

УДК 535:621.373.826

С. А. Фролов, В. Е. Лещенко, В. И. Трунов

*Институт лазерной физики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия*

stanislav.a.frolov@gmail.com; leschenkoslava@gmail.com; trunov@laser.nsc.ru

МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ КАСКАДОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЕЙ*

В работе представлена модель развития параметрической люминесценции с учетом дифракции, двулучепреломления, дисперсии групповых скоростей и насыщения усиления. Отличительной особенностью модели является возможность расчета полного частотно-углового спектра усиленной люминесценции, генерируемой при параметрическом усилении чирпованных импульсов, что позволяет, помимо контраста, оценить влияние суперлюминесценции на энергию усиленного импульса. Приведены результаты экспериментов по измерению характеристик параметрической суперлюминесценции при усилении чирпованных фемтосекундных импульсов в кристалле ВВО. На основе сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными показано хорошее соответствие теории и эксперимента.

Ключевые слова: параметрическое усиление, контраст импульса, люминесценция, параметрическая суперлюминесценция.

Введение

Развитие методов оптического параметрического усиления чирпованных ультракоротких импульсов открывает пути создания нового типа сверхмощных лазерных источников с предельно короткой длительностью импульсов с интенсивностью, превышающей 10^{23} Вт/см². При разработке таких систем особое внимание уделяется контрасту усиленного импульса – отношению интенсивности некогерентной несжимаемой подложки к пиковой интенсивности сжатого импульса.

Именно контраст является ключевым показателем качества излучения таких систем, так как при его низком значении могут возникать нежелательные воздействия, например образование плазмы прединпульсом.

Контраст импульса лазерной системы на основе каскадов параметрического усиления обусловлен рядом факторов, основным из которых является усиление параметрической люминесценции. В настоящее время существует большое количество работ, направленных на экспериментальное изучение и оптимизацию контраста импульсов мощных лазерных систем на основе каскадов параметрического усиления [1–3]. Характерный контраст импульсов без использования нелинейных методик его улучшения, таких как плазменное зеркало и генерация кросс-поляризованных волн, составляет 10^{-4} – 10^{-8} . Наилучший контраст, достигнутый при использовании указанных методик, составляет менее 10^{-10} [2]. К недостаткам такого подхода улучшения контраста относят высокую сложность реализации и снижение энергии усиленных импульсов. Та-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-31856_мол_а).

ким образом, актуальным остается вопрос подавления усиления параметрической люминесценции.

В теоретических работах предложен ряд моделей для расчета усиления параметрической суперлюминесценции, однако все они обладают рядом недостатков. Одна из разработанных моделей [4] требует ряда эмпирических данных, которые можно получить только на уже работающей лазерной системе. Другие ранее предложенные модели для расчета контраста chirпованных импульсов либо требуют огромного количества оперативной памяти ЭВМ [4–6], либо не описывают ряд пространственных эффектов [6]. При этом только в работе [4] приведены количественные расчетные параметры усиленной люминесценции, в то время как в [5; 6] рассмотрены только качественные закономерности. В связи с этим необходимость разработки модели, лишенной указанных недостатков, является неоспоримой.

Модель развития люминесценции

Нами разработана модель развития суперлюминесценции при параметрическом усилении с учетом дифракции, двулучепреломления, дисперсии групповых скоростей и насыщения усиления, позволяющая рассчитывать угловой и частотный спектры суперлюминесценции.

Модель основана на выделении двух этапов усиления люминесценции. Первый из них можно назвать «квантовым», в котором число фотонов люминесценции мало, что соответствует начальной стадии усиления. Второй этап «классический» – число фотонов на моду много больше единицы.

На «классическом» этапе усиления действуют хорошо известные укороченные уравнения [7], в то время как для «квантового» этапа требуется другое рассмотрение. Проанализировав ряд методов решения этой задачи, мы выбрали подход, позволяющий свести квантовое рассмотрение эволюции спектральной плотности распределения фотонов к классическому рассмотрению эволюции ряда начальных состояний [5]. В результате, используя так называемый стохастический метод Вигнера, основанный на решении классических уравнений для ряда начальных состояний фотонов (в предположении, что на одну моду приходится один фотон), можно получить результи-

рующее распределение среднего числа фотонов в модах. При этом начальные состояния выбираются в соответствии с вакуумной функцией Вигнера, соответствующей гауссовскому белому шуму, а конечное состояние соответствует среднему числу фотонов в моде по набору реализаций начального. Таким образом, и «классический», и «квантовый» этапы усиления описываются классическими уравнениями.

