

Влияние характеристик входного импульса излучения на параметры ХеF(C–A)-усилителя в лазерной системе THL-100

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов, В.Ф.Лосев

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния пространственных и энергетических параметров входного излучения с длительностью импульса 50 пс на выходные характеристики ХеF(C–A)-усилителя мультитераваттной лазерной системы видимого диапазона THL-100. Исследована динамика радиального распределения плотности энергии лазерного излучения при прохождении его через усилитель. Приведены результаты численного моделирования усиления пучка лазерного излучения с гауссовым и супергауссовым радиальными распределениями плотности энергии. Показано, что экспериментально полученная энергия лазерного излучения 3.2 Дж не является предельной. Согласно расчетам, энергия на выходе усилителя для данной конфигурации зеркал может достигать 4.1 Дж, что при компрессии импульса до 50 фс даст мощность излучения 82 ТВт.

Ключевые слова: гибридная лазерная система THL-100, радиальное распределение интенсивности, максимальная энергия лазерного излучения, численное моделирование.

1. Введение

В конце 70-х годов прошлого столетия была получена генерация лазерного излучения на переходах $B(1/2) \rightarrow X(1/2)$ и $C(3/2) \rightarrow A(3/2)$ молекулы ХеF при фотодиссоциации молекул ХеF₂ излучением в вакуумной УФ (ВУФ) области спектра [1, 2]. Далее в работах Л.Д.Михеева с сотрудниками (ФИАН) была показана перспективность использования перехода $C(3/2) \rightarrow A(3/2)$ молекулы ХеF для прямого усиления фемтосекундных лазерных импульсов и предложена гибридная схема мультитераваттных лазерных систем [3–7].

В ИСЭ СО РАН совместно с сотрудниками ФИАНа на базе этой схемы была создана гибридная лазерная система THL-100, состоящая из Ti:сапфирового стартового комплекса, генератора второй гармоники, стретчера на призменной паре, фотохимического ХеF(C–A)-усилителя и компрессора на основе пластин из плавленного кварца [8,9]. Первые экспериментальные исследования, проведенные на этой системе, позволили получить рекордную мощность лазерного излучения 14 ТВт в видимой области спектра ($\lambda = 475$ нм) при длительности импульса 50 фс [8,9]. Численное моделирование усиления пикосекундного импульса в активной среде ХеF(C–A)-усилителя для различных составов среды и характеристик входного импульса показало, что кинетика процессов в данной системе дает возможность увеличить энергию лазерного импульса до 3 Дж и более [10, 11].

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: yastrems@igl.hcei.tsc.ru

В.Ф.Лосев. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30

Поступила в редакцию 5 июля 2016 г., после доработки – 29 сентября 2016 г.

Модернизация лазерной системы THL-100 в 2015 г. позволила повысить выходную энергию ХеF(C–A)-усилителя до 2 Дж при инжекции импульса излучения с длительностью 2 пс и энергией 0.8 мДж [12]. Однако при этом на входе в усилитель распределение интенсивности излучения было недостаточно однородным. В результате в активной среде за счет керровской нелинейности возникла мелкомасштабная самофокусировка излучения, приводящая к образованию дефектов на поверхности зеркал. Численные исследования усиления в этом режиме показали, что максимальная интенсивность лазерного излучения достигает 64 ГВт/см² [12]. Для предотвращения мелкомасштабной самофокусировки пучка при усилении длительность входного импульса была увеличена до 50 пс (положительно chirпированный импульс), что позволило получить гауссов пучок и существенно уменьшить максимальную интенсивность лазерного излучения в ХеF(C–A)-усилителе [13]. Каким образом внесенные изменения повлияют на режим усиления, оставалось неизвестным.

Основной целью настоящей работы является исследование влияния величины энергии и пространственного распределения интенсивности входного излучения с длительностью импульса 50 пс на выходные параметры ХеF(C–A)-усилителя, а также изучение условий получения предельной энергии лазерного излучения.

2. Экспериментальная аппаратура и методики измерения

Задающий генератор стартового комплекса формировал спектрально ограниченные импульсы излучения на центральной длине волны 950 нм с длительностью 50 фс, которые растягивались стретчером до длительности ~ 100 пс (по полувысоте) и усиливались в Ti:сапфировых усилителях до энергии 57 мДж. Преобразование первой гармоники во вторую осуществлялось в кристалле KDP толщиной 2 мм. Излучение второй гармоники имело гауссово распределение интенсивности с диаметром 3.5 мм (по

уровню $1/e^2$), длительность импульса 50 пс и энергию до 7 мДж. После этого пучок расширялся в зеркальном телескопе с увеличением $3\times$ и усиливался в многопроходной оптической системе XeF(C–A)-усилителя, состоящей из 32 зеркал. Для исключения дифракции на зеркалах XeF(C–A)-усилителя излучение на его входе проходило через зубчатую диафрагму с внутренним диаметром 11 мм и отношением высоты зуба к шагу $h/d = 7$. По мере усиления пучок расширялся и на 31-м проходе его радиус составил 30 мм. На последних двух проходах радиус пучка увеличивался до 60 мм за счет того, что предпоследнее зеркало было выпуклым.

Газовая смесь XeF(C–A)-усилителя состояла из буферного газа азота (380 Тор) и паров XeF₂ (0.2 Тор). Активная среда (молекулы XeF(C₀)) создавалась при фотодиссоциации молекул XeF₂ ВУФ излучением накачки с длиной волны 172 нм [7, 8]. Энергия лазерного излучения регистрировалась измерителями Gentec и OPHIR.

