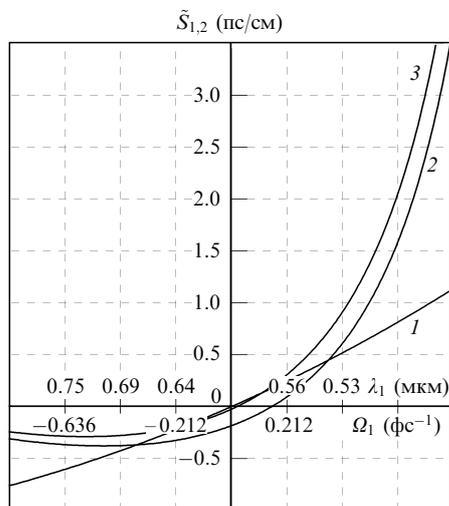


Рис.2. Зависимости от  $\Omega_1$  и  $\lambda_1$  проекций лучевых векторов  $\tilde{S}_1$  при  $\theta_3 = 27.3^\circ$ ,  $\Psi_p = 5.67^\circ$  (1),  $\tilde{S}_2$  при  $\theta_3 = 27.3^\circ$ ,  $\Psi_p = 5.67^\circ$  (2),  $\tilde{S}_3$  при  $\theta_3 = 27.6^\circ$ ,  $\Psi_p = 6.13^\circ$  (3).

возрастать в центре полосы усиления. Таким образом, максимальной длиной нелинейного элемента при усилении сигнала в полосе с предельной шириной  $\Delta\Omega_{max} \approx 1.2 \text{ фс}^{-1}$  при  $T_{str} \approx 1$  пс можно считать длину  $d_m = 0.2 \times T_{str}/S_p^{(0)}$ . Максимальный коэффициент усиления каскада  $G_m = [\cosh(\gamma_0 d_m)]^2$  без учёта относительного сноса пучков при  $T_{str} \approx 1$  пс достигает 2500. Изменение знака частотной модуляции накачки приводит к некоторому сдвигу полосы усиления в сторону меньших частот. Эффект «проскальзывания» частот в этом случае проявляется при большей длине нелинейного элемента (при  $d_m = 0.35T_{str}/S_p^{(0)}$ , см. рис.1). Чтобы выяснить возможность использования эффекта «расширения полосы волнового синхронизма» при  $d \approx d_m$  для увеличения ширины спектра усиливаемого сигнала, необходимо провести анализ процесса усиления с помощью полной системы уравнений квазистационарного приближения.

В кристалле DKDP коэффициент взаимодействия волн на порядок меньше, чем в ВВО, но примерно на порядок меньше и дисперсия (например,  $S_p^{(0)} = 0.235$  пс/см). Поэтому в данном кристалле имеет место аналогичная ситуация, однако предельная ширина полосы усиления несколько меньше ( $\Delta\Omega_{max} \approx 0.8 \text{ фс}^{-1}$ ). Кроме того, поскольку коэффициент взаимодействия волн в DKDP на порядок меньше, чем в ВВО, при выборе длины нелинейного элемента нужно учитывать требование малости нелинейного набега фазы из-за кубической нелинейности.

### 3. Усилитель на кристалле DKDP с выходной мощностью $P > 10$ ПВт и подавленной люминесценцией

Для анализа работы усилителя в квазистатическом приближении составлена программа моделирования процессов в многокаскадном (до пяти каскадов) усилителе. Номер каскада будем обозначать нижним индексом  $n$ ;  $n = 0$  относится к волнам на входе системы, т. е. на входе первого каскада. Моделировались процессы как в одномерном приближении, так и при взаимодействии волновых пучков с учётом их поперечной структуры, разного направления групповых скоростей и дифракции. В последнем случае исследование проводилось в два этапа. На первом решалась система уравнений (6) для фиксированного момента времени  $t_1 = \tau/T_1$ , которому соответствует безразмерная мгновенная частота  $\Omega = \Omega_1/\Omega_0$ . Результаты вычислений для характерных сечений – в начале и конце каскада – запоминались. Кроме амплитуд волн  $A_{jn}(x, y, \Omega) = A_{jn}(r_\perp, \Omega)$  вычислялся их безразмерный «угловой» спектр:

$$B_{jn}(q_x, q_y, \Omega) = B_{jn}(\mathbf{q}, \Omega) = \iint A_{jn}(r_\perp, \Omega) \exp(i\mathbf{q}r_\perp) d\mathbf{r}_\perp.$$

Функция

$$B_n(q_x, q_y, \Omega) = \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_1^{(0)}}\right) B_{1n}(q_x, q_y, \Omega)$$

определяет поле в области фокуса линзы (или фокусирующего зеркала) с фокусным расстоянием  $F$ :

$$E_{1n}(x_f, y_f, \Omega) = i \frac{k_1^{(0)} a_{pn}}{2\pi F} \left(\frac{I_p \lambda_1^{(0)}}{\lambda_3^{(0)}}\right)^{1/2} B_n(q_x, q_y, \Omega). \quad (9)$$

Здесь  $a_{pn}$  – радиус пучка накачки в  $n$ -м каскаде;  $q_x = q_x^{(0)}(1 + \Omega)$ ;  $q_y = q_y^{(0)}(1 + \Omega)$ ;  $q_x^{(0)} = \theta_x/\theta_{dn}$ ;  $q_y^{(0)} = \theta_y/\theta_{dn}$ ;  $\theta_{dn} = 1/(k_1^{(0)} a_{pn})$ ;  $\theta_x = x/F$ ;  $\theta_y = y/F$ .