Вывод уравнений, описывающих развитие люминесценции, проводился, следуя формализму работы [8], также мы предполагали, что основные волны имеют малую ширину частотно-углового спектра по сравнению с самой суперлюминесценцией (это условие практически всегда выполняется при параметрическом усилении chirпованных импульсов). Далее поле каждой волны представляется как сумма основной волны и слабой волны люминесценции, затем эта сумма подставляется в систему укороченных уравнений (см. формулу (1) в [8]), и выполняется линеаризация по слабой волне люминесценции. По сравнению с системой уравнений (2) в [8] в данной работе сохранена зависимость слабых волн от частоты, что необходимо для моделирования спектра суперлюминесценции. Итоговая система уравнений, описывающая эволюцию люминесценции, представлена ниже:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{s,1}}{dz} = & \\ = i \left(\frac{k_{s,1}}{\cos k_{\perp}/k_{s,1}} - k_{s,0} - \frac{\omega_{s,1} - \omega_{s,0}}{v_{gp}} \right) A_{s,1} - & \\ - i\sigma_s (A_{p,0}A_{i,2}^* + A_{p,1}A_{i,0}^*) e^{i\Delta kz}, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_{s,2}}{dz} = & \\ = i \left(\frac{k_{s,2}}{\cos k_{\perp}/k_{s,2}} - k_{s,0} - \frac{\omega_{s,2} - \omega_{s,0}}{v_{gp}} \right) A_{s,2} - & \\ - i\sigma_s (A_{p,0}A_{i,1}^* + A_{p,2}A_{i,0}^*) e^{i\Delta kz}, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_{i,1}}{dz} = & \\ = i \left(\frac{k_{i,1}}{\cos k_{\perp}/k_{i,1}} - k_{i,0} - \frac{\omega_{i,1} - \omega_{i,0}}{v_{gp}} \right) A_{i,1} - & \\ - i\sigma_i (A_{p,0}A_{s,2}^* + A_{p,1}A_{s,0}^*) e^{i\Delta kz}, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dA_{i,2}}{dz} &= \\
&= i \left(\frac{k_{i,2}}{\cos k_{\perp}/k_{i,2}} - k_{i,0} - \frac{\omega_{i,2} - \omega_{i0}}{v_{gp}} \right) A_{i,2} - \\
&- i\sigma_i (A_{p,0}A_{s,1}^* + A_{p,2}A_{s,0}^*) e^{i\Delta kz}, \\
\frac{dA_{p,1}}{dz} &= \\
&= i \left(\frac{k_{p,1}}{\cos k_{\perp}/k_{p,1}} - k_{p,0} - \frac{\omega_{p,1} - \omega_{p0}}{v_{gp}} \right) A_{p,1} - \\
&- i\sigma_p (A_{i,0}A_{s,1} + A_{i,1}A_{s,0}) e^{-i\Delta kz}, \\
\frac{dA_{p,2}}{dz} &= \\
&= i \left(\frac{k_{p,2}}{\cos k_{\perp}/k_{p,2}} - k_{p,0} - \frac{\omega_{p,2} - \omega_{p0}}{v_{gp}} \right) A_{p,2} - \\
&- i\sigma_p (A_{i,0}A_{s,2} + A_{i,2}A_{s,0}) e^{-i\Delta kz}.
\end{aligned} \tag{1}$$

где в индексе вида m, j первый индекс $m = s, i, p$ – соответственно усиливаемая, холостая и волна накачки; второй индекс принимает значения 0, 1 и 2, причем нулевой индекс означает основную волну, а 1 и 2 соответствуют таким угловым компонентам люминесценции, которые имеют нулевую сумму проекций волнового вектора на плоскость, ортогональную оси z ; $A_{m,0} = A_{m,0}(\tau_0, \mathbf{r}_{\perp 0})$ – огибающая напряженности электрического поля основной волны при времени в системе отсчета импульса τ_0 и поперечной пространственной координате $\mathbf{r}_{\perp 0}$; $A_{m,j}$ – спектральное распределение фотонов в модах ($j = 1, 2$); σ_m – коэффициент нелинейности второго порядка; $\omega_{m,j}$ – частота; ω_{m0} – частота несущей; $k_{m,j}$ – волновой вектор; v_{gp} – групповая скорость накачки; n_m – показатель преломления среды; Δk – волновая расстройка. Для перехода от числа фотонов в модах к интенсивности A_m умножается на спектральную «яркость вакуума» $S_{\omega\Omega}^{\text{вак}} = \hbar\omega^3/8\pi^3c^2$ [9], имеющую размерность Вт/Гц·ср·см², и интегрируется по частотам и углам.