3. Численная модель усилителя

На рис.1 представлена схема входного блока XeF(C–A)-усилителя, на которой показано расположение (и относительные размеры) зеркал. В поперечном сечении лазерная камера имеет форму правильного шестиугольника. Его сторонами являются окна, через которые вводится ВУФ излучение накачки. Номер зеркала соответствует номеру прохода по активной области, который заканчивается на этом зеркале. Аналогичный блок зеркал расположен на выходном торце усилителя. На входном блоке зеркала имеют четные номера, на выходном – нечетные. Входной пучок вводится в усилитель через окно 0, проходит через усилитель и отражается от зеркала 1, расположенного на выходном блоке усилителя. Затем, опять пройдя через усилитель, пучок отражается от зеркала 2

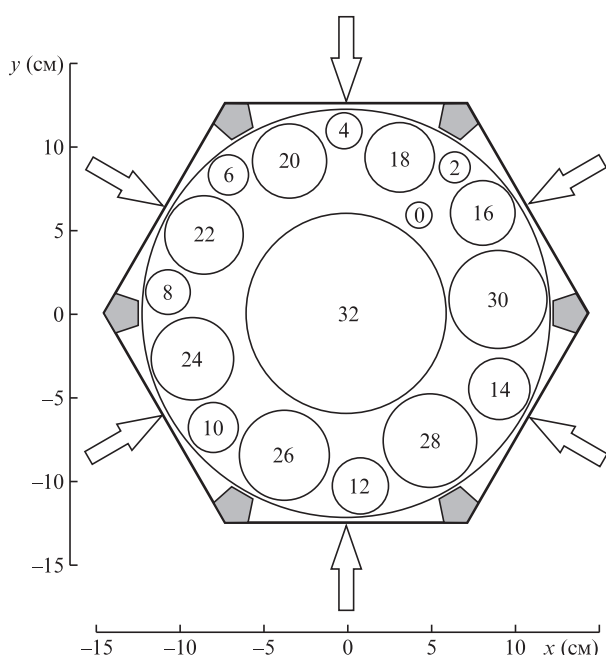


Рис.1. Схема входного блока зеркала усилителя. Номера зеркал соответствуют числу проходов излучения по усилителю до данного зеркала. На выходном блоке усилителя расположен такой же набор зеркал с нечетными номерами. Стрелки указывают направление ВУФ излучения накачки. Заштрихованные области являются непрозрачными для излучения накачки.

и т.д. После 33-го прохода по активной области лазерный пучок выводится из усилителя через окно 33.

При моделировании рассчитывалось усиление конически расширяющегося пучка лазерного излучения, угол расходимости которого изменялся от $\Omega_1 = 0.95$ мрад (с 1-го по 31-й проходы) до $\Omega_2 = 22$ мрад (на 32-м и 33-м проходах). Углы Ω_1 и Ω_2 существенно больше угла дифракционной расходимости, поэтому процессы дифракции в модели не учитывались.

Кинетика реакций в газовой смеси N₂–XeF₂ с накачкой ВУФ излучением исследована в работах [6, 14, 15]. Установлено, что при фотолизе XeF₂ эксимерные молекулы XeF(B) и XeF(C) образуются в колебательно-возбужденных состояниях. Затем, в процессах VV- и VT-релаксаций, молекулы переходят в нулевые колебательные состояния XeF(B₀, C₀). Скорость процессов релаксации фактически определяет скорость накачки верхних лазерных уровней XeF(C₀).

Система колебательных уровней молекулы XeF(B, C) содержит четыре эффективных уровня: B и B₀ – колебательно-возбужденные и невозбужденные уровни XeF(B), C и C₀ – колебательно-возбужденные и невозбужденные уровни XeF(C) соответственно. Концентрации этих молекул будем обозначать как n_B, n_{B_0}, n_C и n_{C_0} соответственно.

В настоящей работе рассматриваются импульсы длительностью $t_{pl} = 50$ пс (имеется в виду длительность на полувысоте), что существенно меньше характерного времени колебательной релаксации XeF(B, C). Это дает возможность проводить отдельно расчет характеристик активной среды и моделирование усиления лазерного импульса. Пространственное распределение концентрации частиц в усилителе находилось из решения системы интегродифференциальных уравнений, описывающих распространение УФ излучения накачки, и уравнений баланса концентрации частиц активной среды [8]:

$$\cos \theta \frac{\partial I(r_w, \theta, t_p)}{\partial r_w} = -\sigma_{VUV} I(r_w, \theta, t_p) N_{XeF_2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{XeF_2}}{\partial t_p} = -2\pi N_{XeF_2} \sigma_{VUV} \int_0^\pi I(r_w, \theta, t_p) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_B(x, y, t_p)}{\partial t_p} &= \gamma_B N_f(x, y, t_p) - \tau_{B_0}^{-1} n_B(x, y, t_p) \\ &+ k_{CB}^{N_2} n_C(x, y, t_p) M, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_C(x, y, t_p)}{\partial t_p} &= \gamma_C N_f(x, y, t_p) - \tau_{C_0}^{-1} n_C(x, y, t_p) \\ &+ k_{BC}^{N_2} n_B(x, y, t_p) M, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{B_0}(x, y, t_p)}{\partial t_p} &= \tau_{B_0}^{-1} [n_{B_0}^e(x, y, t_p) - n_{B_0}(x, y, t_p)] \\ &+ k_{C_0B_0}^{N_2} n_{C_0}(x, y, t_p) M - \tau_{B_0}^{-1}(x, y, t_p), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{C_0}(x, y, t_p)}{\partial t_p} &= \tau_{C_0}^{-1} [n_{C_0}^e(x, y, t_p) - n_{C_0}(x, y, t_p)] \\ &+ k_{B_0C_0}^{N_2} n_{B_0}(x, y, t_p) M - \tau_{C_0}^{-1} n_{C_0}(x, y, t_p), \end{aligned} \quad (6)$$

