

УДК 535.231.15

Усиление пикосекундных импульсов в газовом усилителе лазерной системы THL-100

А.Г. Ястремский¹, М.В. Иванов¹, Н.Г. Иванов¹, В.Ф. Лосев^{1,2*}

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

Поступила в редакцию 17.12.2015 г.

Экспериментально и методами численного моделирования исследуется изменение пространственных и энергетических характеристик стартового импульса при усилении в широкоапертурном газовом усилителе мощной лазерной системы THL-100. При энергии стартового импульса 0,8 мДж и длительности 2 пс на выходе усилителя экспериментально получена энергия 2 Дж. Представлена 3D-модель усиления конически расходящегося лазерного излучения, которая учитывает реальную геометрию усилителя и пространственную неоднородность накачки. Рассчитаны пространственные распределения интенсивности лазерного излучения в различных сечениях усиливаемого импульса. Показано, что максимальная интенсивность в условиях эксперимента достигает 60 ГВт·см⁻². Исследуются изменение энергии и пространственной структуры усиливаемого импульса, влияние энергии и геометрии стартового импульса на характеристики импульса на выходе усилителя. Показано, что при увеличении энергии стартового импульса до 5 мДж энергия лазерного излучения на выходе усилителя может достигать 3,8 Дж при максимальной интенсивности 148 ГВт·см⁻².

Ключевые слова: усилитель, лазерная система THL-100, численное моделирование, пространственная однородность; amplifier, THL-100 laser system, the spatial intensity distribution, numerical simulation.

Введение

В настоящее время успешно развиваются методы усиления лазерных импульсов малой длительности с использованием широкоапертурных фотохимических газовых усилителей [1–6]. В ИСЭ СО РАН совместно с ФИАН им. Лебедева создана гибридная лазерная система THL-100 [1], в которой на длине волны $\lambda = 472$ нм получено лазерное излучение длительностью 50 фс с энергией 0,7 Дж, что составляет 14 ТВт средней мощности [6]. Численные исследования показывают, что кинетика процессов в активной среде ХеF(C–A)-усилителя данной системы позволяет увеличить энергию лазерного импульса до 3 Дж и более [7, 8]. Однако экспериментально такие режимы не были реализованы.

Известно, что распространение интенсивного лазерного излучения в нелинейной среде приводит к развитию мелкомасштабной самофокусировки. Так, одной из причин неудачных попыток увеличить энергию лазерного излучения в экспериментах может быть формирование филаментов в активной среде, что способствует повреждению зеркал оптической системы. Критическая мощность самофокусировки лазерного излучения для осесимметричного гауссова

пучка ($\varnothing < 1$ см) на длине волны $\lambda = 450$ нм в атмосфере азота достигает нескольких гига watt. При усилении пучков большого диаметра представляют интерес величина и распределение интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении пучка. Как будет показано ниже, интенсивность лазерного излучения в данной системе может достигать 100 ГВт·см⁻² и более, поэтому анализ пространственного распределения плотности лазерного излучения и определение максимальной величины интенсивности весьма важны.

Конструктивной особенностью ХеF(C–A)-усилителя является оптическая накачка активной среды через окна перпендикулярно оптической оси, что приводит к пространственной неоднородности усиления и деформации поперечного профиля интенсивности лазерного излучения.

Использование конически расходящегося излучения ослабляет пространственную деформацию интенсивности лазерного излучения. В работе [9] усиление таких пучков рассмотрено теоретически в режиме пространственно-однородной активной среды с учетом эффекта насыщения. В настоящей статье мы исследуем режим, когда пространственное распределение коэффициента усиления неоднородно и изменяется при прохождении лазерного луча через усилитель в режиме насыщения.

Влияние неоднородности коэффициента усиления на пространственную структуру интенсивности лазерного излучения не совсем понятно. Однако можно

* Аркадий Григорьевич Ястремский (yastrems@gl.hcei.tsc.ru); Михаил Валерьевич Иванов (Mikhan.Iv@gmail.com); Николай Георгиевич Иванов (Ivanov.ng@sibmail.com); Валерий Федорович Лосев (losev@ogl.hcei.tsc.ru).

ожидать, что повышение пространственной однородности усиления приводит к снижению максимальной интенсивности лазерного излучения и к уменьшению вероятности образования филаментов в активной среде усилителя.

Целью наших исследований является изучение влияния конструктивных особенностей XeF(C-A)-усилителя THL-100 и характеристик стартового импульса на энергию и пространственные характеристики выходного импульса.

1. Модель

Схема поперечного сечения активной области и блока зеркал, расположенных на входном торце усилителя [10], показана на рис. 1. Аналогичный блок зеркал расположен на противоположном торце усилителя. Окружности показывают местоположение и относительный размер зеркал. Излучение вводится в усилитель через окно 0 и выводится через окно 33. На ближнем торце усилителя зеркала имеют четные номера, а на противоположном – нечетные.

