

Оптимизация каскадов параметрического усиления петаваттной малопериодной лазерной системы на основе кристаллов ВВО и LBO

С.А. Фролов, В.И. Трунов, Е.В. Пестряков, А.В. Кирпичников, В.В. Петров*

*Институт лазерной физики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13/3*

Поступила в редакцию 12.10.2011 г.

Исследовано влияние линейных и нелинейных фазовых эффектов на процесс параметрического усиления малопериодных фемтосекундных импульсов в кристаллах ВВО и LBO при пикосекундной накачке. К таким эффектам относятся дифракция, определяющая расходимость пучков, снос излучения за счет двулучепреломления, фазовая самомодуляция, кроссмодуляция и мелкомасштабная самофокусировка. Методами численного моделирования для каждого каскада разрабатываемой в Институте лазерной физики СО РАН петаваттной лазерной системы определены требования на пространственные параметры входных пучков, включая параметры неоднородностей, для генерации импульсов со стабильными пространственно-временными параметрами, позволяющими реализовать когерентное сложение в многоканальном лазерном комплексе.

Ключевые слова: петаваттная лазерная система, параметрическое усиление, фемтосекундные импульсы, мелкомасштабная самофокусировка, LBO; petawatt laser system, OPCPA, femtosecond pulses, small-scale self-focusing, LBO.

Введение

Развитие методов параметрического усиления чирпованных фемтосекундных импульсов в нелинейно-оптических кристаллах открывает возможность создания сверхмощных лазерных систем петаваттного класса с предельно короткой длительностью импульсов и высокой частотой следования [1–3].

При разработке таких лазерных комплексов необходимо учитывать влияние линейных и нелинейных фазовых эффектов на процесс параметрического усиления малопериодных фемтосекундных импульсов. К таким эффектам относятся: дифракция, определяющая расходимость пучков, снос излучения за счет двулучепреломления, фазовая самомодуляция [4], кроссмодуляция и мелкомасштабная самофокусировка.

Помимо вышеуказанных эффектов важным является рассмотрение процессов усиления пространственных неоднородностей при параметрическом усилении, так как амплитуда этих неоднородностей определяет допустимую интенсивность на нелинейно-оптических кристаллах и, следовательно, спектральную ширину контура и эффективность усиления.

На основе разработанной линеаризованной модели в приближении малых возмущений, а также нелинейной модели с учетом угловых эффектов нами численными методами исследованы особенности усиления пространственных неоднородностей накачки в выходном излучении при параметрическом усилении в кристаллах ВВО и LBO при пикосекундной накачке. Методами численного моделирования для каждого каскада разрабатываемой в ИЛФ СО РАН петаваттной лазерной системы [2] определены требования на пространственные параметры входных пучков для генерации импульсов со стабильными пространственно-временными параметрами.

1. Расширенные модели параметрического усиления

Для моделирования эффектов, возникающих при процессе параметрического усиления (ПУ), использовались два вида моделей. Первая является расширенной моделью параметрического усиления с учетом дифракции, двулучепреломления и фазовой само- и кроссмодуляции. Вторая позволяет рассчитывать усиление пространственных возмущений в приближении малых амплитуд одновременно для широкого диапазона их размеров.

Первая модель была разработана на основе уравнений, предложенных в [5], и расширена для учета кубической нелинейности и частотной зависимости волновой расстройки. По сравнению с дру-

* Станислав Анатольевич Фролов (stanislav.a.frolov@gmail.com); Владимир Иванович Трунов (trunov@laser.nsc.ru); Ефим Викторович Пестряков (pefvic@laser.nsc.ru); Анатолий Васильевич Кирпичников (kirp@laser.nsc.ru); Виктор Валерьевич Петров (vpetyv@laser.nsc.ru).

гими моделями, учитывающими дифракцию и двулучепреломление [6, 7], разработанная модель позволяет учитывать эволюцию не только волновой расстройки, но и пространственных распределений взаимодействующих пучков. В работе [5] исследовалось влияние указанных эффектов на процесс генерации второй гармоники в коллинеарной геометрии, представленная ниже модель была модифицирована для расчета неколлинеарной схемы. Итоговая система уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dz} &= \hat{L}_s A_s + i\sigma_s A_i^* A_p e^{-i\Delta k z} + k_s n_{2,s} (|A_s|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_p|^2) A_s, \\ \frac{dA_i}{dz} &= \hat{L}_i A_i + i\sigma_i A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} + k_i n_{2,i} (|A_i|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_i, \\ \frac{dA_p}{dz} &= \hat{L}_p A_p + i\sigma_p A_i A_s e^{i\Delta k z} + k_p n_{2,p} (|A_p|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_s|^2) A_p, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\hat{L}_m A_m = F_- \left[\frac{ik_m F_+ [A_m]}{\cos(k_\perp / k_{m0})} \right], \quad k_m = n_m(\omega_m, \theta + k_x / k_{m0}) \frac{\omega_m}{c},$$

$$k_{m0} = n_m(\omega_m, \theta) \frac{\omega_m}{c}, \quad k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2},$$