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

Здесь t_p – время (накачка усилителя начинается при $t_p = 0$); r_w – расстояние от боковой грани лазерной камеры до рассматриваемой точки активной среды; x и y – координаты (распределение плотности поглотенной энергии накачки по длине усилителя z предполагалось однородным); $I(r_w, \Theta, t_p)$ – плотность потока фотонов ВУФ излучения накачки; Θ – угол между направлением распространения излучения накачки и нормалью к поверхности окна; σ_{VUV} – сечение поглощения излучения накачки молекулами XeF_2 ; N_{XeF_2} – концентрация молекул XeF_2 ; $N_f(x, y, t_p)$ – число актов фотолиза XeF_2 в единице объема в единицу времени в точке с координатами x, y, t_p ; M – концентрация молекул буферного газа азота; γ_B и γ_C – квантовые выходы $\text{XeF}(\text{B})$ и $\text{XeF}(\text{C})$ при фотолизе; $n_{B_0}^0$ и $n_{C_0}^0$ – равновесные концентрации молекул $\text{XeF}(\text{B}_0)$ и $\text{XeF}(\text{C}_0)$; $k_{B_0}^{N_2}$ и $k_{C_0}^{N_2}$ – константы колебательной релаксации $\text{XeF}(\text{B})$ и $\text{XeF}(\text{C})$ в среде азота; $k_{BC}^{N_2}$, $k_{B_0C_0}^{N_2}$, $k_{CB}^{N_2}$ и $k_{C_0B_0}^{N_2}$ – константы $\text{B} \leftrightarrow \text{C}$ и $\text{B}_0 \leftrightarrow \text{C}_0$ обмена в столкновениях с молекулами N_2 ; $\tau_{BX}^{-1} = \tau_{BX}^{-1} + Q_B + k_{BC}^{N_2} n_B M$; $\tau_{CX}^{-1} = \tau_{CX}^{-1} + Q_C + k_{CB}^{N_2} n_C M$; τ_{BX}^{-1} и τ_{CX}^{-1} – вероятности спонтанного излучения на соответствующих переходах; $Q_B = \sum_i k_B^{(i)} R_i$ и $Q_C = \sum_i k_C^{(i)} R_i$ – вероятности тушения состояний $\text{XeF}(\text{B})$ и $\text{XeF}(\text{C})$ компонентами смеси и продуктами фотолиза с концентрациями R_i ; $k_B^{(i)}$, $k_C^{(i)}$ – соответствующие константы. Подробный анализ процессов кинетики в активной среде усилителя в зависимости от состава смеси и значения используемых в модели констант приведены в [11, 16–18].

Расчет усиления пучка лазерного излучения проводится в цилиндрической системе координат r, φ, z_L , где r и φ – расстояние от продольной оси пучка и азимутальный угол соответственно, а z_L – расстояние, пройденное «головной» частью лазерного пучка в усилителе. Продольная ось лазерного пучка совпадает с осью z_L , положение которой определяется траекторией перемещения лазерного пучка в усилителе. Начальная точка $A(r = 0, \varphi, z_L = 0)$ расположена в центре входного окна 0 (рис.1). Максимальное значение z_L , равное длине пробега лазерного пучка в усилителе, достигается на выходном окне 33. Плотность потока фотонов лазерного излучения $F(r, \varphi, z_L, t)$ и концентрация $n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t)$ определялись из решения уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t) = -n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t) \sigma_{C_0A} F(r, \varphi, z_L, t), \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z_L} + K + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t) \sigma_{C_0A} \right] F(r, \varphi, z_L, t) = 0. \quad (9)$$

Здесь и далее $t = t_p - t_{\text{pin}}$ – время распространения головной части лазерного пучка в усилителе; t_{pin} – время ввода лазерного пучка в усилитель, которое находилось из условия максимального усиления входного импульса и составляло 80 нс; $\sigma_{C_0A} = 9 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ – сечение стимулированного излучения на лазерном переходе $\text{C}_0 \rightarrow \text{A}$ молекулы XeF [15]; $K = 2/(z_L + r_c)$ – коэффициент уменьшения плотности потока лазерного излучения за счет расширения пучка [19]; r_c – радиус кривизны волнового фронта лазерного излучения; c – скорость света.

Эксперименты и расчеты проводились для смеси N_2 (380 Тор) и XeF_2 (0.2 Тор). Начальные концентрации $n_C(x, y, 0)$, $n_{C_0}(x, y, 0)$, $n_B(x, y, 0)$ и $n_{B_0}(x, y, 0)$ считались равными нулю. Зависимость от времени плотности потока фотонов излучения накачки вблизи окон для ввода $I(0, \Theta, t_p)$ задавалась в соответствии с осциллограммами

мощности вакуумного диода и нормировалась на полную энергию накачки $E_{VUV} = 270 \text{ Дж}$, измеренную калориметром внутри лазерной камеры. Длительность переднего фронта импульса накачки $I(r_w, \Theta, t_p)$ была равна 100 нс, а его длительность по основанию – 330 нс.