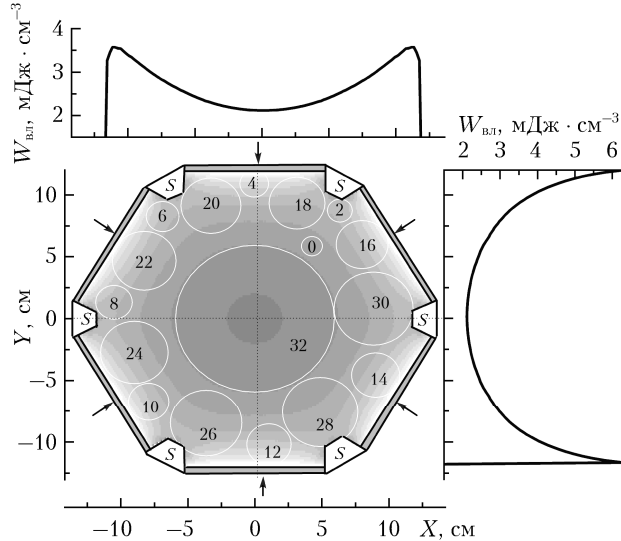


Рис. 1. Распределение поглощенной энергии ВУФ-излучения накачки в поперечном сечении усилителя. Окружности – зеркала. Число в окружности – номер зеркала. S – ребра жесткости. Стрелками показано направление ввода ВУФ-излучения накачки через окна ввода

До 31-го прохода угол расходимости лазерного луча задается равным $\Omega_1 = 1,1$ мрад, а диаметр лазерного излучения увеличивается от $D_0 = 1,6$ см на окне 0 до $D_{31} = 6$ см на 31-м зеркале. Затем угол расходимости Ω_2 растет до 22 мрад, и во время последующих проходов активной области диаметр лазерного излучения увеличивается до $D_{33} = 12$ см на поверхности выходного окна. Для обеспечения максимального усиления лазерного излучения зеркала расположены рядом с окнами ввода излучения накачки.

Кинетика реакций в газовой смеси N_2/XeF_2 с накачкой ВУФ-излучением достаточно хорошо известна [11–14]. Установлено, что в результате фотолиза XeF_2 образуются эксимерные молекулы $XeF(B)$

и $XeF(C)$ на колебательно-возбужденных уровнях. Активная среда формируется молекулами $XeF(B_0, C_0)$ на нулевых колебательных уровнях, которые образуются в процессах VV- и VT-релаксации. Скорость этих процессов и определяет скорость накачки верхних лазерных уровней – $XeF(C_0)$. Кроме того, в кинетике образования верхних лазерных уровней важное значение имеют процессы BC- и CB-обмена. Поэтому в модели молекулы XeF представлены набором из четырех эффективных уровней: $XeF(B)$, $XeF(B_0)$ – колебательно-возбужденные и невозбужденные уровни $XeF(B)$ -состояния, $XeF(C)$, $XeF(C_0)$ – колебательно-возбужденные и невозбужденные уровни $XeF(C)$ -состояния соответственно. Концентрации этих молекул будем обозначать как B, B_0, C_0 и C соответственно. Основные состояния далее обозначены как A и X.

Радиальное распределение концентрации частиц находилось из решения системы интегро-дифференциальных уравнений для УФ-излучения накачки и уравнений баланса для концентрации частиц активной среды [6]. В настоящей статье рассматриваются импульсы, длительность которых (2,0 пс) значительно меньше, чем характерное время релаксации колебательных состояний $XeF(B, C)$. Это позволяет разделить во времени расчет характеристик активной среды и моделирование усиления лазерного импульса:

$$\cos\theta \frac{\partial I(r, t, \theta)}{\partial r} = -\sigma_{B\nu\Phi} I(r, t, \theta) N_{XeF_2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{XeF_2}}{\partial t} = -2\pi N \int_0^\pi I(r, t, \theta) \sin\theta d\theta, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B(x, y, t)}{\partial t} = \gamma_B W(x, y, t) - \tau_B^{-1} B(x, y, t) + k_{CB}^{N_2} C(x, y, t) M, \quad (3)$$

$$\frac{\partial C(x, y, t)}{\partial t} = \gamma_C W(x, y, t) - \tau_C^{-1} C(x, y, t) + k_{BC}^{N_2} B(x, y, t) M, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_0(x, y, t)}{\partial t} = \tau_{B_0}^{-1} (B_0^e(x, y, t) - B(x, y, t)) + k_{C_0B_0}^{N_2} C_0(x, y, t) M - \tau_{B_0}^{-1} B_0(x, y, t), \quad (5)$$

$$\frac{\partial C_0(x, y, t)}{\partial t} = \tau_{C_0}^{-1} (C_0^e(x, y, t) - C(x, y, t)) + k_{B_0C_0}^{N_2} B_0(x, y, t) M - \tau_{C_0}^{-1} C_0(x, y, t), \quad (6)$$

$$\tau_{B_0}^{-1} = k_{B_0}^{N_2} M, \quad \tau_{C_0}^{-1} = k_{C_0}^{N_2} M. \quad (7)$$