где $A_m = \varepsilon_m \exp(i\omega_m t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r})$ – огибающая электрического поля волны (здесь и далее $m = s, i, p$ – соответственно усиливаемая, холостая волна и волна накачки); ε_m – напряженность электрического поля волны; \mathbf{k}_m – волновой вектор волны; Δk – волновая расстройка; σ_m – коэффициент, характеризующий нелинейность второго порядка; $n_{2,m}$ – нелинейная часть показателя преломления среды; F_+ и F_- – соответственно прямое и обратное двумерное поперечное пространственное Фурье-преобразование; n_m – показатель преломления волны; θ – угол синхронизма; ω_m – оптическая частота m -й волны; c – скорость света в вакууме.

Система уравнений (1) позволяет также описывать мелкомасштабную самофокусировку. Однако такой подход к моделированию возмущений не позволяет достичь желаемых результатов при значительных размерах пучка, так как, в этом случае, возникает необходимость использования мелкой пространственной сетки, требования для расчета по которой могут превосходить возможности современных ЭВМ. Кроме того, необходимо большое число трудоемких расчетов для вычисления коэффициента усиления пространственных возмущений, усредненного по их начальной фазе.

Приближение малых возмущений позволяет проанализировать влияние мелкомасштабной самофокусировки на процесс параметрического усиления без ограничения пространственных размеров возмущений и размеров пучка. Такая модель при генерации второй гармоники предложена в работе [8]. Авторы рассматривают малую добавку к каждому полю, проводят линеаризацию и разделяют уравнения в соответствии с одинаковой поперечной

компонентой волнового вектора. На основе этого подхода нами были выведены уравнения для моделирования мелкомасштабной самофокусировки при ПУ. Уравнения довольно громоздки, и поэтому ниже они представлены лишь для одного из направлений возмущений усиливаемой волны, полная система включает 6 аналогичных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{s,1}}{dz} &= \frac{-i}{\cos(\alpha + \alpha_{12})\cos(\alpha_{11})} \times \\ &\times \left[\sigma_s (E_{p,0} E_{i,2}^* + E_{p,1} E_{i,0}^*) + \gamma_{ss} (2|E_{s,0}|^2 E_{s,1} + E_{s,0}^2 E_{s,2}^*) + \right. \\ &\quad \left. + \gamma_{si} (|E_{i,0}|^2 E_{s,1} + (E_{i,0} E_{i,2}^* + E_{i,1} E_{i,0}^*) E_s) + \right. \\ &\quad \left. + \gamma_{sp} (|E_{p,0}|^2 E_{s,1} + (E_{p,0} E_{p,2}^* + E_{p,1} E_{p,0}^*) E_{s,0}) \right] \exp(ik_{s,1z} z), \quad (2) \\ k_{s,0z} &= k_s \cos \alpha, \quad k_{s,jz} = k_s \cos \alpha_{j1} \cos(\alpha + \alpha_{j2}), \quad j = 1, 2, \end{aligned}$$

где $E_{m,j} = A_{m,j} \exp(-ik_{m,jz} z)$, $m = s, i, p$, $j = 0, 1, 2$; нулевой индекс означает основную волну; 1 и 2 – возмущения, сумма волновых векторов которых в поперечном направлении равна нулю [8]; α – угол между накачкой и усиливаемой волной в неколлинеарной схеме; $\gamma_{ss} = k_s n_{2,s}$, $\gamma_{si} = \gamma_{sp} = 2\gamma_{ss}$; углы с индексами вычисляются в соответствии с граничными условиями на входе в кристалл. Данная система уравнений позволяет вычислять угловое распределение коэффициента усиления, что дает возможность учитывать мелкомасштабную пространственную структуру, разрешение которой в модели, описываемой системой уравнений (1), зачастую невозможно.