На втором этапе проводилось исследование процесса во времени. От каждой функции  $A_{jn}(x, y, \Omega)$  или функции  $B_n(q_x, q_y, \Omega)$  вычислялся интеграл фурье-преобразования по частоте:

$$\bar{A}_{jn}(x, y, t_0) = \int A_{jn}(x, y, \Omega) \exp[i\Phi_{Acor}(\Omega)] \exp(it_0\Omega) d\Omega,$$

$$\bar{B}_n(q_x, q_y, t_0) = \int B_n(q_x, q_y, \Omega) \exp[i\Phi_{Bcor}(\Omega)] \exp(it_0\Omega) d\Omega,$$

и тем самым определялась зависимость амплитуд скомпрессированного импульса  $\bar{A}_{jn}(x, y, t_0)$  и  $\bar{B}_n(q_x, q_y, \Omega)$  от безразмерного времени  $t_0 = t/\tau_0$ . При определении характеристик этого импульса предполагалось, что компрессор вносит зависящий от частоты набег фаз  $\Phi_{Acor}(\Omega)$  и  $\Phi_{Bcor}(\Omega)$ , который компенсирует набег фаз  $\Phi_{str}(\Omega)$  в стретчере и линейный фазовый набег в усилителе. Зависимость от частоты нелинейного фазового набега определялась в процессе вычислений и представлялась в виде суммы аппроксимирующего полинома (до пятой степени) и остаточной фазы. Характеристики скомпрессированного импульса могли вычисляться при полной компенсации этого набега, а также при полной или частичной его компенсации аппроксимирующим полиномом.

Рассмотрим дополнительные предположения, используемые при моделировании взаимодействия частотно-модулированных пучков.

В общем случае волновой пакет накачки вследствие эффекта насыщения имеет кометообразную форму. При умеренном насыщении форма импульса в центральной части близка к гауссовой (см., напр., [41]), а распределение интенсивности по поперечному сечению мало отличается от распределения на входе в усилитель. Поэтому выражение для амплитуды  $A_{pn}(r_\perp, t)$  на входной поверхности нелинейного элемента  $n$ -го каскада с независимой накачкой можно записать в виде

$$A_{pn}(x, y, t) = \left(\frac{I_{pn}}{I_p}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_{pn}^2}\right) \times \cos^2\left[\frac{\pi}{2}(r^2)^{m_n}\right] \text{ при } r^2 = x^2 + y^2 < 1, \quad (10)$$

$$A_{pn}(x, y, t) = 0 \text{ при } r^2 > 1.$$

В (10)  $I_{pn}$  – интенсивность волны накачки на входе  $n$ -го каскада;  $I_p$  – интенсивность волны накачки на входе первого каскада предварительного усилителя;  $m_n$  – показатель «супергауссовости», который характеризует форму поперечного сечения пучка. Координаты  $x$  и  $y$  нормированы на радиус пучка накачки соответствующего каскада ( $x = x/a_{pn}^{(x)}$ ,  $y = y/a_{pn}^{(y)}$ ). Предусмотрена возможность введения в правую часть выражения (9) множителей, моделирующих зависимости амплитудной и фазовой модуляции пучков накачки от поперечных координат по гармоническому закону и квадратичную зависимость фазы от  $r$ . Импульс сигнального излучения на входе в усилитель считается гауссовым. Отметим, что для определения его энергии вследствие отличия амплитуды реального излучения накачки от амплитуды (10) необходимо вводить поправочный коэффициент, равный  $\sim 1.2 - 1.5$ .

Пучки взаимодействующих волн с выхода предыдущего каскада проецируются на вход последующего с заданными знаками и величинами сдвига, увеличения и коэффициента передачи. Возможно также введение в проекционные устройства фильтров углового спектра передаваемого ими пучка.

Моделировались процессы в многокаскадной системе с усилением короткого импульса в первом каскаде предварительного усилителя и подавлением люминесценции на его выходе. Схема усилителя показана на рис.3. Такой усилитель возбуждается фемтосекундными импульсами либо холостой [25, 26], либо сигнальной волны с энергией  $W_0 = 1$  нДж. Возбуждающий импульс проходит вначале через предварительный стретчер 1, в котором удлиняется до  $T_1^{(0)} \approx 10 - 40$  пс. Это необходимо для того, чтобы усиление в первом каскаде (порядка  $10^3 - 10^4$ ) происходило в линейном режиме. Кроме того, при таком растяжении импульса на процесс усиления будет слабо влиять эффект «проскальзывания» частот. Следует отметить, что в линейном режиме усиление короткого импульса, расположенного в центре длинного импульса накачки, уравнениями квазистатического приближения описывается практически точно.

После прохождения через систему формирования возбуждающего первый каскад импульса и усиления его в этом каскаде до энергии в несколько микрожоулей, импульс сигнального излучения компрессируется до первоначальной длительности в компрессоре 3 и затем проходит через нелинейный фильтр 4, который не пропускает излучение люминесценции первого каскада. В качестве такого фильтра целесообразно использовать основанное на эффекте нелинейного двулучепреломления устройство, аналогичное исследованному в работе [35]. При расчётах предполагалось, что нелинейный фильтр можно считать безынерционным, а интенсивность его насыщения настолько мала, что можно не учитывать изменение формы и фазы спектра сигнала; считалось, что сигнал при фильтрации ослаблялся в 10 раз.

После «очистки» от люминесценции импульс сигнального излучения проходит через основной стретчер 5 и затем усиливается во втором каскаде. При расчётах предполагалось, что оптические системы передают на вход этого каскада инвертированные относительно начала координат изображения вышедшего из первого каскада излучения накачки и сигнального излучения, не меняя углы между осями их пучков и оптической осью нелинейного элемента (либо меняют знаки углов, но не инвертируют

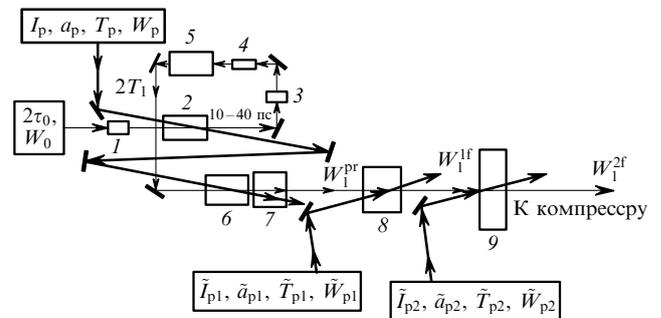


Рис.3. Схема параметрического многокаскадного усилителя: 1, 5 – стретчеры; 3 – компрессор; 4 – нелинейный фильтр; 2, 6, 7 – каскады предварительного усилителя; 8, 9 – каскады окончательного усилителя; тонкие линии, параллельные оси системы, – сигнальная волна; толстые линии – накачка.