Здесь r – расстояние от точки активной среды до точки на поверхности окна; x – расстояние по горизонтали от центра поперечного сечения усилителя; y – расстояние по вертикали; C_0^e – равновесная концентрация молекул $XeF(B_0)$ и $XeF(C_0)$ (по Больцману); θ – угол между направлением распространения излучения накачки и нормалью к поверхности окна; $I(r, t, \theta)$ – интенсивность излучения накачки; $\sigma_{B\nu\Phi}$ – сечение поглощения излучения накачки мо-

лекулами XeF_2 ; N , B , C и N_2 – концентрации молекул XeF_2 , $\text{XeF}(B)$, $\text{XeF}(C)$ и N_2 соответственно; $W(x, y, t)$ – число актов фотолиза XeF_2 в единице объема и в единицу времени в точке с координатами x, y, t ; $k_B^{N_2}$ и $k_C^{N_2}$ – константы колебательной релаксации B - и C -состояний соответственно; γ_B и γ_C – квантовый выход молекул $\text{XeF}(B)$ и $\text{XeF}(C)$; $k_{BC}^{N_2}$, $k_{B_0C_0}^{N_2}$, $k_{CB}^{N_2}$, $k_{C_0B_0}^{N_2}$ – константы $B \leftrightarrow C$ и $B_0 \leftrightarrow C_0$ обмена в столкновениях с N_2 ; $Q_B = \sum_i k_B^{R_i} R_i$

и $Q_C = \sum_i k_C^{R_i} R_i$ – вероятности тушения $\text{XeF}(B)$ - и $\text{XeF}(C)$ -состояний компонентами смеси и продуктами фотолиза; R_i , $k_B^{R_i}$, $k_C^{R_i}$ – соответствующие константы; $\tau_B^{-1} = \tau_{BX}^{-1} + Q_B + k_{BC}^{N_2} BM$, $\tau_C^{-1} = \tau_{CA}^{-1} + Q_C + k_{CB}^{N_2} BM$; τ_{BX}^{-1} и τ_{CA}^{-1} – вероятности спонтанного излучения.

Константы, используемые нами, приведены в таблице.

Константа	Значение	Ссылка
$k_B^{\text{XeF}_2}$	$5,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[13, 16]
$k_C^{\text{XeF}_2}$	$2,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[13, 17]
$k_B^{N_2}$	$1,0 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[17]
$k_C^{N_2}$	$1,0 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[13, 17]
$k_{BC}^{N_2}$	$4,4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	[13, 17]
$\tau_{\text{XeF}(B)}$	14 нс	[16]
$\tau_{\text{XeF}(C)}$	100 нс	[16]

Рассмотрим усиление конически расширяющихся потоков фотонов, углы расширения которых $\Omega_1 = 1,1$ мрад при 1–31-м проходах и $\Omega_2 = 22$ мрад при 32-м и 33-м проходах. Углы Ω_1 и Ω_2 существенно больше угла дифракционной расходимости, поэтому процессы дифракции в модели не учитываются. Все это дает возможность использовать алгоритм Frantz, Nodvik [15].

Для удобства введем систему координат x_L, y_L, z_L , связанную с лазерным импульсом. Под x_L и y_L будем понимать расстояние от продольной оси потока фотонов по горизонтали и вертикали соответственно, z_L – расстояние от начальной точки импульса. Пусть $t_L = t - t_{in}$ – время прохождения лазерного излучения в усилителе, t – время от начала накачки активной среды, t_{in} – время ввода стартового импульса в усилитель; $\tau = t_L - Z/c$, Z – расстояние, пройденное импульсом в усилителе от входного окна, c – скорость света.

При прохождении импульса лазерного излучения через усилитель из рассчитанного ранее распределения частиц активной среды $C_0(x, y, t)$ вычисляется распределение коэффициента усиления в поперечном сечении лазерного пучка $C_{0l}(x_L, y_L, z, \tau)$ и решается волновое уравнение для потока лазерных фотонов $F(x_L, y_L, z, \tau)$ совместно с уравнением для концентрации молекул $C_{0l}(x_L, y_L, z, \tau)$:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} C_{0l}(x_L, y_L, z, \tau) = -C_{0l}(x_L, y_L, z, \tau) \sigma_{CA} F(x_L, y_L, z, \tau), \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + K_R + \frac{1}{C} \frac{\partial}{\partial t} - C_{0l}(x_L, y_L, z, \tau) \sigma_{CA} \right) F_{0l}(x_L, y_L, z, \tau) = 0. \quad (9)$$

Здесь $K_R = 2/R$ – коэффициент ослабления потока лазерного излучения за счет расширения; R – радиус кривизны расходящегося пучка лазерных фотонов (пробег лазерного луча в усилителе Z + радиус кривизны входящего пучка); $\sigma_{CA} = 9,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [15] – сечение стимулированного излучения на лазерном переходе.