2. Петаваттная малопериодная фемтосекундная лазерная система

Ранее нами была разработана схема петаваттной малопериодной фемтосекундной лазерной системы на основе параметрических каскадов усиления в кристаллах ВВО и ЛВО [2], представленная на рис. 1.

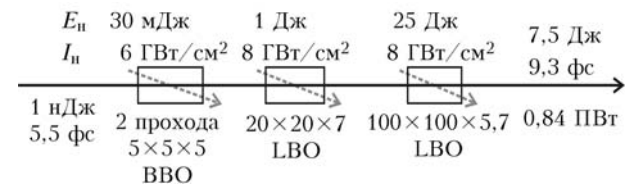


Рис. 1. Схема петаваттной малопериодной фемтосекундной лазерной системы на основе кристаллов ВВО и ЛВО; I_n и E_n – интенсивность и энергия накачки

Эта схема была оптимизирована для достижения минимальной длительности усиленных импульсов при максимальной эффективности ПУ. Особенностью данной схемы является эффективное использование накачки при высоких интенсивностях на нелинейно-оптических кристаллах, что обусловлено последовательным наращиванием ее энергии в соответствии с коэффициентом усиления. Это позволяет достичь

наибольшего коэффициента преобразования энергии накачки в энергию усиленного импульса при его максимально широком спектре усиления за счет минимизации длин кристаллов.

Основой системы является трехкаскадный параметрический усилитель с накачкой импульсами длительностью 90 пс на длине волны 532 нм. В качестве задающего генератора используется Ti:Sa-лазер с импульсами длительностью 5,5 фс. Первый усилительный каскад – двухпроходной на основе кристалла ВВО, поскольку эти кристаллы обладают более высокой нелинейностью и более широким спектром усиления в данной области по сравнению с кристаллами LBO. Однако возможности масштабирования размеров кристаллов ВВО в настоящий момент ограничены, поэтому они используются только в первом каскаде.

Ранее было показано [2], что кристаллы LBO обеспечивают более высокую эффективность сверхширокополосного усиления по сравнению с DKDP в разрабатываемой схеме и при этом могут быть выращены с большей апертурой [9], чем кристаллы ВВО. Согласно проведенным расчетам для получения петаваттной мощности необходимы кристаллы LBO диаметром ~ 100 мм.

В реальных системах пространственное распределение излучения накачки может иметь значительные амплитудные и фазовые искажения, которые могут существенно изменять профиль усиленных импульсов. В частности, пространственные фазовые искажения, характерные для мощных лазеров, могут переноситься за счет дифракции и двулучепреломления в усиливаемую волну [10]. Далее, с помощью описанных ранее моделей, рассмотрено влияние различных видов пространственных искажений на выходные параметры импульсов.

3. Результаты моделирования

3.1. Влияние дифракции и двулучепреломления на ПУ

В многокаскадных усилительных системах пучки на первых каскадах усиления имеют малые поперечные размеры, при которых дифракция и двулучепреломление могут вносить значительный вклад в процесс усиления. Рассмотрим влияние размера и расходимости пучка накачки на эффективность параметрического усиления и качество усиленного пучка. Моделирование расходимости пучка при фиксированном размере производилось введением пространственного распределения фазы [10].

На рис. 2, *a* показана зависимость изменения коэффициента ПУ первого каскада (см. рис. 1) от радиуса пучка накачки и величины $\theta/\theta_{пл}$, где θ – расходимость пучка накачки, $\theta_{пл}$ – расходимость такого же пучка с плоским фазовым фронтом.

Характерное значение $\theta/\theta_{пл}$ для мощных лазеров накачки равно 20, что соответствует расходимости 0,5 мрад при радиусе пучка 1 см. Это значение справедливо и для источников накачки разрабатываемой петаваттной системы. Как следует из

рис. 2, *a*, при радиусе пучка накачки менее 0,1 см и $\theta/\theta_{пл}$ более 15 коэффициент усиления падает более чем в 2 раза.