Результирующая система уравнений (1) описывает развитие частотного и углового распределения фотонов люминесценции при параметрическом усилении в заданных по-

перечных пространственных и временных координатах в системе отсчета импульса, являющихся параметрами в уравнении (1). Таким образом, для получения распределения интенсивности суперлюминесценции в нашей модели необходимо проводить расчеты для ряда координат пучка (обычно достаточно 5–10 точек на каждое измерение). С другой стороны, разработанная модель позволяет производить расчет спектра люминесценции в широком угловом диапазоне вне зависимости от выбранного пространственно-временного разрешения основных волн, что существенно снижает при анализе как время расчета, так и требования к объему доступной оперативной памяти ЭВМ. По нашим оценкам, улучшение по обоим пунктам для характерных параметров лазерных систем на основе каскадов параметрического усиления составляет от трех до шести порядков. Помимо этого, широкий диапазон рассчитываемого частотно-углового спектра люминесценции позволяет определить полную энергию люминесценции, что открывает возможность разрабатывать методы ее ограничения с помощью численного моделирования. Насколько нам известно, модель, обладающая указанными свойствами, разработана впервые.

Суммируя сказанное, приведем алгоритм расчета по нашей модели. Выбирается ряд точек пространства и времени, в которых необходимо получить интенсивность суперлюминесценции. Для каждой из этих точек производятся следующие действия. Разыгрывается ряд начальных состояний люминесценции, а затем производится расчет их эволюции в соответствии с системой уравнений (1). Затем набор результирующих состояний умножается на спектральную «яркость вакуума», усредняется и интегрируется по углам и частотам. В итоге получается искомое пространственно-временное распределение интенсивности суперлюминесценции.

Экспериментальные результаты

Для подтверждения достоверности модели проведены экспериментальные измерения контраста импульса при усилении в двухпроходном параметрическом усилителе на основе кристалла ВВО длиной 8 мм, настроенного на угол синхронизма 23,8° и угол неколлинеарности 2,3°. Энергия накач-

ки составила около 10 мДж при длительности импульса 90 пс, радиусе пучка около 2 мм и центральной длине волны 532 нм. Усиленный сжатый импульс в наших экспериментах имел энергию 40–100 мкДж и длительность около 40 фс. Начальная энергия импульса составляла 1 нДж при центральной длине волны 800 нм и длительности импульса до растяжения 10 фс, а растянутого импульса 8 пс. На первом проходе каскада измерялись энергия и угловой спектр усиленной люминесценции, а на двух проходах измерялся контраст усиленного импульса.

Для измерения энергии суперлюминесценции излучение накачки отделялось с помощью заглушки, установленной на расстоянии 11 см от кристалла, и дополнительно фильтром КС10, после чего излучение люминесценции системой линз фокусировалось на измерительную головку PD-10pJ-v2 измерителя энергии NOVA II, позволяющего измерять энергию в диапазоне от 20 пДж до 200 нДж. Экспериментальные результаты измерения энергии параметрической суперлюминесценции в зависимости от интенсивности накачки представлены на рис. 1. Отметим, что расчетная энергия люминесценции превышает экспериментальную приблизительно в 2 раза. Данное расхождение, по-видимому, связано с рядом неточностей в параметрах расчета по сравнению с экспериментом и сильной нелинейностью процесса параметрического усиления, оно не является критическим, так как при измерении и оптимизации контраста важен порядок его величины.

Измерения контраста проводились контрастометром СОМЕТ 800-2 (ООО «Авеста-Проект») с возможностью измерения контраста до 10^{-9} . Полученные экспериментальные данные и результаты численного моделирования представлены на рис. 2. Измеренный контраст на первом каскаде системы при нулевой задержке (соответствует совпадению во времени пиков накачки и сигнала) составляет порядка 10^{-6} в диапазоне 0–40 пс, что является характерным значением для таких систем [1–3]. Для получения данного графика расчет производился на пространственно-временной сетке размером в 44 точки: 4 по пространству и 11 по времени.

В целом, наблюдается хорошее соответствие расчетных результатов экспериментальным данным, как по энергии люминес-

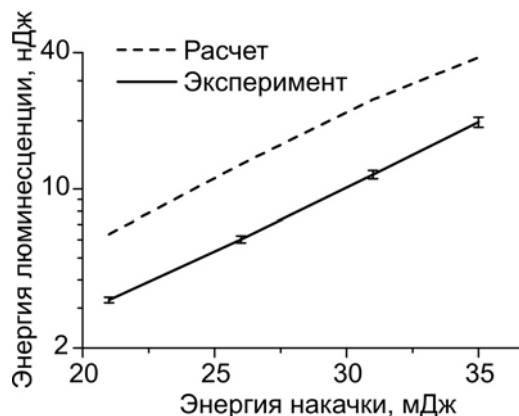


Рис. 1. Зависимость энергии усиленной люминесценции от энергии накачки на первом проходе первого каскада лазерной системы