Начальное распределение $n_{C_0}(r, \varphi, 0, 0)$ находилось методами двумерной интерполяции исходя из концентрации $n_{C_0}(x, y, t_{\text{pin}})$, полученной при решении системы уравнений (1)–(7), и координат точки $A(x, y, t_{\text{pin}})$ в момент времени t_{pin} . При распространении пучка в усилителе концентрация $n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t)$ в области нахождения головной части пучка всегда равна $n_{C_0}(r, \varphi, t)$, полученной исходя из концентрации $n_{C_0}(x, y, t + t_p)$ и координат точки $A(x, y, t + t_p)$. В остальных точках лазерного пучка $n_{C_0}(r, \varphi, z_L, t)$ рассчитывалась из системы уравнений (8), (9).

На входе в усилитель распределение плотности потока $F(r, \varphi, z_L, t)$ в пучке описывалось формулой Гаусса:

$$F_{\text{in}}(r, \varphi, t) = F_{\text{max}} \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_{\text{st}}^2}\right) \exp\left[-\frac{(t - t_{\text{max}})^2}{t_{\text{pl}}^2} 4 \ln 2\right], \quad (10)$$

где t_{max} – время достижения максимальной плотности потока F_{max} ; t_{pl} – длительность входного импульса; R_{st} – радиус входного лазерного пучка по уровню интенсивности $1/e^2$. Показатель степени n выбирался равным двум для гауссова и четырем для супергауссова распределений плотности потока F_{in} по радиусу. Область изменения r определялась радиусом входного окна R_0 (от нуля до радиуса пучка $R_b = R_0$). При распространении пучка в усилителе радиус R_b изменялся от 0.5 см на входном окне до 6.0 см на выходном окне. Плотность потока на боковой границе пучка $r = R_b$ рассчитывается по формуле (10). Распределение по φ предполагалось однородным, а F_{max} находилось из условия нормировки энергии на энергию входного пучка E_{in} .

Мощность усиленного спонтанного излучения в данной системе не превышала 200 Вт [8], что существенно меньше мощности лазерного излучения в усилителе, и поэтому в расчетах оно не учитывалось. Балансные уравнения для концентрации частиц в активной области усилителя решались методом Гира. Для решения волнового уравнения использовался метод Рунге–Кутты с постоянным шагом. Величина шага в расчетах выбиралась равной $5 \times 10^{-13} \text{ с}$. Максимальная погрешность в этих расчетах не превышала 10%.

Тестирование модели проводилось для различных газовых смесей как до [10, 20], так и после [21] модернизации системы (при $E_{VUV} = 260 \text{ Дж}$). Во всех работах показано хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных [10, 20, 21].

4. Результаты и их обсуждение

Расчетное распределение удельной поглотенной энергии накачки E_{abs} в поперечном сечении усилителя показано на рис.2. Наибольшей величины (7.5 мДж/см³) она достигает на поверхности окон для ввода излучения накачки ($r_w = 0$). На продольной оси усилителя E_{abs} уменьшается до 0.5 мДж/см³. За счет экранирования части излучения накачки вблизи непрозрачных для него областей E_{abs} уменьшается до 4 мДж/см³. Из всей энергии ВУФ излучения накачки $E_{VUV} = 270 \text{ Дж}$ в лазерной камере поглощается энергия $E_{\text{abs}} = 182.5 \text{ Дж}$. Остальная часть энергии поглощается на ребрах жесткости (заштрихованные об-

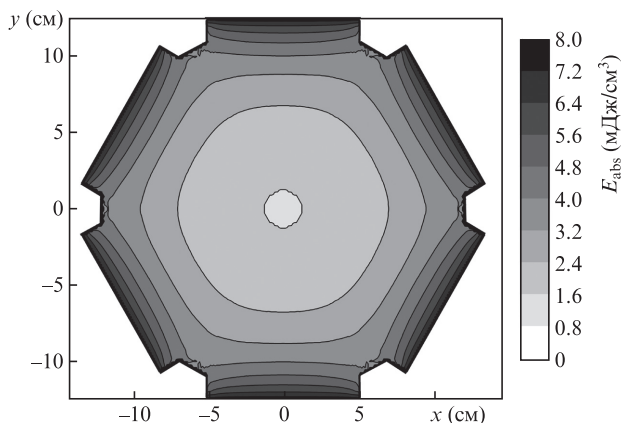


Рис.2. Расчетное распределение удельной поглощенной энергии накачки E_{abs} в поперечном сечении усилителя. Полная энергия накачки $E_{VUV} = 270$ Дж.

ласти на рис.1) и уходит из лазерной камеры через окна для ввода излучения.