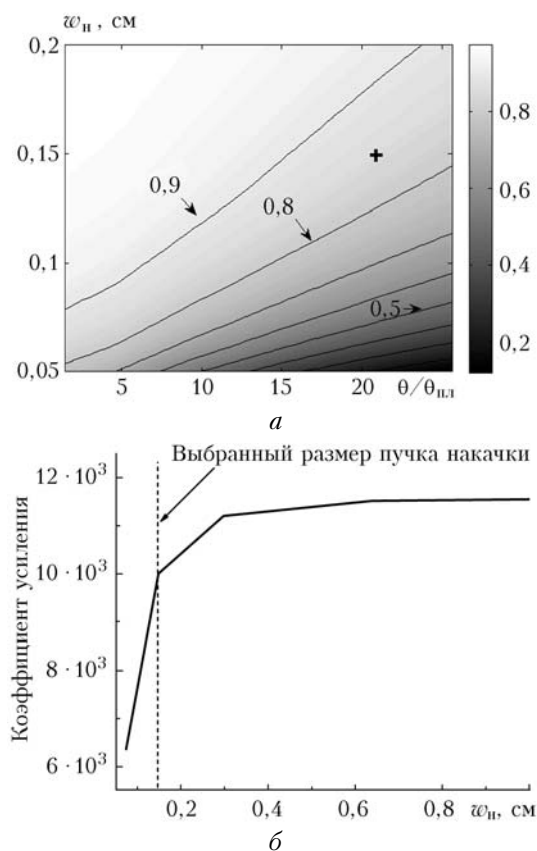


Рис. 2. Влияние дифракции и двулучепреломления на ПУ для различных радиусов пучка накачки и его качества: *a* – изменение коэффициента усиления, крестом отмечены параметры пучка накачки первого каскада петаваттной системы; *b* – зависимость коэффициента усиления на первом проходе первого каскада разрабатываемой петаваттной системы в зависимости от радиуса пучка накачки

Кроме того, согласно нашим расчетам, значительный перенос фазы (~ 1,5 рад) из волны накачки в усиливаемую волну при наличии двулучепреломления [10] в нелинейном кристалле первого каскада не влияет на отношение $\theta/\theta_{пл}$ для усиленного импульса, которое не превышает 1,5 в тех областях параметров, где коэффициент усиления падает не более чем в 2 раза. Также, как отмечается в работе [10], применение схемы с компенсацией двулучепреломления позволяет значительно снизить перенос фазы. Такая схема автоматически реализуется в двухпроходном усилителе, и это означает, что перенесенная фаза будет меньше приведенных значений.

Применительно к разрабатываемой петаваттной системе рассчитана зависимость коэффициента усиления на первом каскаде от размера пучка накачки (рис. 2, *b*) при характерном отношении $\theta/\theta_{пл}$, указанном ранее. На основании этой зависимости выбор радиуса пучка накачки 0,15 см представляется оптимальным. При таком размере падение эффективности усиления на первом каскаде ~ 15%, что не

оказывает влияния на последующее усиление, при этом отношение $\theta/\theta_{\text{пл}}$ для усиленного излучения будет $\sim 1,3$.

Таким образом, разработанная методика учета влияния дифракции и двулучепреломления на ПУ позволяет выбрать оптимальный размер пучка накачки так, чтобы коэффициент ПУ оставался на высоком уровне, а перенос пространственной фазы из накачки в усиливаемый импульс не ухудшал его качество.

3.2. Мелкомасштабная самофокусировка и усиление возмущений

Значительное усиление пространственных возмущений в пучках, участвующих в параметрическом взаимодействии, может привести к пробоем нелинейных кристаллов в каскадах усилителя. Для разработки мощных лазерных систем учет динамики усиления возмущений играет важную роль, так как позволяет добиться максимальной эффективности сверхширокополосного усиления за счет увеличения интенсивности пучков накачки при повышении стабильности выходных параметров усиленных импульсов.

Пространственные возмущения волн, участвующих в ПУ, можно разделить на две группы – крупно- и мелкомасштабные. Для первых характерно усиление за счет параметрического взаимодействия, а для вторых – за счет самофокусировки. Таким образом, возмущения первого типа с достаточной большой интенсивностью могут приводить к насыщению усиления, что может внести значительные отличия в коэффициент усиления, рассчитанный в приближении малых возмущений. В связи с этим коэффициент усиления крупномасштабных возмущений проанализирован в модели (1).

Как было отмечено, анализ усиления мелкомасштабных возмущений в указанной модели значительно затруднен, в то время как эффекты насыщения для них выражены заметно слабее. По этой причине их анализ целесообразно проводить в приближении малых амплитуд. Согласно расчетам зависимости эффективности ПУ от размера пучка границу групп можно оценить областью размеров 100–200 мкм. Ниже приведены результаты анализа коэффициентов усиления мелкомасштабных пространственных возмущений в приближении малых амплитуд при ПУ, обусловленном кубической нелинейностью.