Табл.1. Параметры предварительного усилителя.

Номер схемы	Схема предварительного усилителя	$I_p$ (ГВт/см <sup>2</sup> )	$W_p$ (Дж)	$a_{p0}$ (см)	$a_{10}$ (см)	$d_1$ (см)	$d_2$ (см)	$d_3$ (см)	$\tilde{I}_{p1}$ (ГВт/см <sup>2</sup> )	$\tilde{W}_{p1}$ (Дж)
1	Двухкаскадная схема	1.0	1.09	0.5	0.4	11	10	–	1.2	145.5
2	Схема с когерентным возбуждением третьего каскада	0.8	0.87	0.5	0.5	12	8.0	7.0	1.0	121.3
3а	Схема с инверсией конуса синхронизма третьего каскада ( $\Omega_{str} = \Delta\Omega_{max}$ )	0.8	1.25	0.6	0.5	12	9.6	7.0	1.0	121.3
3б	Схема с инверсией конуса синхронизма третьего каскада ( $\Omega_{str} = \Delta\Omega_{max}$ )	0.7	1.1	0.6	0.5	12	9.6	7.0	1.0	121.3
3в	Схема с инверсией конуса синхронизма третьего каскада ( $\Omega_{str} = 0.8\Delta\Omega_{max}$ )	0.8	0.87	0.5	0.5	12	9.6	7.0	1.0	121.3

Примечания:  $a_{p0}$  и  $a_{10}$  – радиусы пучков накачки и сигнала;  $d_1, d_2$  и  $d_3$  – длины элементов DKDP в предварительном усилителе;  $I_p$  и  $\tilde{I}_{p1}$  – интенсивности накачки в первых каскадах предварительного и оконечного усилителей;  $W_p$  и  $\tilde{W}_{p1}$  – соответствующие энергии накачки.

изображения). При такой схеме соединения каскадов конус усиления второго каскада инвертирован относительно конуса люминесценции первого, а также происходит некоторая компенсация связанных с относительным сносом пучков эффектов. В случае возбуждения первого каскада излучением холостой волны с радиусом пучка  $a_{20} = 0.12$  см радиус пучка сигнального излучения при передаче во второй каскад увеличивался в пять раз.

Длина нелинейных элементов из DKDP может достигать 12 см. Поэтому при пиковой интенсивности накачки на входе в предварительный усилитель  $I_p \approx 1$  ГВт/см<sup>2</sup> её эффективное преобразование в сигнальное излучение может произойти во втором каскаде. Этот случай рассматривался при моделировании схемы с двухкаскадным предварительным усилителем (схема 1). При работе предварительного усилителя в менее напряжённом режиме ( $I_p \leq 0.8$  ГВт/см<sup>2</sup>) необходим третий каскад предварительного усиления. Возможны два варианта присоединения третьего каскада. В первом варианте третий каскад подсоединяется ко второму по схеме когерентного возбуждения: все три взаимодействующие волны через достаточно узкий зазор проходят в нелинейный элемент третьего каскада без изменения формы пучков и фазового согласования (схема 2). Во втором варианте (схема 3а) связь второго и третьего каскадов аналогична связи первого и второго каскадов по схеме с инверсией конуса синхронизма. После предварительного усиления диаметр пучка излучения сигнальной волны увеличивается в 12 раз и оно усиливается сначала в первом, а затем, после расширения ещё в два раза, и во втором оконечном каскаде. В табл.1 приведены параметры схемы 3 с уменьшенной интенсивностью и энергией накачки (схема 3б), а также с уменьшенной спектральной полосой пропускания стретчера (схема 3в).

При моделировании работы усилителя параметры излучения накачки выбирались близкими либо к достигнутым [26–28], либо к ожидаемым значениям (см. табл.1). Радиусы пучков накачки  $\tilde{a}_{pn}$  на входе оконечных каскадов и длины их нелинейных элементов во всех вариантах расчётов были фиксированы ( $\tilde{a}_{p1} = 6$  см,  $\tilde{a}_{p2} = 12$  см,  $\tilde{d}_1 = 8$  см,  $\tilde{d}_2 = 3.5$  см). При расчётах фиксировались также длительности импульсов накачки во всех каскадах ( $T_p = \tilde{T}_{p1} = 1$  нс,  $\tilde{T}_{p2} = 1.2$  нс) и её интенсивность на входе оконечного каскада ( $\tilde{I}_{p2} = 1.4$  ГВт/см<sup>2</sup>). Предполагалось также, что в предварительном усилителе распределение интенсивности в пучке накачки является «супергаусовым» с  $m_n = 4$ . В оконечных каскадах расчёты проводились как при  $m_n = 2$  (в этом случае энергия им-

пульса накачки оконечного каскада  $\tilde{W}_{p2} = 795$  Дж), так и при  $m_n = 4$  ( $\tilde{W}_{p2} = 1024$  Дж). Оказалось, что при прочих равных условиях и одновременном изменении величины  $m_n$  в этих каскадах энергия и мощность усиленного импульса с точностью до нескольких процентов меняются пропорционально коэффициенту заполнения  $K_{m_n}$  пучка накачки ( $K_{m_n} = 0.59$  при  $m_n = 2$  и  $0.76$  при  $m_n = 4$ ); форма и длительность импульса при этом практически не меняются. В табл.1 и 2 приведены значения параметров при  $m_n = 2$ . Расчёты проводились при двух ширинах полосы пропускания стретчера:  $\Omega_{str} = \Delta\Omega_{max}$  и  $0.8\Delta\Omega_{max}$ , где  $\Delta\Omega_{max}$  – предельная ширина полосы усиления (её оценка дана ниже).