Начальные и граничные условия:

$$F(x_L, y_L, z_L, 0) = F_{ST}(x_L, y_L, z_L), \quad (10)$$

$$C_{0l}(x_L, y_L, 0, t_L) = C_0(x_L, y_L, t_L + t_{in}), \quad (11)$$

где $F_{ST}(x_L, y_L, z_L)$ – стартовый поток фотонов лазерного излучения. Концентрация $C_{0l}(x_L, y_L, 0, t_L)$ в начальной точке импульса равна концентрации $C_0(x_L, y_L, t_L + t_{in})$, рассчитанной без лазерного потока.

Энергия и длительность стартового импульса 0,8 мДж и 4 пс соответственно. Распределение потока фотонов в стартовом импульсе описывается функцией Гаусса:

$$F_L(z_L, r) = F_0 \exp\left(-\frac{(z_L - z_{pik})^2}{z_{pik}^2} \cdot 2,77\right) \exp(-r^2 \cdot 3,5), \quad (12)$$

где F_0 – величина потока в центральной точке импульса $z_{pik} = 6,0 \cdot 10^{-2} \text{ см}$; $r = (x_L^2 + y_L^2)^{1/2}$. Коэффициент F_0 находился из условия нормировки на энергию стартового импульса. Импульс вводился в усилитель через окно 0 (см. рис. 1) при $t_{in} = 80$ нс. Время ввода стартового импульса выбиралось из условия максимальной энергии излучения.

Мощность усиленного спонтанного излучения (УСИ) в данной системе $P_{УСИ} < 200$ Вт [6], что существенно меньше энергии лазерного излучения в усилителе и в расчетах не учитывалось. Балансные уравнения для концентрации частиц в активной области решались методом Рунге–Кутты с постоянным шагом. Величина шага h по времени уменьшалась до тех пор, пока результаты расчетов не переставали меняться. В наших расчетах она составляла $4,0 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Кроме того, на каждом шаге контролировалось равенство количества рожденных фотонов лазерного излучения и молекул $\text{XeF}(C_0)$, разрушенных в результате эффекта стимулированного излучения. Максимальная величина ошибки в данных расчетах не превышала 10–15%.

Тестирование модели проводилось для различных газовых смесей как до [7, 18] (энергия ВУФ-излучения накачки $E_{ВУФ} = 220$ Дж), так и после модернизации [19] ($E_{ВУФ} = 260$ Дж). При тестировании модели зависимости коэффициента усиления

слабого сигнала от расстояния до внешней границы усилителя были рассчитаны и измерены экспериментально для различных газовых смесей [7, 18]. Мы также исследовали усиление тестового сигнала в усилителе с системой зеркал, показанных на рис. 1. В качестве тестового сигнала использовалось излучение непрерывного лазера Sapphire 488 HP с длиной волны $\lambda = 488$ нм и средней мощностью 25 мВт. Усиление рассчитывалось как отношение мощности излучения в режиме накачки к мощности излучения без накачки. Было показано, что результаты моделирования и экспериментальные данные хорошо согласуются при разных давлениях и составах газовых смесей [7].

2. Результаты и обсуждение

Эксперименты и расчеты, проведенные для различных газовых смесей [7], позволили определить оптимальный состав смеси, при котором усиление входного сигнала было максимальным. Оптимальное давление буферного газа N_2 равно 380 торр и определяется соотношением скорости колебательной релаксации молекулы $XeF(C)$, которая определяет скорость накачки верхнего лазерного уровня $XeF(C_0)$, и скорости процессов тушения $XeF(C)$ молекулами N_2 . Энергия ВУФ-излучения накачки, измеренная экспериментально вблизи поверхности входных окон в данном режиме, составляла $E_{ВУФ} = 260$ Дж.

Давление паров XeF_2 определяет пространственное распределение поглощенной энергии и скорость образования $XeF(C_0)$. Расчеты и эксперименты выполнены при давлении паров $XeF_2 = 0,2$ торр. Выбор давления определялся соотношением величины вложенной энергии и радиальным распределением ее плотности. При таком давлении из 260 Дж энергии ВУФ-излучения накачки в активной области усилителя поглощается только $E_{вл} = 157$ Дж. Оставшаяся часть энергии теряется на ребрах жесткости S (см. рис. 1) и возвращается на окна. Снижение давления паров XeF_2 до 0,1 торр уменьшает $E_{вл}$ до 103 Дж. Распределение плотности вложенной энергии в этом режиме становится более однородным, но энергия излучения уменьшается. С увеличением давления до 0,3 торр вложенная энергия увеличивается до 183 Дж, а радиальное распределение плотности энергии накачки становится более неоднородным.

Длительность импульса излучения накачки по основанию составляла 300 нс. Продолжительность переднего фронта импульса 100 нс. Максимальная мощность излучения накачки $P_{max} = 1,04$ ГВт достигается при $T = 100$ нс. При таком составе смеси и параметрах импульса накачки на выходе усилителя в экспериментах получена энергия лазерного излучения $E_{out} = 2$ Дж.