Для анализа коэффициента усиления пространственных неоднородностей, в предположении гауссова профиля возмущения, удобно воспользоваться интегральным коэффициентом усиления в зависимости от ширины углового спектра, который может быть представлен в следующем виде:

$$G_{\text{int}}(\omega_0) = \frac{2\lambda^2}{\pi^3 \omega_0^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} G(\varphi_1, \varphi_2) \exp\left[-\frac{2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)\lambda^2}{\pi^2 \omega_0^2}\right] d\varphi_1 d\varphi_2, \quad (3)$$

где λ – длина волны излучения; ω_0 – радиус гауссова пучка, задающий ширину углового спектра;

$G(\varphi_1, \varphi_2)$ – угловая зависимость коэффициента усиления; φ_1 и φ_2 – углы, определяющие распространение пространственных возмущений в направлении, критическом и некритическом к синхронизму в нелинейном кристалле. Поскольку коэффициент усиления зависит от начальной фазы возмущения, в дальнейшем, при анализе результатов моделирования, приводится его максимальное значение. На рис. 3 представлены зависимости коэффициента усиления неоднородностей для каждого каскада усиления. Расчетные значения суммарного В-интеграла, т.е. фазы, обусловленной само- и кроссмодуляцией, петаваттной системы равны $\sim 0,52$ рад, поэтому основное усиление происходит за счет параметрического взаимодействия в области крупных возмущений.

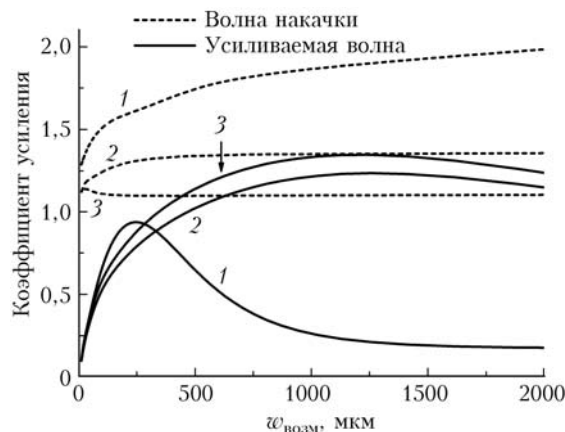


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления мелкомасштабных возмущений за счет кубической нелинейности от их размера; цифрами обозначен номер каскада

Зная коэффициенты усиления пространственных возмущений, можно определить требования на допустимую интенсивность накачки каскадов параметрического усиления. Расчет, результаты которого представлены на рис. 3, показал, что суммарный коэффициент усиления мелкомасштабных возмущений трех волн, участвующих в параметрическом процессе, не превысил 2,5 на всех трех каскадах. Поскольку данные коэффициенты усиления малы при характерных для мощных лазеров накачки возмущениях (около 10% по интенсивности), целесообразно выбрать допустимую интенсивность накачки, равной половине интенсивности пробоя, которая составит 10 ГВт/см² при интенсивности пробоя около 20 ГВт/см² для кристаллов ВВО и ЛВО при длительности импульса 100 пс [11]. Следует отметить, что значения коэффициентов усиления мелкомасштабных возмущений помимо того, что они малы, являются оценкой сверху по следующим причинам.

Во-первых, приведен максимальный коэффициент усиления возмущений при различной начальной фазе, а среднее значение будет почти в 2 раза меньше.

И во-вторых, суммарный коэффициент усиления возмущений усиливаемой волны рассчитывался без учета его зависимости от фазы, что также может снизить его до 2 раз.

Поскольку мелкомасштабные возмущения усиливаются за счет кубической нелинейности, представляет интерес расчет их зависимости от величины В-интеграла. На рис. 4 представлена зависимость коэффициента усиления мелкомасштабных возмущений от В-интеграла. При его значении более 1,5 происходит резкий рост коэффициента усиления, что означает необходимость снижения пиковой интенсивности накачки либо уменьшения в ней амплитуды возмущений.