Неоднородное распределение поглощенной энергии накачки вызывает неоднородное распределение коэффициента усиления слабого сигнала $g(r, \varphi)$ в поперечном сечении лазерного пучка. В работе [22] этот вопрос исследован методами численного моделирования. На вход усилителя (при $t_{pin} = 80$ нс) подавался лазерный пучок с однородным распределением плотности энергии в его поперечном сечении $W_{in} = 0.05 \times 10^{-6}$ Дж/см². На выходе усилителя плотность энергии лазерного излучения W_{out} вблизи внешней границы пучка ($r = R_b$) составляла 52×10^{-6} Дж/см² (см. рис.2 в [22], где $g = W_{out}/W_{in} \approx 1000$). На оси лазерного пучка ($r = 0$) плотность энергии уменьшалась до 15×10^{-6} Дж/см² ($g \approx 300$). Таким образом, в [22] показано, что в режиме усиления слабого сигнала участки лазерного пучка на его внешней границе усиливаются примерно в три раза больше, чем на оси.

В настоящей работе исследовалось влияние энергии E_{in} и пространственного распределения плотности энергии входного пучка $W_{in}(r)$ на энергию E_{out} и пространственное распределение плотности энергии $W_{out}(r, \varphi, t)$ усиленного пучка. Энергия входного пучка изменялась в диапазоне 0.1–6 мДж. При большей энергии входного пучка энергия выходного пучка E_{out} не изменялась. Радиус R_{st} входного пучка по уровню интенсивности $1/e^2$ изменялся от 0.5 до 0.22 см. Исследовалось также усиление входного пучка с супергауссовым радиальным распределением интенсивности. В этом случае радиус R_{st} выбирался равным 0.5 см, а показатель степени n – равным четырем.

Радиальные распределения плотности энергии входного пучка W_{in} с энергией $E_{in} = 2$ мДж при различных значениях R_{st} показаны на рис.3. Максимальная плотность энергии на оси пучка $W_{in}(0) \approx 25$ мДж/см² достигается при минимальном радиусе входного пучка $R_{st} = 0.22$ см. В этом случае $W_{in}(R_{st}) = 3.4$ мДж/см². При увеличении радиуса входного пучка до 0.5 см распределение $W_{in}(r)$ становится более однородным: $W_{in}(0) = 5.7$ мДж/см² и $W_{in}(R_{st}) = 0.78$ мДж/см². В случае супергауссова распределения (кривая 1) $W_{in}(0)$ и $W_{in}(R_{st})$ равны 4.15 и 0.56 мДж/см² соответственно. В экспериментах распределение $W_{in}(r)$ (кривая б) близко к расчетному при $R_{st} = 0.5$ см.

При прохождении через усилитель распределение плотности энергии в поперечном сечении лазерного пучка

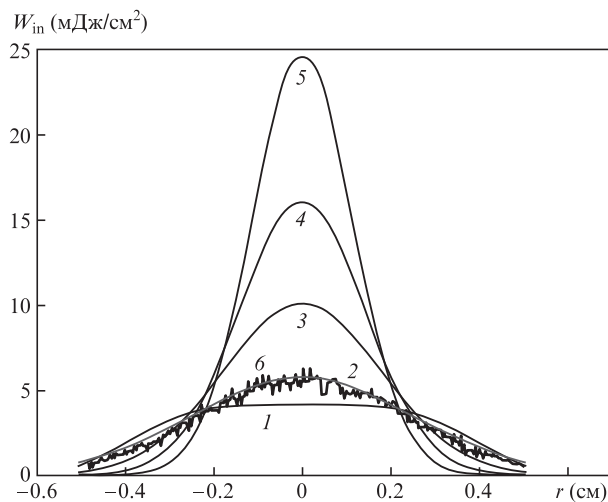


Рис.3. Супергауссово (1) и гауссово (2–5) радиальные распределения плотности энергии входного пучка $W_{in}(r)$ при $R_{st} = 0.5$ (1, 2), 0.35 (3), 0.28 (4) и 0.22 см (5). Кривая 6 – эксперимент. Энергия входного лазерного пучка $E_{in} = 2$ мДж.

$W(r, \varphi, t)$ непрерывно меняется. Динамика $W(r, \varphi, t)$ в случае супергауссова распределения показана на рис.4. Плотность энергии $W_{in}(0, \varphi, 0)$ входного пучка на оси составляет ~ 4 мДж/см². Через 15 проходов по усилителю $W(0, \varphi, t)$ достигает 52 мДж/см² и распределение становится неоднородным.

На 25-м зеркале максимальная плотность энергии лазерного излучения на оси пучка $W(0, \varphi, t)$ составляет 145 мДж/см² (рис.4,б). В этой области лазерным излучением разрушается уже до $\sim 96\%$ молекул XeF(C₀). В дальнейшем $W(0, \varphi, t)$ меняется незначительно и остается равным ~ 150 мДж/см², а энергия лазерного пучка возрастает за счет увеличения $W(R_b)$ на его границе. Вблизи 31-го зеркала $W(R_b)$ достигает ~ 110 мДж/см² (рис.4,в), а пространственное распределение $W(r, \varphi, t)$ уже слабо зависит от азимутального угла (в пределах $\sim 2\%$). Увеличение радиуса лазерного пучка R_b до 5.5 см на выходном окне приводит к уменьшению $W(0)$ и $W(R_b)$ до 36 и 32 мДж/см² соответственно (рис.4,з).

Таким образом, при $E_{in} = 2$ мДж расчетная плотность энергии лазерного пучка слабо зависит от азимутального угла, что остается справедливым и при больших входных энергиях. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только радиальные распределения $W(r, 0, t)$, которые обозначим $W(r, t)$.