При моделировании зависимость мощности излучения накачки от времени выбиралась в соответствии с осциллограммами мощности в вакуумном диоде и нормировалась на общую энергию накачки $E_{ВУФ}$. Результаты моделирования показывают, что энергия лазерного излучения в этом случае равна

2,38 Дж, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Рассчитанное распределение плотности поглощенной энергии $W_{вл}(X, Y)$ в поперечном сечении усилителя показано на рис. 1. Максимальная плотность вложенной энергии $W_{вл} = 6,5$ мДж \cdot см $^{-3}$ достигается вблизи поверхности окна ввода излучения накачки. В области ребер жесткости S плотность поглощенной энергии уменьшается до $W_{вл} = 3,6$ мДж \cdot см $^{-3}$. На продольной оси усилителя $W_{вл}$ составляет 2,2 мДж \cdot см $^{-3}$. Неоднородное пространственное распределение поглощенной энергии и расположение зеркал приводят к тому, что коэффициент усиления различных точек импульса зависит от его расстояния до внешней границы. Чтобы исследовать этот факт, рассчитывалось усиление лазерного импульса с равномерным распределением плотности энергии в поперечном сечении в режиме усиления слабого сигнала. Плотность энергии стартового импульса на входном окне в данном случае составляла $W_{in} = 0,05 \cdot 10^{-6}$ Дж \cdot см $^{-2}$ ($E_{in} = 1 \cdot 10^{-7}$ Дж).

Распределение относительной величины усиления в поперечном сечении лазерного пучка показано на рис. 2. Видно, что пространственное распределение усиления неоднородное. Максимальное значение коэффициента усиления (относительно плотности энергии входного сигнала без накачки), равное 6200, достигается вблизи внешней границы пучка, минимальное значение 1750 — на продольной оси. Неоднородности усиления вблизи границы обусловлены положением зеркал относительно ребер S (см. рис. 1).

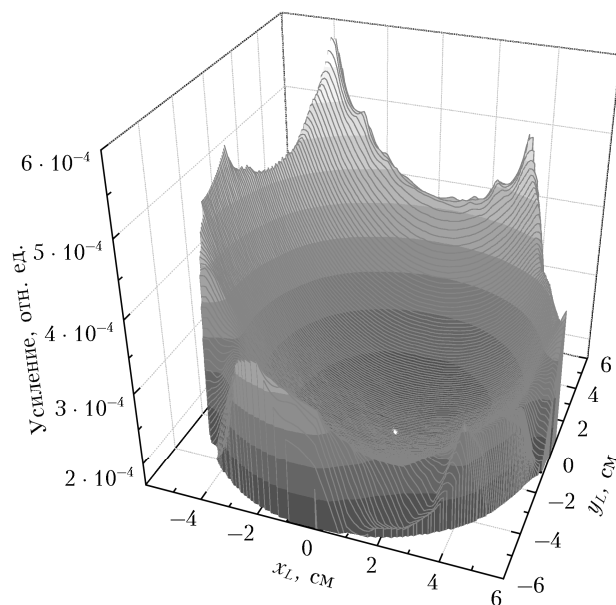


Рис. 2. Распределение относительного усиления в области выходного окна в режиме усиления слабого сигнала. Энергия стартового импульса $E_{in} = 1,0 \cdot 10^{-7}$ Дж

Приведенные результаты показывают, что пространственное распределение интенсивности исходного импульса имеет важное значение для обеспечения пространственной однородности плотности

лазерного излучения на выходном окне усилителя. Чтобы свести к минимуму влияние неоднородности усиления внешней границы, мы использовали стартовый импульс с гауссовым распределением интенсивности излучения по радиусу.

Из-за конструктивных особенностей усилителя максимум плотности лазерного излучения появляется в районе 31-го зеркала, где радиус поперечного сечения пучка достигает 3 см. Затем на выходном окне лазерный пучок расширяется до $R = 6$ см и интенсивность лазерного излучения падает. Рис. 3 показывает распределение плотности энергии лазерного излучения в различных точках усилителя: *a* – на окне ввода, *б* – на поверхности 31-го зеркала, *в* – на выходном окне. Распределение плотности лазерного излучения слабо зависит от азимутального угла и имеет максимум в области продольной оси

лазерного пучка. В области 31-го зеркала максимальное значение плотности лазерного излучения W_L равно $100 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$. В окне вывода W_L снижается до $32 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$. Кроме того, видно, что гауссово распределение плотности энергии $W_L(R) \sim \exp\{-r^2\}$ стартового импульса при усилении преобразуется в распределение, близкое к супергауссовому распределению $W_L(R) \sim \exp\{-r^4\}$.

Особый интерес представляет изменение пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в различных точках усилителя. Контурные равной интенсивности лазерного импульса, образованные в координатах сечения импульса $X = 0 - t$ в различных точках усилителя, показаны на рис. 4, где *a* – один проход через усилитель (зеркало 1), *б* – 20 проходов (зеркало 20), *в* – 31 проход (зеркало 31) и *г* – выходное окно усилителя.