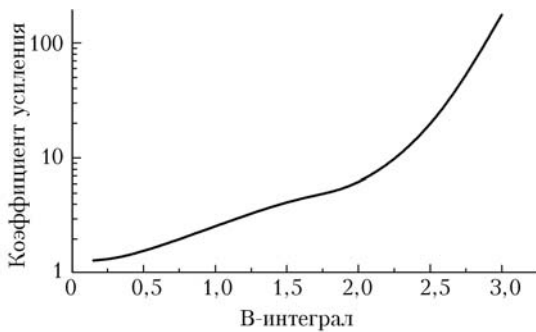


Рис. 4. Зависимость максимального суммарного коэффициента усиления мелкомасштабных возмущений от В-интеграла

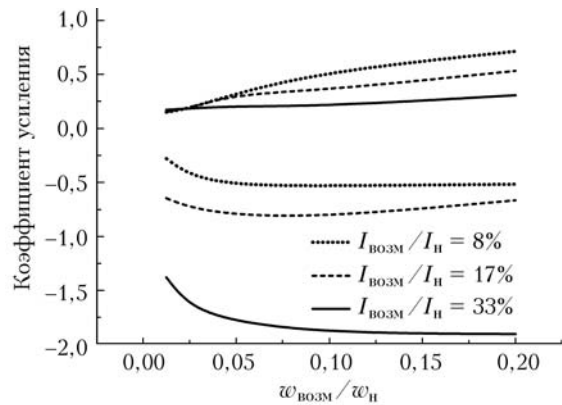
Расчет мелкомасштабной самофокусировки в приближении малых возмущений для каждого каскада петаваттной системы позволил обосновать предельные интенсивности пучков накачки, при которых интенсивность пробоя не будет превышена. Эти предельные интенсивности больше тех, что были выбраны при первичном анализе [2], а это позволяет в дальнейшем улучшить эффективность сверхширокополосного усиления системы.

3.3. Влияние пространственных возмущений на качество усиленного пучка и эффективность когерентного сложения

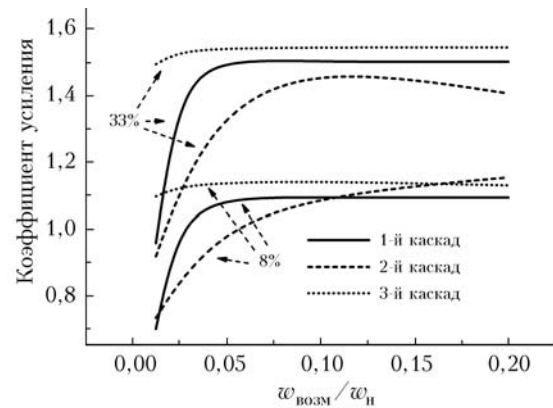
Как было указано ранее, реальные коэффициенты усиления крупномасштабной пространственной структуры могут значительно отличаться от рассчитанных в приближении малых амплитуд вследствие влияния эффекта насыщения усиления. Помимо возможности достижения такой структурой интенсивности пробоя в процессе усиления, она может значительно повлиять на качество пучка. Для оценки влияния возмущений на профиль усиленного импульса и эффективность когерентного сложения был проведен расчет усиления возмущений накачки на всех каскадах. В расчетах полагалось, что пучок накачки имеет одинаковую пространственную структуру на всех каскадах, что соответствует использованию делителя излучения. Возмущения с гауссовым профилем, с выбранной фазой и интенсивностью добавлялись к накачке. Максимальная интенсивность возмущений $I_{\text{возм}}$, для которых проводились расчеты, была 33% от интенсивности накачки $I_{\text{н}}$ на каскаде, на котором учитывалось возмущение, фаза принимала значения от 0 до 2π . Такой подход позволяет учесть в полной

мере не только амплитудные, но и фазовые возмущения.

На рис. 5, а приведены результаты расчета коэффициента усиления пространственных возмущений в импульсе на выходе системы в зависимости от отношения размера неоднородностей к размеру накачки $\omega_{\text{н}}$, поскольку ее размер на каскадах меняется, так же как и размер усиливаемого пучка.



а



б

Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления возмущений по пиковой интенсивности от отношения размера возмущения в накачке к ее радиусу при различных начальных амплитудах возмущений: а – в усиленном импульсе на выходе из лазерной системы, приведены минимальные и максимальные значения; б – коэффициенты усиления суммарных возмущений в волнах накачки, холостой и усиливаемой на всех каскадах, цифрами указана начальная интенсивность возмущений в накачке по отношению к ее интенсивности

Отрицательный коэффициент усиления означает провалы в интенсивности. Как следует из анализа кривых на рис. 5, а, при начальной интенсивности возмущений менее 17% от интенсивности накачки будет наблюдаться их ослабление на выходе системы. Для указанной ранее величины неоднородности накачки (около 10% по интенсивности) возмущения в усиленном импульсе составят не более 7%. При этом влияние фазовых искажений на эффективность когерентного сложения при указанной неоднородности накачки составит ~2%. Оно определяется как разность интенсивности результа-

тов сложения в случаях расчетных и равных фаз, отнесенная к пиковой интенсивности суммы импульсов без возмущений. Коэффициент усиления суммарных возмущений всех полей, участвующих в параметрическом процессе, представлен на рис. 5, б. Учитывая, что на входе в каждый каскад интенсивность холостой волны равна нулю, а усиливаемой много меньше интенсивности накачки, получим предельную суммарную пиковую интенсивность, которая превысит интенсивность накачки на 16%.