На рис.5 приведены расчетные зависимости энергии лазерного излучения на выходе усилителя E_{out} от энергии входного пучка E_{in} для различных R_{st} . Кривая 1 соответствует супергауссовому распределению интенсивности. Увеличение R_{st} приводит к увеличению плотности энергии на периферии пучка $W_{in}(R_b)$ (рис.3) и энергии выходного лазерного излучения во всем диапазоне изменения E_{in} . Максимальная энергия достигает 4.1 Дж при входной энергии 6 мДж. Расчеты показывают, что при увеличении E_{in} от 0.1 до 1.5 мДж энергия E_{out} быстро увеличивается за счет роста $W(0)$ и $W(R_b)$. При $E_{in} = 1$ мДж величина $W(0)$ в области 31-го зеркала достигает 170–188 мДж/см² при $R_{st} = 0.5$ –0.22 см и при дальнейшем увеличении энергии входного пучка изменяется незначительно (до 190 мДж/см² при $E_{in} = 6$ мДж). При $E_{in} > 1$ мДж для всех значений R_{st} рост энергии лазерного излучения на выходе усилителя происходит за счет увеличения $W(r \approx R_b)$.

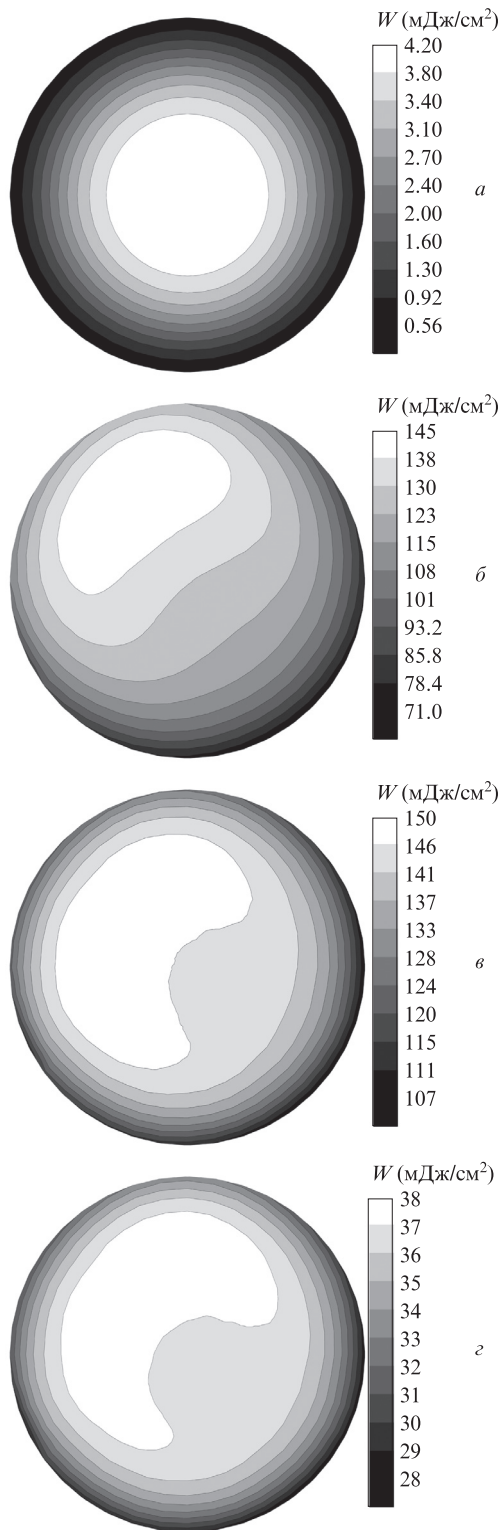


Рис.4. Распределения плотности энергии лазерного излучения W в различных сечениях пучка: во входном пучке (супергауссово распределение) (а), на 25-м зеркале (б), на 31-м зеркале (в) и на выходном окне (г).

Проведенные ранее [10, 11] численные исследования показали, что на данной установке возможно достижение энергии до 3 Дж и более. Экспериментально была получена энергия лазерного излучения $E_{out} = 2$ Дж при длительности импульса 2 пс. Дальнейшее увеличение E_{in} приводило к мелкомасштабной самофокусировке и не позволяло увеличить энергию лазерного излучения. Увеличение

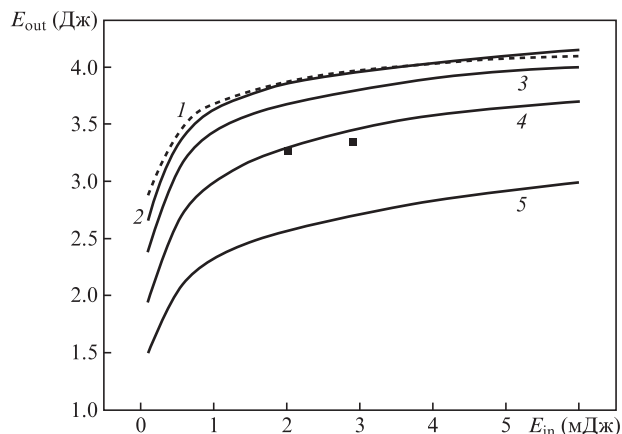


Рис.5. Зависимости лазерной энергии на выходе ХеF(C-A)-усилителя от энергии входного пучка, соответствующие супергауссову (1) и гауссову (2–5) распределениям интенсивности, при $R_{st} = 0.5$ (1, 2), 0.35 (3), 0.28 (4) и 0.22 см (5). Точки – эксперимент.