При возбуждении усилителя холостой волной радиус её пучка  $a_{20} \approx 0.12$  см выбирался примерно в пять раз меньшим радиуса пучка накачки  $a_p$ . Это необходимо для уменьшения влияния фазовой неоднородности пучка накачки. При близкой к предельной ширине полосы усиленного сигнала малый радиус возбуждающего пучка приводит к заметной зависимости от мгновенного значения частоты диаграммы направленности усиленного в первом каскаде сигнала. Частотно-угловая характеристика при  $q_y = 0$  для этого случая приведена на рис.4,а. Выбором параметров последующих каскадов предварительного усилителя зависимость направления распространения сигнала от частоты может быть практически полностью скомпенсирована, что иллюстрирует рис.4,б.

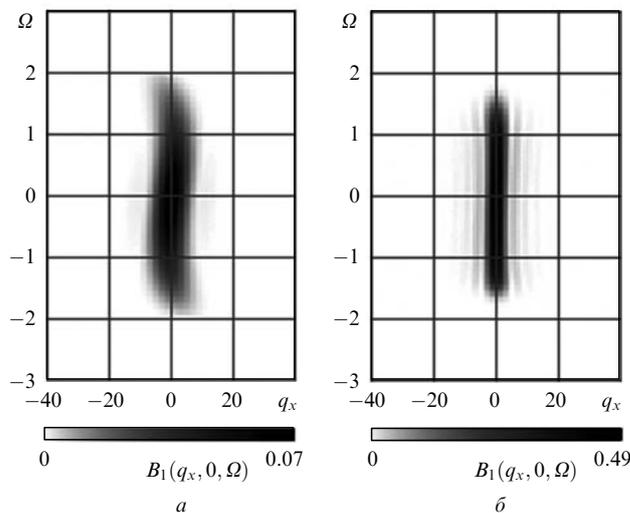


Рис.4. Зависимости от частоты  $\Omega$  и поперечного волнового числа  $q_x$  интенсивности сигнальной волны  $B_1(q_x, 0, \Omega)$  на выходе первого (а) и оконечного (б) каскадов.

Не будем подробно останавливаться на обсуждении деталей такой компенсации. Отметим только, что, по крайней мере, применение схемы 3 предварительного усилителя при его возбуждении излучением холостой волны позволяет получать скомпрессированные импульсы, характеристики которых близки к рассмотренным ниже характеристикам импульсов, возбуждаемых непосредственно сигнальным излучением.

При возбуждении усилителя сигнальным излучением радиус его пучка  $a_1$  целесообразно сделать равным радиусу пучка накачки первого каскада. Вследствие малости угла  $\beta_{p2} = \beta_p - \beta_2$  между групповыми скоростями холостой волны и волны накачки по сравнению с углом  $\tilde{\beta}_2$  между групповыми скоростями усиливаемых волн ( $|\beta_{p2}| \approx (0.004 \div 0.02)\Omega_1$ ,  $|\tilde{\beta}_2| \approx 0.041$ ) процесс усиления такого пучка будет мало чувствителен к фазовым неоднородностям пучка накачки, поперечный масштаб которых  $\Delta_\phi$  больше относительных сдвигов  $|\beta_{p2}|d_n$  пучков излучения накачки и холостой волны на длине нелинейного элемента, а также к мелкомасштабным неоднородностям интенсивности пучка накачки в плоскости  $xz$  (масштаб которых  $\Delta_1 < |\beta_p|d_n \approx a_p$ ). Неоднородности интенсивности накачки в плоскости  $zy$  даже при их малой величине (не более  $0.1I_p$ ) могут вызывать заметную (в несколько десятков процентов) модуляцию интенсивности сигнала. Как показали расчёты, такая модуляция мало меняет усреднённые по поперечному сечению значения коэффициента усиления (в нелинейном режиме – коэффициента преобразования накачки). Установка пространственных фильтров после каждого каскада предварительного усилителя уменьшает её влияние на параметры усиленного в оконечных каскадах сигнала (до  $\sim 1\%$ ).

При усилении широкого пучка становится практически незаметным изменение направления его распространения при отклонении частоты от частоты точного синхронизма. Характеристики схем усилителя с таким способом возбуждения рассмотрим более подробно.

Параметры оконечных каскадов предварительного усилителя (второго или третьего и третьего) в основных вариантах расчётов подбирались такими, чтобы его выходной каскад работал в режиме умеренного «перенасыщения», когда максимум коэффициента преобразования достигается внутри нелинейного элемента, а затем уменьшается примерно в два раза. Длины нелинейных элементов двух оконечных каскадов и коэффициенты передачи мощности сигнала между каскадами выбирались такими, чтобы эти каскады работали в режиме, близком к режиму насыщения.

При расчётах предполагалось также, что ширина спектра  $2\Omega_0 = 2/\tau_0$  усиливаемого импульса на входе в усилитель в два раза меньше ширины полосы пропускания стретчера  $\Omega_{str}$ , а длительность усиливаемого импульса  $T_{str}$  равнялась удвоенной длительности растянутого входного импульса. При этом интенсивность спектральных составляющих этого импульса на краях полосы пропускания составляет  $e^{-4}$  от максимальной.

Основной целью расчётов, результаты которых приведены ниже, являлось выяснение возможности увеличения энергии скомпрессированного импульса и улучшения его параметров (мощности, крутизны переднего фронта и достигаемого на переднем фронте контраста) за счёт изменения длительности усиливаемого импульса  $T_{str}$  при ширине полосы пропускания системы  $\Omega_{str}$ , близкой к предельной ширине полосы усиления  $\Delta\Omega_{max}$ .