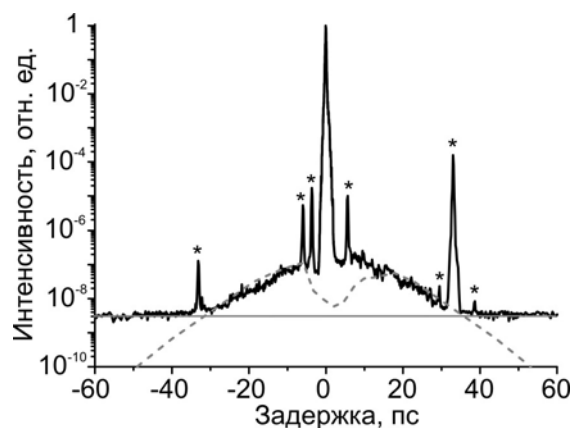


Рис. 2. Временной профиль контраста импульса (серым пунктиром обозначен расчетный контраст, серой сплошной линией обозначен уровень шумов системы регистрации, т. е. предел обнаружения, связанный с рассеянным излучением и шумами фотодетектора), звездочками обозначены артефакты контрастомера

ценции, так и по наиболее важному показателю — контрасту.

Заключение

Разработана модель развития параметрической люминесценции, обладающая рядом новых свойств, критичных для расчета контраста мощных лазерных систем на основе каскадов параметрического усиления chirпованных импульсов.

Проведено сравнение теоретических результатов, получаемых в рамках разработанной модели, с экспериментальными данными, показано их хорошее соответствие. Более того, насколько нам известно, разра-

ботанная модель является единственной на сегодняшний день, результаты численного моделирования по которой напрямую сопоставлены с экспериментальными данными по измерению контраста.

Таким образом, с учетом описанных преимуществ модели, а также экспериментально подтвержденной достоверности получаемых результатов разработанная нами модель применима для расчета и оптимизации контраста реальных лазерных систем на основе каскадов параметрического усиления.

Список литературы

1. *Tavella F., Schmid K., Ishii N., Marcinkevičius A., Veisz L., Krausz F.* High-Dynamic Range Pulse-Contrast Measurements of a Broadband Optical Parametric Chirped-Pulse Amplifier // *Applied Physics B*. 2005. Vol. 81. No. 6. P. 753–756.

2. *Mikhailova J. M. et al.* Ultra-High-Contrast Few-Cycle Pulses for Multipetawatt-Class Laser Technology // *Optics Letters*. 2011. Vol. 36. No. 16. P. 3145–3147.

3. *Herrmann D., Veisz L., Tautz R., Tavella F., Schmid K., Pervak V., Krausz F.* Generation of Sub-Three-Cycle, 16 TW Light Pulses by Using Noncollinear Optical Parametric Chirped-

Pulse Amplification // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34. No. 16. P. 2459–2461.

4. *Tavella F., Marcinkevičius A., Krausz F.* Investigation of the Superfluorescence and Signal Amplification in an Ultrabroadband Multi-terawatt Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier System // *New Journal of Physics*. 2006. Vol. 8. No. 10. P. 219.

5. *Chwedenczuk J., Wasilewski W.* Intensity of Parametric Fluorescence Pumped by Ultrashort Pulses // *Physical Review A*. 2009. Vol. 78. P. 063823.

6. *Manzoni C., Moses J., Kärtner F. X., Cerullo G.* Excess Quantum Noise in Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19. P. 8357–8366.

7. *Dmitriev V. G., Gurzadyan G. G., Nikogosyan D. N.* Handbook of Nonlinear Optical Crystals. Berlin: Springer, 1999.

8. *Фролов С. А., Трунов В. И., Пестряков Е. В., Лещенко В. Е.* Влияние пространственных неоднородностей пучков на параметры лазерной петаваттной системы на основе каскадного параметрического усиления // *Квантовая электроника*. 2013. Т. 43, вып. 5. С. 481–488.

9. *Клышко Д. Н.* Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 254 с.

Материал поступил в редколлегию 27.03.2014

S. A. Frolov, V. E. Leschenko, V. I. Trunov

MODEL OF LUMINESCENCE EVOLUTION IN HIGH-POWER LASER SYSTEMS BASED ON PARAMETRIC AMPLIFICATION CASCADES

The paper presents the model of parametric luminescence evolution that takes diffraction, birefringence and group velocity dispersion into account. The distinctive feature of the model is capability to compute full frequency-angular spectra of amplified luminescence generated during parametric amplification of chirped pulses. That allows not only to compute pulse contrast but also to estimate influence of superluminescence on energy of amplified pulses. The results of experiments to measure parameters of parametric luminescence generated during parametric amplification of chirped femtosecond pulses in BBO crystals are presented. The comparison of experimental and simulation results shows good agreement between theory and experiment.

Keywords: parametric amplification, pulse contrast, luminescence, parametric superluminescence.