до 50 пс длительности импульса излучения, входящего в ХеF(C-A)-усилитель, дало возможность снизить максимальную интенсивность излучения до 12 ГВт/см². При этом оптимизация экспериментальных условий (энергия входного импульса, профиль входного пучка, момент его инжекции в усилитель, давление паров ХеF₂ и N₂, угол расходимости усиливаемого излучения) позволила достичь на выходе усилителя энергии 3.21 Дж. При изменении входной энергии от 2 до 3 мДж выходная энергия, в противоречии с данными расчета, практически не менялась (точки на рис.5). Таким образом, происходило насыщение усилителя по входной энергии.

Расчетные значения E_{out} , полученные при $R_{st} = 0.5$ см, $E_{in} = 2$ и 3 мДж, составляют 3.88 и 3.98 Дж соответственно и превышают экспериментальные значения. Расчетное радиальное распределение плотности энергии $W_{out}(r)$ на выходе усилителя при $R_{st} = 0.5$ см существенно отличается от экспериментального. На рис.6 показаны нормированные на единицу расчетные и экспериментальное радиальные распределения $W_{out}(r)$. Видно, что при увеличении ра-

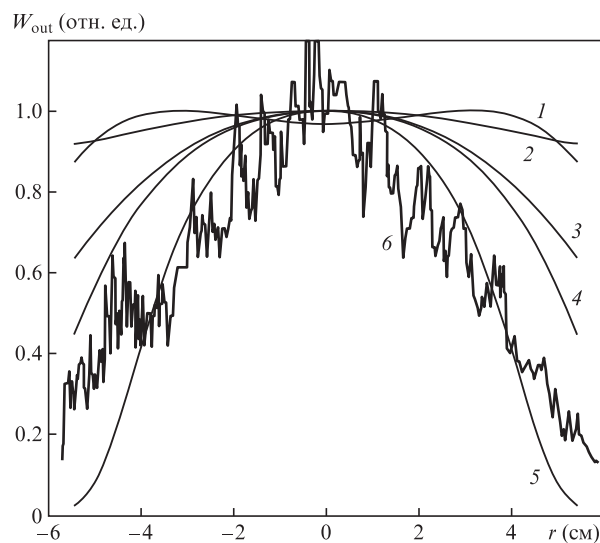


Рис.6. Нормированные на единицу супергауссово (1) и гауссово (2–5) радиальные распределения плотности энергии лазерного излучения на выходном окне при $R_{st} = 0.5$ (1, 2), 0.35 (3), 0.28 (4) и 0.22 см (5). Кривая 6 – эксперимент. Энергия входного пучка $E_{in} = 2$ мДж.

диуса входного пучка R_{st} , приводящем к увеличению $W_{in}(0)$ (см. рис.3), увеличивается и $W_{out}(R_b)$. Различия в распределениях $W_{out}(r)$ для гауссова и супергауссова пучков незначительное. Это связано с тем, что, согласно нашим расчетам, в интеграле по всей активной среде поглощенная энергия накачки по центру усиливаемого пучка меньше, чем на его периферии. Гауссово распределение интенсивности входного пучка (большая плотность энергии на его оси) позволяет компенсировать меньшее усиление в его центральной части.

Для демонстрации динамики отношения плотностей лазерной энергии на внешней границе ($W_{out}(R_b)$) и на оси пучка ($W_{out}(0)$) рассмотрим относительную разность

$$\Delta = [W(0) - W(R_b)]/[W(0) + W(R_b)]. \quad (11)$$

Зависимости Δ от числа проходов импульса по усилителю N для различных радиусов входного пучка R_{st} показаны на рис.7. Чем больше R_{st} , тем при меньших N начинает уменьшаться Δ , что означает более быстрое увеличение $W(R_b)$ по сравнению с $W(0)$. При супергауссовом распределении интенсивности во входном пучке Δ уменьшается от ~ 0.6 на входе в усилитель до 0.07 на выходе из него. В то же время при $R_{st} = 0.22$ см величина Δ меняется незначительно. В экспериментах при усилении пучка лазерного излучения плотность энергии $W(R_b)$ увеличивается гораздо меньше, чем в расчетах при $R_{st} = 0.5$ см. Динамика относительной разности Δ в экспериментах показана пунктирной линией на рис.7. На входном окне усилителя радиальное распределение $W_{in}(r)$ соответствует распределению Гаусса при $R_{st} = 0.5$ см (см. рис.3). В результате усиления величина Δ изменяется от 0.65 на входе в усилитель до 0.6 на выходе из него.

Для выяснения причин такого расхождения в эксперименте регистрировались пространственные распределения плотности энергии излучения, прошедшего через «холодный» (в отсутствие накачки) усилитель, и того же излучения, но транспортируемого по воздуху на расстояние 41.7 м, равное расстоянию, проходимому пучком в усилителе. В обоих случаях исходное излучение ограничивалось зубчатой диафрагмой. На рис.8 показаны нормированные на единицу радиальные распределения плотности энергии лазерного излучения. Видно, что система

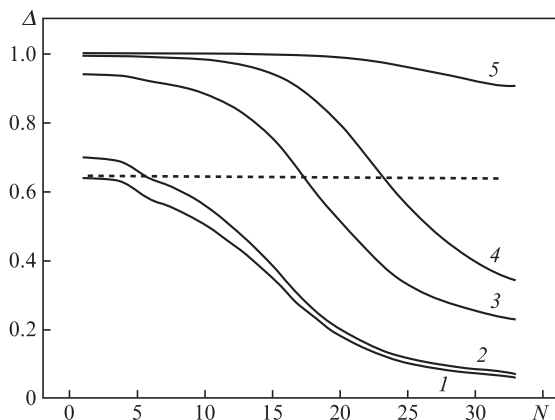


Рис.7. Зависимости относительной разности Δ от числа проходов N лазерного импульса по усилителю, соответствующие супергауссову (1) и гауссову (2–5) распределениям интенсивности, при $R_{st} = 0.5$ (1, 2), 0.35 (3), 0.28 (4) и 0.22 см (5). Пунктирная линия – эксперимент.