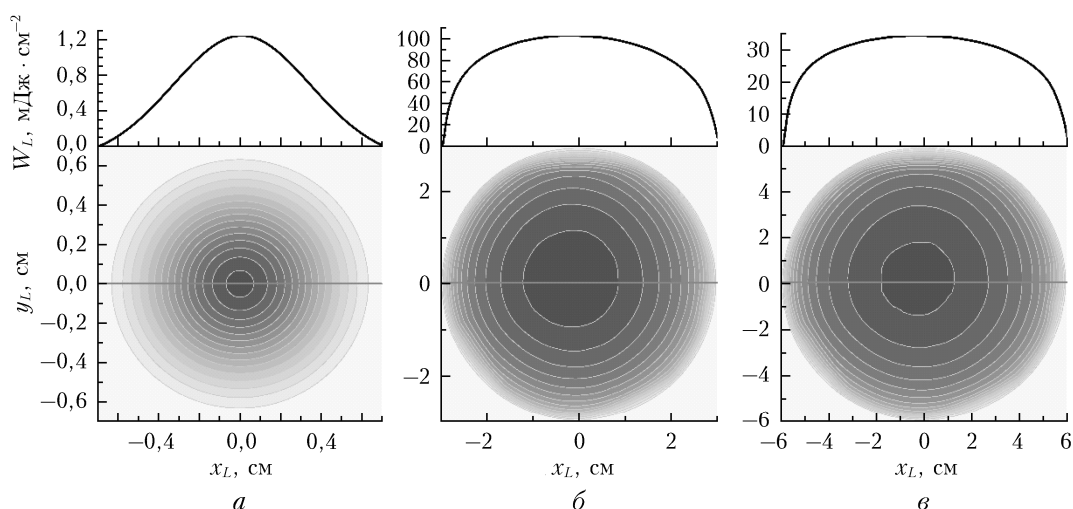


Рис. 3. Поперечное распределение плотности энергии лазерного излучения: *a* – входное окно; *б* – 31-е зеркало; *в* – выходное окно

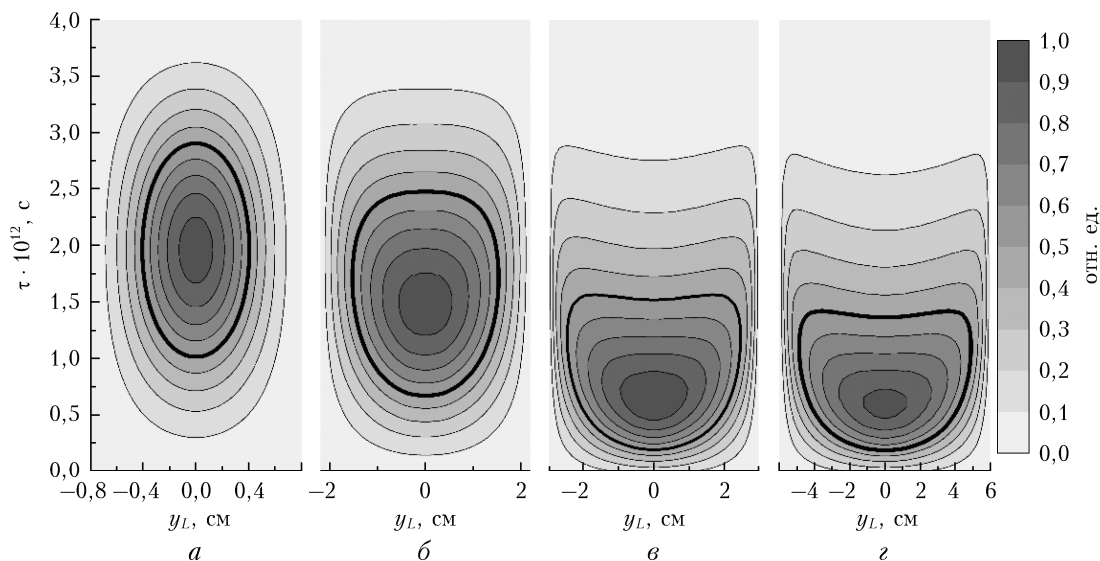


Рис. 4. Относительное распределение интенсивности лазерного излучения в координатах: время τ – плоскость сечения лазерного импульса $X = 0$, где τ – время от начальной точки импульса: *a* – 1-е зеркало; *б* – 20-е зеркало; *в* – 31-е зеркало; *г* – выходное окно. Максимальные интенсивности: *a* – 0,06; *б* – 20; *в* – 70; *г* – 30 ГВт \cdot см $^{-2}$. Жирной линией обозначен уровень $I_{\max}/2$

После первого прохода активной области усилителя максимальная интенсивность лазерного излучения, равная $I = 0,6 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$, достигается в центре лазерного пучка при $\tau = 2 \text{ пс}$. После 20 проходов максимальная интенсивность возрастает до $I_{\text{max}} = 21 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$, а точка максимальной интенсивности приближается к началу импульса ($\tau = 1,5 \text{ пс}$). Максимальная интенсивность лазерного излучения в данном режиме $I_{\text{max}} = 64 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$ и достигается после 31-го прохода активной среды (в области 31-го зеркала). Точка максимальной интенсивности расположена на продольной оси пучка на расстоянии, пройденном излучением за время $\tau = 0,7 \text{ пс}$ от исходной точки. В момент времени $\tau > 1,5 \text{ пс}$ распределение интенсивности в поперечном сечении импульса приобретает форму кольца. Такое поведение определяется влиянием эффекта насыщения усиления на оси пучка и неоднородностью усиления в поперечном сечении (см. рис. 2).