Ширина  $\Delta\Omega_{max}$  зависит от интенсивности накачки и определяется углом  $\Psi_p^{(0)} \approx 0.023$  рад между пучками сигнального излучения и накачки в каскадах усилителя. Этот угол был выбран таким, чтобы при  $I_{pn} \sim 1$  ГВт  $\times$   $\text{см}^{-2}$  условие слабого влияния волновой расстройки на процесс усиления ( $[\Delta K/(2\gamma_0)]^2 \ll 1$ ,  $\gamma_0 \approx 0.6 \text{ см}^{-1}$ ) нарушалось только около краёв полосы пропускания (в центральной области этой полосы волновая расстройка не превышала  $0.02 \text{ см}^{-1}$ , а около её краёв была не больше  $0.1 \text{ см}^{-1}$ ). Из анализа перестроенных характеристик для DKDP следует, что при такой настройке предельной шириной полосы усиления можно считать  $\Delta\Omega_{max} = 0.47 \text{ фс}^{-1}$  (анализ проводился на основе приведённых в [42] соотношений Селлмейера; см. также [26]). Зависимость волновой расстройки от частоты  $\Omega_1$  в этой полосе аппроксимировалась полиномом третьей степени:  $\Delta K = 3.54\Omega_1 + 2\Omega_1^2 - 122.4\Omega_1^3$ .

Проведённые в одномерном приближении расчёты показали, что при оптимальной настройке (при которой  $[\Delta K/(2\gamma_0)]^2 \ll 1$  в полосе пропускания) энергия усиленного импульса и его безразмерная эффективная длительность

$$\tau_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{A}_1^f(0, 0, t_0)|^2 dt_0 / \bar{A}_1^f(0, 0, t_0)^2$$

( $t_0 = t/\tau_0$ ;  $\bar{A}_1^f(0, 0, t_0)$  – функция, описывающая структуру поля на выходе последнего каскада) после компрессии слабо зависят от ширины спектра импульса вплоть до её предельной величины  $2\Omega_{0max} = \Delta\Omega_{max}/2$ . Это соответствует  $\tau_{0min} = 8.5$  фс. При этом энергия и  $\tau_{\text{eff}}$  незначительно меняются при изменении режима работы предварительного усилителя: в режиме перенасыщения  $\tau_{\text{eff}} \approx 1.95$ , в режиме насыщения эффективная длительность несколько увеличивается ( $\tau_{\text{eff}} \approx 2.1$ ), а энергия уменьшается примерно на  $10\%$ .

При дальнейшем увеличении  $\Omega_0$  (до  $\Omega_m = 0.14 \text{ фс}^{-1} > \Omega_{0max}$ ) требование  $[\Delta K/(2\gamma_0)]^2 \ll 1$  во всей полосе пропускания системы шириной  $\Omega_{str} = 4\Omega_m$  невозможно выполнить, поскольку в некоторых точках  $[\Delta K/(2\gamma_0)]^2 \approx 1$ . Это приводит к уменьшению коэффициента преобразования накачки, энергии и мощности усиленного импульса. Данные выводы были подтверждены и уточнены расчётами в приближении квазистатического усиления пучков частотно-модулированного излучения.

В этих расчётах безразмерная эффективная длительность импульса  $\tau_{\text{eff}}^f$  определялась из вычисленной зависимости от времени  $t_0$  амплитуды  $\bar{B}_1^f(0, 0, t_0)$  в центре пятна сфокусированного излучения скомпрессированного импульса:

$$\tau_{\text{eff}}^f = \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{B}_1^f(0, 0, t_0)|^2 dt_0 / |\bar{B}_1^f(0, 0, 0)|^2.$$

Безразмерная расходимость этого излучения  $\Delta\theta_1/\Delta\theta_{dpn} \approx 2.4$ , где  $\Delta\theta_{dpn} = 1/(k_1^{(0)} a_{pn})$ , во всех вариантах расчётов близка к расходимости пучка с радиусом, близким к радиусу пучка накачки выходного каскада, и однородным распределением интенсивности.

В табл.2 для трёх схем при некоторых значениях параметров  $I_p$ ,  $a_p$ ,  $T_{str}$  и  $\tau_0$  приведены результаты расчётов энергий  $W_1^{pr}$ ,  $W_1^{1f}$  и  $W_1^{2f}$  на выходе предварительного, первого и второго каскадов основного усилителя, длительности импульса  $\tau_{\text{eff}}^f$  и мощности  $P_1^f$  скомпрессиро-

Табл.2. Выходные параметры усилителей.

Номер схемы	$I_p$ (ГВт/см <sup>2</sup> )	$a_{p0}$ (см)	$T_{str}$ (нс)	$\tau_0$ (фс)	$W_1^{pr}$ (Дж)	$W_1^{1f}$ (Дж)	$W_1^{2f}$ (Дж)	$\tau_{eff}^f$	$P_1^f$ (ПВт)
1	1.0	0.5	1.5	8.5	0.16	37	234	1.8	15.3
1	1.0	0.5	2.0	8.5	0.18	42	272	2.0	16.0
2	0.8	0.5	1.5	8.5	0.10	29	246	1.9	15.2
2	0.8	0.5	2.0	8.5	0.13	31	270	2.1	15.1
3а	0.8	0.5	1.2	8.5	0.125	27	219	1.63	15.8
3а	0.8	0.5	2.0	8.5	0.154	33	280	2.0	16.4
3а	0.8	0.5	2.4	8.5	0.153	33	280	2.35	14.0
3а	0.8	0.6	1.5	8.5	0.2	35	260	1.8	17.0
3а	0.8	0.6	2.0	8.5	0.26	37	290	2.0	17.1
3б	0.7	0.6	2.0	8.5	0.14	32	262	2.15	14.3
3в	0.8	0.6	1.2	10.6	0.18	29	238	1.57	14.3
3в	0.8	0.6	2.0	10.6	0.22	37	287	1.97	13.7

ванного импульса (без учёта потерь в компрессоре) при полной компенсации нелинейного фазового набега. Отметим, что компенсация этого набега с точностью до аппроксимирующих полиномов пятой и третьей степени заметно, примерно на 5 %, увеличивает  $\tau_{eff}^f$  только для схемы с когерентным возбуждением третьего каскада предварительного усилителя. Длительность импульса по половине интенсивности  $\tau_{0.5}^f$  примерно на 10 % меньше  $\tau_{eff}^f$ .