Таким образом, показано, что влияние крупномасштабных неоднородностей на суммарную пиковую интенсивность мало, и это позволяет принять оценку для допустимой интенсивности накачки для каждого каскада (~ 10 ГВт/см²), сделанную выше.

3.4. Влияние фазовой само- и кросс-модуляции на сжимаемость импульса

Нелинейность третьего порядка вносит дополнительную фазу с пространственным распределением, пропорциональным распределению интенсивности импульсов, т.е. фазу, обладающую сложной пространственной формой, что может затруднить сжатие усиленных чирпованных импульсов. Влияние этого эффекта можно описать сжимаемостью импульса, которую определим как отношение длительности сжатого импульса при компенсации дисперсии до четвертого порядка разложения фазы к длительности спектрально ограниченного импульса. Кроме сжимаемости может уменьшиться эффективность когерентного сложения импульсов в случае изменения интенсивности накачки на фоне пространственных возмущений.

Расчетные коэффициенты разложения фазы импульса на выходе разрабатываемой петаваттной лазерной системы без учета кубической нелинейности, при которых он лучше всего сжимается, следующие: $\varphi_2 = 826$ фс², $\varphi_3 = 1302$ фс³, $\varphi_4 = -912$ фс⁴, здесь исключен начальный чирп импульса. Для сравнения: если бы входной импульс распространялся в нашей петаваттной системе без усиления, то его коэффициенты фазового разложения на выходе были бы следующие: $\varphi_2 = 2090$ фс², $\varphi_3 = 997$ фс³, $\varphi_4 = 4831$ фс⁴, а для импульса холостой волны $\varphi_2 = -4180$ фс², $\varphi_3 = -320$ фс³, $\varphi_4 = -14402$ фс⁴. Значения коэффициентов фазового разложения при параметрическом усилении лежат между значениями фаз линейных режимов распространения с примерно одинаковым коэффициентом. Это означает, что при учете эффектов насыщения накопленная фаза холостой волны частично переносится в усиливаемую. Данный эффект необходимо учитывать при разработке системы «стретчер—компрессор». При указанных коэффициентах разложения длительность сжатого импульса равна 9,3 фс при длительности спектрально ограниченного импульса 9,2 фс. Длительность импульса, сжатого с этими коэффициентами, рассчитанного при временном профиле пространственного возмущения интенсив-

ностью 15% от интенсивности накачки, равна 9,4 фс. Учет влияния кубической нелинейности незначительно повлиял на коэффициенты разложения фаз. При этих коэффициентах длительность усиленного импульса при временном профиле пространственного возмущения также 9,4 фс, а при увеличении коэффициента кубической нелинейности n_2 в 10 раз — 9,5 фс. Таким образом, дополнительная фаза, вносимая в усиливаемый импульс в процессе параметрического усиления, может быть почти полностью скомпенсирована в компрессоре при учете ее разложения до четвертого порядка.

Заключение

Численными методами исследованы особенности усиления пространственных неоднородностей накачки в выходном излучении при параметрическом усилении в кристаллах ВВО и LVO при пикосекундной накачке на основе разработанной линейризованной модели в приближении малых возмущений и нелинейной модели с учетом угловых эффектов. Для каждого каскада разрабатываемой в ИЛФ СО РАН петаваттной лазерной системы показана возможность определения методами численного моделирования требований на пространственные параметры входных пучков, включая параметры неоднородностей, для генерации импульсов со стабильными пространственно-временными параметрами, позволяющими реализовать когерентное сложение в многоканальном лазерном комплексе.

Проведенный анализ усиления возмущений в каскадах параметрического усиления показывает, что необходимо разделять два различных процесса — мелкомасштабную самофокусировку и параметрическое усиление возмущений, характерное для крупномасштабных структур. В соответствии с расчетом коэффициента усиления мелкомасштабной структуры в линейризованной модели была вычислена допустимая интенсивность накачки, при которой возмущения не достигают уровня интенсивности пробоя.