Если не принимать во внимание процессы нелинейного взаимодействия лазерного излучения с активной средой, увеличение энергии стартового импульса приводит к увеличению энергии и максимальной интенсивности лазерного излучения. На рис. 5 приведены расчетные зависимости энергии лазерного импульса на выходе усилителя (1), максимальной интенсивности в области 31-го зеркала (2) и максимальной интенсивности на выходе усилителя (3) от энергии стартового импульса. Увеличение энергии начального импульса до 5 мДж приводит к увеличению энергии лазера до 3,8 Дж. Интенсивность лазерного излучения в области зеркала 31 увеличивается до $148 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Далее, при расширении пучка, максимальная интенсивность уменьшается до $50 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$ на выходном окне.

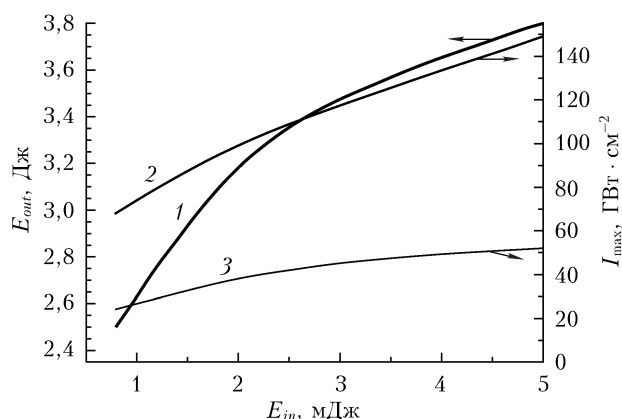


Рис. 5. Зависимости выходной энергии лазерного излучения E_{out} (1), максимальной интенсивности I_{max} на 31-м зеркале (2) и I_{max} на выходном окне (3) от энергии стартового импульса E_{in}

В экспериментах при усилении лазерного импульса с энергией $E_{\text{in}} = 0,8 \text{ мДж}$ была получена энергия 2 Дж.

Заключение

Проведены экспериментальные и теоретические исследования усиления лазерных импульсов в усилителе лазерной системы THL-100. Экспериментально при усилении стартового импульса длительностью импульса 2 пс с энергией 0,8 мДж получена энергия лазерного импульса $E_{\text{out}} = 2 \text{ Дж}$. Численное исследование изменения пространственных и энергетических характеристик лазерного импульса показало, что в этом режиме максимальная интенсивность лазерного излучения I_{max} достигает $64 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Прохождение импульса в усилителе приводит к смещению точки максимальной интенсивности, расположенной на продольной оси усилителя, от центральной точки ($\tau = 2 \text{ пс}$) к началу импульса ($\tau = 0,6 \text{ пс}$). Плотность энергии лазерного излучения достигает максимального значения $100 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$ в центре 31-го зеркала. При $\tau > 0,04 \text{ пс}$ от начала импульса распределение интенсивности в поперечном сечении лазерного луча приобретает форму кольца. Такое поведение интенсивности объясняется влиянием эффекта насыщения усиления и неоднородностью усиления в поперечном сечении лазерного пучка. Распределение плотности энергии в стартовом импульсе, описываемое функцией Гаусса: $W_L(r) \sim \exp\{-r^2\}$, при усилении преобразуется в распределение, близкое к супергауссовому распределению: $W_L(r) \sim \exp\{-r^4\}$.

Экспериментальная часть работы выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 15-19-10021, теоретическая часть работы выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты № 14-08-00511, 15-08-02905, 15-08-00204.

1. Аристов А.И., Грудцын Я.В., Зубарев И.Г., Иванов Н.Г., Коляченко А.В., Крохин О.Н., Лосев В.Ф., Маврицкий А.О., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Растворцева А.А., Ратахин Н.А., Сентис М., Стародуб А.Н., Теняков С.Ю., Утеза О., Черемискин В.И., Яловой В.И. Гибридная фемтосекундная лазерная система на основе фотохимического XeF(C-A)-усилителя с апертурой 12 см // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 11. С. 1029–1034.
2. Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk B., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Ratakhin N., Yastremsky A. Development of a hybrid (solid state/gas) femtosecond laser system of multiterawatt peak power // Proc. SPIE Int. Soc. Eng. 2010. V. 7751. P. 9–12.
3. Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk B., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Ratakhin N., Yastremsky A. Prospects of development of hybrid (solid state/gas) ultra-high power femtosecond laser system on the basis of XeF(C-A) amplifier // Opt. Prec. Eng. 2011. V. 19, N 2. P. 252–259.
4. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Ратахин Н.А., Ястремский А.Г. Тераваттная гибридная лазерная система THL-100 на базе фотодиссоционного XeF(C-A)-усилителя // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 221–225.

5. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., Koval'chuk B.M., Losev V.F., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.F.* Multiterawatt femtosecond hybrid system based on a photodissociation XeF(C–A) amplifier in the visible range // *Quantum Electron.* 2012. V. 42, N 5. P. 377–378.
6. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Grudtsyn Ya.V., Ivanov N.G., Koval'chuk B.M., Losev V.F., Mamaev S.B., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Polivin A.V., Stepanov S.G., Ratakhin N.A., Yalovoi V.I., Yastremskii A.G.* Visible-range hybrid femtosecond systems based on a XeF(C–A) amplifier: State of the art and prospects // *Quantum Electron.* 2013. V. 43, N 3. P. 190–200.
7. *Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г.* Численное моделирование усиления коротких импульсов в активной среде XeF(C–A)-усилителя // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 10. С. 863–866.
8. *Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г.* Влияние состава газовой смеси на диссипацию энергии накачки в XeF(C–A)-усилителе гибридной фемтосекундной лазерной системы THL-100 // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 4. С. 326–331.
9. *Kuznetsova T.I., Mikheev L.D.* Amplification of short light pulses with a spherical wave front // *Quantum Electron.* 2008. V. 38, N 10. P. 969–975.
10. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., Kovalchuk B.M., Losev V.F., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A.* Multiterawatt femtosecond laser system in the visible with photochemically driven XeF(C–A) boosting amplifier // *Laser Part. Beams.* 2013. V. 31, N 1. P. 17–21.
11. *Mikheev L.D., Stavrovskii D.B., Zuev V.S.* Photodissociation XeF laser operating in the visible and UV regions // *J. Russ. Laser Res.* 1995. V. 16, N 5. P. 427–475.
12. *Malinovskii G.Ya., Mamaev S.B., Mikheev L.D., Moskalev T.Yu., Sentis M.L., Cheremiskin V.I., Yalovoi V.I.* Numerical simulation of the active medium and investigation of the pump source for the development of a photochemical XeF(C–A) amplifier of femtosecond optical pulses // *Quantum Electron.* 2001. V. 31, N 7. P. 617–622.
13. *Tcheremiskine V.I.* Studies of the photodissociation wave formation. Application to the active medium of the hotolytical XeF laser // Ph.D. Thesis. University of Aix-Marseille II (1999). URL: <http://www.lp3.univmrs>
14. *Bishel W.K., Eckstrom D.J., Walker H.C., Tilton R.A.* Photolytically pumped XeF(C–A) laser studies // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52, N 7. P. 4429–4434.
15. *Frantz L.M., Nodvik J.S.* Theory of pulse propagation in a laser amplifier // *Appl. Phys.* 1963. V. 34, N 8. P. 2346–2349.
16. *Black G., Sharpless R.L., Lorents D.C., Huestis D.L., Gutcheck R.A., Bonifild T.D., Helms D.A., Walters G.K.* XeF₂ photodissociation studies. I. Quantum yields and kinetics of XeF(B) and XeF(C) // *J. Chem. Phys.* 1981. V. 75, N 10. P. 4840–4846.
17. *Brashers H.C., Setser D.W.* Transfer and quenching rate constants for XeF(B) and XeF(C) state in low vibrational levels // *J. Chem. Phys.* 1982. V. 76, N 10. P. 4932–4946.
18. *Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk B., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Puchikin A., Ratakhin N., Yastremsky A.* Development of a 100-trawatt hybrid femtosecond laser system // *Proc. SPIE.* 2011. V. 7993. 799317 (5 p.).
19. *Yastremskii A.G., Ivanov N.G., Losev V.F., Panchenko Yu.N.* Modeling of lasing possibility in XeF(C–A) amplifier of the THL-100 laser system // *Proc. SPIE.* 2015. V. 9255. 925528 (5 p.).

A.G. Yastremsky, M.V. Ivanov, N.G. Ivanov, V.F. Losev. **Amplification of picosecond pulses in a gas amplifier of THL-100 laser system.**

Evolution of spatial and energy characteristics of start pulse with energy of 0.8 mJ and duration of 2 ps in the amplifier of THL-100 laser system have been studied experimentally and by numerical simulation. Laser radiation energy $E = 2$ J was obtained experimentally. In this work we present a 3D amplification model of conically diverging laser beams, which takes into account the spatial inhomogeneity of the pump and the geometry of THL-100 laser system amplifier. Description and the test results of the model are submitted. At the start pulse energy of 0.8 mJ the calculated radiation energy at the amplifier output reaches 2.4 J. Simulation results show that maximal intensity of the laser radiation in this mode reaches $P = 60$ GW · cm⁻². Evolution of energy and space-time structure of the laser pulse in the amplifier was investigated. It is shown that in the ideal case (excluding the processes of nonlinear interaction of laser beam with the active medium), at the start pulse energy of 5 mJ, the energy of the laser radiation at the output of the amplifier is increased to $E_{out} = 3.8$ J. In this mode, the maximal radiation intensity reaches a value of $I = 148$ GW · cm⁻².