Из табл.2 видно, что для всех трёх схем усилителя энергия импульса сигнального излучения на выходе оконечного каскада возрастает примерно на 30 % при увеличении длительности  $T_{str}$  от 1.2 до 2.4 нс. Несколько медленнее увеличивается эффективная длительность импульса. В результате его пиковая мощность почти не меняется. При дальнейшем увеличении  $T_{str}$  мощность импульса начинает уменьшаться вследствие заметного увеличения  $\tau_{eff}^f$  (с 2 до 2.35 при  $T_{str} = 2.4$  нс), несмотря на небольшое увеличение энергии.

Более существенно от варианта схемы предварительного усилителя и длительности усиливаемого импульса  $T_{str}$  зависят форма и длительность фронтов скомпрессированного импульса.

В предельном случае  $\Omega_{str} \approx \Delta\Omega_{max}$  на структуру скомпрессированного импульса начинает существенно вли-

ять нелинейный набег фазы усиливаемой волны  $\Delta\Phi_{nl}(\Omega)$  (рис.5). Настройкой системы стретчер – компрессор этот фазовый набег можно скомпенсировать вплоть до третьего или пятого порядка его разложения по степеням частоты  $\Omega$ . После такой коррекции при  $\Omega_{str} < \Delta\Omega_{max}$  эффективная длительность для исследованных схем становится практически равной длительности спектрально ограниченного импульса. Однако при  $\Omega_{str} = \Delta\Omega_{max}$  в случае схемы 2 остаётся заметный остаточный фазовый набег  $\Delta\Phi_{res}(\Omega)$  (рис.5).

Форма и длительность переднего фронта импульса для схем 1 и 3 усилителя различаются незначительно. Для этих схем остаточный набег не превышает 0.2 рад, и после компенсации нелинейного фазового набега до третьего или пятого порядка импульс практически не отличается от спектрально ограниченного. На фронтах импульса имеются небольшие колебания с периодом порядка  $\tau_0$ ; усреднённая амплитуда уменьшается экспоненциально до некоторого уровня, который будем называть контрастом импульса. Крутизна экспоненциального участка заметно зависит от длительности удлинённого импульса: при увеличении  $T_{str}$  от 1.2 до 2.4 нс крутизна возрастает примерно в два раза (рис.6).

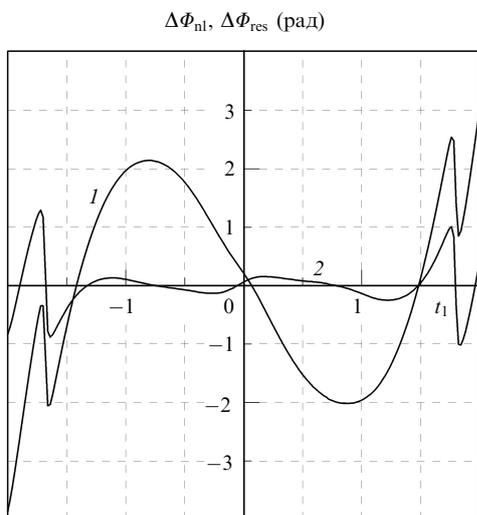


Рис.5. Нелинейный набег фазы  $\Delta\Phi_{nl}$  (1) сигнальной волны в схеме 2 усилителя и остаточный фазовый набег  $\Delta\Phi_{res}$  (2) при  $T_{str} = 1.5$  нс.

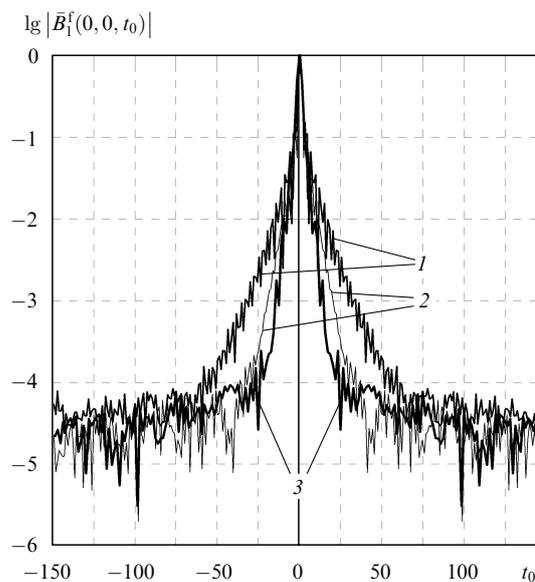


Рис.6. Временные зависимости амплитуды  $|B_1^f(0, 0, t_0)|$  в центре пятна сфокусированного излучения скомпрессированного импульса для схемы 3а усилителя при  $T_{str} = 1.2$  (1), 2 (2) и 2.4 нс (3).

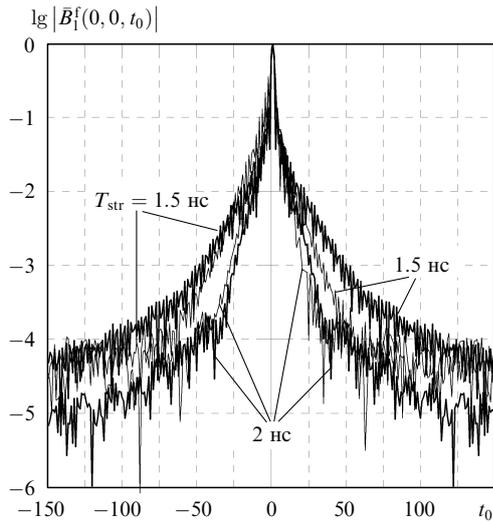


Рис.7. Зависимости амплитуды  $|\bar{B}_1^f(0, 0, t_0)|$  в центре пятна сфокусированного излучения скомпрессированного импульса для схемы 2 усилителя при полной компенсации нелинейного фазового набега (толстые кривые) и при коррекции нелинейного фазового набега до третьего порядка (тонкие кривые).

Существенным является то, что при уменьшении энергии импульса накачки промежуточного усилителя на 10 % зависимость нелинейного фазового набега от частоты меняется незначительно, так что форма фронтов импульса остаётся практически неизменной и вследствие небольшого изменения ширины спектра (менее чем на 10 %) увеличивается его эффективная длительность (см. табл.2).