Расчет для области крупномасштабных возмущений показал, что их коэффициент усиления для разрабатываемой петаваттной системы не будет превышать таковой для мелкомасштабной структуры, что в итоге позволило выбрать предельные интенсивности для накачки каскадов на уровне 10 ГВт/см². Анализ качества усиленного пучка выявил следующее: при относительной интенсивности возмущений накачки 10% относительная интенсивность его возмущений не превысит 7%, при этом не будет существенного влияния возмущений на эффективность когерентного сложения.

Работа выполнена при частичной поддержке исследований программой Президиума РАН «Экстремальные оптические поля и их приложения» и грантом РФФИ № 11-02-12156 оф-м.

1. Багаев С.Н., Пестряков Е.В., Трунов В.И. Эксаваттные лазерные системы — новый этап в развитии лазерной физики // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 845–853.

2. *Pestryakov E.V., Petrov V.V., Trunov V.I., Frolov S.A., Kirpichnikov A.V., Kokh A.E., Bagaev S.N.* Design of high gain OPCPA for multiTerawatt and Petawatt class systems on large aperture LBO crystals // Proc. SPIE. 2011. V. 7994. P. 799425-1–799425-10.
3. *Major Z., Trushin S.A., Ahmad I., Major Z., Trushin S., Ahmad I., Siebold M., Wandt C., Klingebiel S., Wang T., Fülöp J.A., Henig A., Kruber S., Weingartner R., Popp A., Osterhoff J., Hörlein R., Hein J., Pervak V., Apolonski A., Krausz F., Karsch S.* Basic Concepts and Current Status of the Petawatt Field Synthesizer: A New Approach to Ultrahigh Field Generation // Rev. Laser Eng. 2009. V. 37, N 6. P. 431–436.
4. *Thai A., Skrobol C., Bates P.K., Arisholm G., Major Z., Krausz F., Karsch S., Biegert J.* Simulations of petawatt-class few-cycle optical-parametric chirped-pulse amplification, including nonlinear refractive index effects // Opt. Lett. 2010. V. 35, N 20. P. 3471–3473.
5. *Yates M.A., Tsangaris C.L., Kinsler P., New G.H.C.* Modelling of angular effects in nonlinear optical processes // Opt. Commun. 2006. V. 257, N 1. P. 164–175.
6. *Wong S.K., Fournier G., Mathieu P., Pace P.* Beam divergence effects on nonlinear frequency mixing // J. Appl. Phys. 1992. V. 71, N 3. P. 1091–1101.
7. *Jovanovic I., Comaskey B.J., Pennington D.M.* Angular effects and beam quality in optical parametric amplification // J. Appl. Phys. 2001. V. 90, N 9. P. 4328–4337.
8. *Гинзбург В.Н., Ложкарев В.В., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Хазанов Е.А.* Влияние мелкомасштабной самофокусировки на генерацию второй гармоники сверхсильным лазерным полем // Квант. электрон. 2010. Т. 40, № 6. С. 503–508.
9. *Кох А.Е., Влезко В.А., Кох К.А.* Управление симметрией теплового поля в установке для выращивания кристаллов LBO методом Киропулоса // Приборы и техн. эксперим. 2009. № 5. С. 145–149.
10. *Wei X., Qian L., Yuan P., Zhu H., Fan D.* Optical parametric amplification pumped by a phase-aberrated beam // Opt. Express. 2008. V. 16, N 12. P. 8904–8915.
11. *Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N.* Handbook of nonlinear optical crystals. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1999. 221 p.

S.A. Frolov, V.I. Trunov, E.V. Pestryakov, A.V. Kirpichnikov, V.V. Petrov. **Optimization of OPCPA cascades of petawatt few-cycle laser system based on BBO and LBO crystals.**

Influence of linear and nonlinear phase effects on the process of OPCPA of few-cycle femtosecond pulses in BBO and LBO crystals with picosecond pump is investigated. Such effects include diffraction, which determines beam divergence, walk-off due to birefringence, self and cross phase modulation and small-scale self-focusing. In order to generate amplified pulses with stable spatiotemporal parameters, which permit the realization of coherent summation in multi-channel laser system, the requirements for spatial parameters and inhomogeneities of input beams for each cascade of high power few-cycle laser system, which is being developed in ILP SB RAS, were determined.