В схеме 2 с когерентным возбуждением третьего каскада предварительного усилителя передний фронт заметно отличается от экспоненциального, а его длительность примерно в 1.5 раза больше, чем для схем 1 и 3, даже при полной компенсации фазового набега. Кроме того, в этом случае остаточный фазовый набег больше, чем для схем 1 и 3 (рис.5), и заметно влияет на форму фронтов импульса (рис.7). Это связано с тем, что при когерентном возбуждении третьего каскада предварительного усилителя нелинейные элементы второго и третьего каскадов фактически образуют единое целое. Вследствие этого увеличивается влияние на процесс усиления асимметрии зависимости от частоты сигнала эффективного коэффициента взаимодействия  $\gamma(\Omega_1) = [\gamma_1(\omega_1)\gamma_2(\omega_2)]^{1/2}$ , а также разного направления групповых скоростей волн, т. к. относительный сдвиг их пучков  $(d_2 + d_3)|\beta_2|$  почти в 1.5 раза превышает радиус пучка накачки. При близкой к предельной ширине спектра сигнала это приводит к существенной асимметрии зависимости выходной мощности промежуточного усилителя от локальной частоты, которая сохраняется в оконечных каскадах (рис.8), а также к усложнению зависимости от этой частоты нелинейного фазового набега (рис.5).

Контраст импульса определяется амплитудой спектральных составляющих на краях полосы пропускания стретчера, которая предполагалась резко ограниченной. При  $\Omega_{str} = \Delta\Omega_{max}$  волновая расстройка  $\Delta K$  на краях полосы пропускания сравнима с коэффициентом взаимодействия  $\gamma_0$ , и коэффициент усиления каждого каскада в этой области частот уменьшается по сравнению с коэффициентом усиления центральных спектральных составляющих примерно на три-четыре порядка. Поэтому в дан-

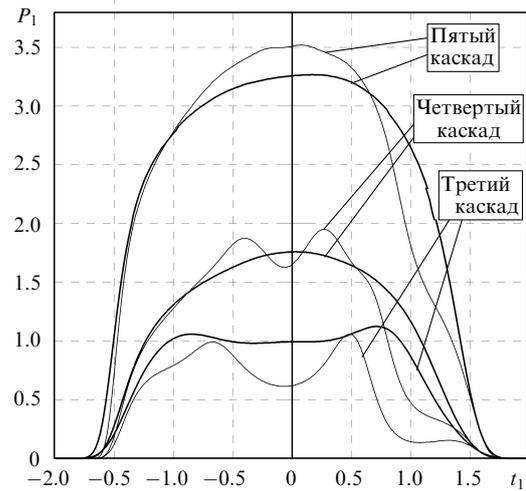


Рис.8. Зависимости «мощности»  $P_1(t_1) = \iint |A_1(x, y, t_1)|^2 dx dy$  на выходе третьего, четвертого и пятого каскадов от времени для схемы 2 (тонкие кривые) и схемы 3а (толстые кривые) усилителя.

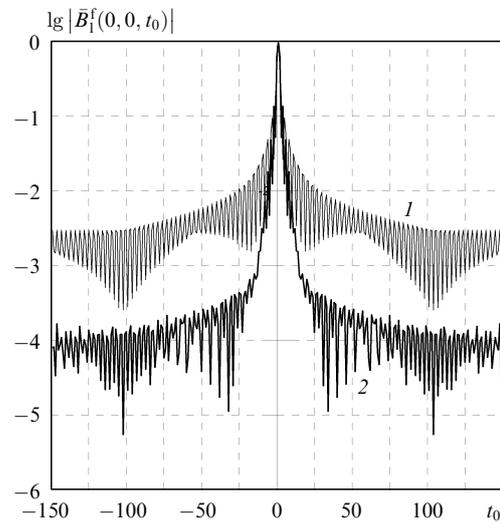


Рис.9. Зависимости амплитуды  $|\bar{B}_1^f(0, 0, t_0)|$  в центре пятна сфокусированного излучения скомпрессированного импульса для схемы 3 усилителя при  $\Omega_{str} = 0.8\Delta\Omega_{max}$ ,  $T_{str} = 1.2$  (1) и 2 нс (2).

ном случае контраст импульса высокий ( $\sim 10^9 - 10^{10}$ ) во всём диапазоне изменения длительности усиливаемого импульса  $T_{str}$  ( $1.2 \text{ нс} \leq T_{str} \leq 2.4 \text{ нс}$ ). Уменьшение ширины полосы пропускания  $\Omega_{str}$  до  $0.8\Delta\Omega_{max}$  (при соответствующем уменьшении ширины спектра сигнала) без изменения угла  $\Psi_p$  приводит к сильной зависимости контраста от  $T_{str}$  (рис.9), поскольку при  $T_{str} = 1.2 \text{ нс}$  коэффициенты усиления на краях спектра и в его центральной части близки, а при  $T_{str} = 2 \text{ нс}$  коэффициент усиления на краях спектра существенно уменьшается вследствие заметного уменьшения интенсивности накачки в этой области. При постоянной длительности  $T_{str}$  контраст в рассматриваемом случае можно увеличить, сузив полосу усиления за счёт изменения угла  $\Psi_p$ .

#### 4. Заключение

Основные результаты, полученные в работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Получены соотношения, позволяющие определять применимость квазистатического приближения для опи-

сания процессов параметрического усиления частотно-модулированных световых пучков при ширине полосы усиления, близкой к предельной. Для кристаллов ВВО и ДКДР квазистатическое приближение применимо при увеличении длительности импульсов с предельной шириной спектра до длительностей порядка пикосекунды и более.

2. При наносекундной длительности импульсов накачки с длиной волны  $\lambda_p \approx 0.5$  мкм можно создать усилитель на основе кристалла ДКДР с подавленной люминесценцией для импульсов с длительностью до 17 фс и мощностью на выходе компрессора  $\sim 10$  ПВт.

3. Крутизна переднего фронта скомпрессированного импульса и его контраст возрастают при увеличении длительности усиливаемого импульса примерно до длительности импульсов накачки окончательных каскадов.

Работа поддержана грантами Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-1625.2003.2 и НШ-4690.2006.2, а также программой Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы» и программой ОФН РАН «Нелинейная оптика уникальных лазерных систем».

1. Пискарскас А., Стабинис А., Янкаускас А. *УФН*, **150** (1), 127 (1986).
2. Dubietis A., Jonusauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
3. Shirakawa A., Kobayashi T. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 147 (1998).
4. Cerullo G., Nisoli M., De Silvestri S. *Opt. Lett.*, **23**, 1283 (1998).
5. Shirakawa A., Sakane I., Kobayashi T. *Opt. Lett.*, **23**, 1292 (1998).
6. Shirakawa A., Sakane I., Takasaka M., Kobayashi T. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2268 (1999).
7. Baltuška A., Fuji T., Kobayashi T. *Opt. Lett.*, **27**, 306 (2002).
8. Zinkstok R.Th., Witte S., Hogervorst W., Eikema K.S.E. *Opt. Lett.*, **30**, 78 (2005).
9. Ishii N., Turi L., Yakovlev V.S., Fuji T., Krausz F., Baltuška A., Butkus R., Veitas G., Smilgevičius V., Danielius R., Piskarskas A. *Opt. Lett.*, **30**, 567 (2005).
10. Tavella F., Schmid K., Ishii N., Marcinkevičius A., Veisz L., Krausz F. *Appl. Phys. B*, **81**, 753 (2005).
11. Tavella F., Marcinkevičius A., Krausz F. *New J. Phys.*, **8**, 219 (2006).
12. Tavella F., Marcinkevičius A., Krausz F. *Opt. Express*, **14**, 12822 (2006).
13. Ishii N., Teisset C.Y., Fuji T., Köhler S., Schmid K., Veisz L., Baltuška A., Krausz F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **12**, 173 (2006).
14. Witte S., Zinkstok R.Th., Wolff A.L., Hogervorst W., Ubachs W., Eikema K.S.E. *Opt. Express*, **14**, 8168 (2006).
15. Tavella F., Nomura Y., Veisz L., Pervak V., Marcinkevičius A., Krausz F. *Opt. Lett.*, **32**, 2227 (2007).
16. Renault A., Kandula D.Z., Witte S., Wolf A.L., Zinkstok R.Th., Hogervorst W., Eikema K.S.E. *Opt. Lett.*, **32**, 2363 (2007).
17. Adachi S., Ishii H., Kanai T., Ishii N., Kosuge A., Watanabe S. *Opt. Lett.*, **32**, 2487 (2007).
18. Kiriya H., Mori M., Nakai Y., Yamamoto Y., Tonoue M., Akutsu A., Shimomura T., Kondo S., Kanazawa S., Daido H., Kimura T., Miyana N. *Opt. Lett.*, **32**, 2315 (2007).
19. Dorrer C., Begishev I.A., Okishev A.V., Zuegel J.D. *Opt. Lett.*, **32**, 2143 (2007).
20. Ross I.N., Matousek P., Towrie M., Langley A.J., Collier J.L. *Opt. Commun.*, **144**, 125 (1997).
21. Matousek P., Rus B., Ross I.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36** (2), 158 (2000).
22. Ross I.N., Matousek P., New G.H.C., Osvey K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2945 (2002).
23. Xiaodong Yang, Zhi-zhan Xu, Yu-xin Leng, Hai-he Lu, Zheng-guan Zhang, Ru-xin Li, Wen-qi Zhang, Ding-jun Yin, Bing Tang. *Opt. Lett.*, **27**, 1135 (2002).
24. Chekhlov O.V., Collier J.L., Ross I.M., Bates P.K., Notley M., Hernandez-Gomez C., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S. *Opt. Lett.*, **31**, 3665 (2006).
25. 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).
26. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Гаранин С.В., Гинзбург В.Н., Дворкин К.Л., Катин Е.В., Корытин А.И., Ложкарёв 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).
27. Ложкарёв В.В., Гаранин С.В., Герке Р.Р., Гинзбург В.Н., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартынов М.А., Палашов О.В., Потёмкин А.К., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Чарухчев А.В., Шайкин А.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005).
28. 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., Garaniin S.G., Sukharev S.A., Rukavishnikov N.N., Charukhchev A.V., Gerke R.R., Yashin V.E. *Opt. Express*, **14**, 446 (2006).
29. 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).
30. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/pictures/ELI-scientific-case-id17.pdf>.
31. Беляев Ю.Н., Киселёв А.М., Фрейдман Г.И. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 441 (1969).
32. Di Trapani P., Andreoni A., Solcia C., Foggi P., Danielius R., Dubietis A., Piskarskas A. *J. Opt. Soc. Am.*, **12**, 2237 (1995).
33. Itatani J., Faure J., Nantel M., Mourou G., Watanabe S. *Opt. Commun.*, **148**, 70 (1998).
34. Hong K.-H., Hou B., Nees J.A., Power E., Mourou G.A. *Appl. Phys. B*, **81**, 447 (2005).
35. Cotel A., Jullien A., Forget N., Albert O., Cheriaux G., Le Blanc C. *Appl. Phys. B*, **83**, 7 (2006).
36. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород: изд-во ИПФ РАН 1997, с. 218).
37. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Макаров А. *Тезисы 5-й Всероссийской конф. «Лазерная оптика»* (Ленинград, 1987, с. 256).
38. Danielius R., Piskarskas A., Di Trapani P., Andreoni A., Solcia C., Foggi P. *Opt. Lett.*, **21**, 973 (1996).
39. Сущик М.М., Морозов С.Ф., Пискунова Л.В., Фрейдман Г.И. *Квантовая электроника*, **3**, 548 (1976).
40. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1999).
41. Jovanovic I., Ebberts C.A., Comaskey B.J., Bonner R.A., Morse E.C. *Opt. Express*, **12**, 446 (2004).
42. Kirby K.W., De Shazer L.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 1072 (1987).