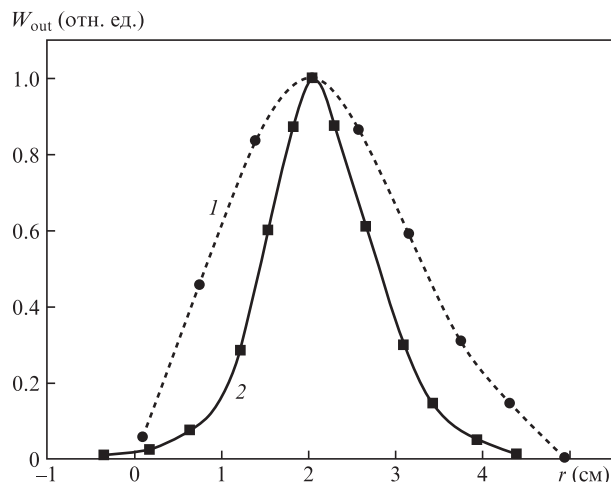


Рис.8. Измеренные радиальные распределения плотности энергии лазерного пучка W_{out} при его транспортировке по воздуху на расстояние 41.7 м (1) и после прохождения через усилитель (холодный) (2). Длина волны излучения $\lambda = 475$ нм, длительность импульса 50 пс.

зеркал в усилителе существенно изменяет профиль пучка: его диаметр по уровню интенсивности $1/e^2$ уменьшается почти вдвое. Данное явление мы связываем с недостаточной идеальной плоскостностью зеркал. В расчетах такое уменьшение диаметра на выходе усилителя эквивалентно уменьшению диаметра пучка, входящего в усилитель. При этом, как следует из рис.5, энергия усиленного излучения существенно уменьшается.

В эксперименте мы изменяли распределение интенсивности излучения на выходе усилителя за счет увеличения расходимости входного пучка с помощью телескопа с увеличением $3\times$. Однако это приводило к росту потерь энергии излучения, проходящего по холодному усилителю. При усилении такого пучка выходная энергия излучения не возрастала. С другой стороны, уменьшение расходимости вызывало снижение энергии усиленного излучения.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты экспериментальных и численных исследований пространственных и энергетических характеристик излучения XeF(C-A)-усилителя в зависимости от энергии и пространственного распределения плотности энергии входного излучения. Экспериментально получена энергия лазерного излучения 3.2 Дж при длительности импульса 50 пс. Показано, что она близка к энергии насыщения усилителя. В расчетах максимальная выходная энергия составляет 4.1 Дж и соответствует практически полной энергии насыщения усилителя. Различия теоретических и экспериментальных результатов обусловлено недостаточно хорошим качеством зеркал в оптической системе усилителя. При устранении этого недостатка и компрессии усиленного импульса до первоначальной длительности 50 фс мощность на выходе лазерной системы THL-100 достигнет ~ 82 ТВт.

Теоретические исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-08-00204), экспериментальные – при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 15-19-10021).

1. Басов Н.Г., Зуев В.С., Михеев Л.Д., Ставровский Д.В., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **4** (11), 2453 (1977).
2. Bischel W.K., Nakano Y.Y., Eckstrom D.J., Hill R.M., Huestis D.L., Lorents D.C. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 565 (1979).
3. Mikheev L.D. *Laser Part. Beams*, **10**, 473 (1992).
4. Басов Н.Г., Зуев В.С., Канаев А.В., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б. *Квантовая электроника*, **6**, 1074 (1979).
5. Tcheremiskine V.I., Sentis M.L., Mikheev L.D. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 403 (2002).
6. Малиновский Г.Я., Мамаев С.Б., Михеев Л.Д., Москалев Т.Ю., Сентис М.Л., Черемискин В.И., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **31**, 617 (2001).
7. Tcheremiskine V., Uteza O., Mislavskii V., Sentis M., Mikheev L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6346**, 634613 (2007).
8. Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын Я.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Поливин А.В., Степанов С.Г., Ратахин Н.А., Яловой В.И., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **43**, 190 (2013).
9. 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. *Laser Part. Beams*, **31**, 17 (2013).
10. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 863 (2013).
11. Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **27**, 326 (2014).
12. Ястремский А.Г., Иванов М.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **29**, 121 (2016).
13. Losev V.F., Alekseev S.V., Ivanov M.V., Ivanov N.G., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A., Yastremsky A.G. *Book of Abstracts of the 21st Int. Symp. on High Power Laser System and Applications* (Gmunden, Austria, 2016, p. 25).
14. Tcheremiskine V.I. *Ph.D. Thesis*; <http://www.lp3.univmrs>.
15. Bishel W.K., Eckstrom D.J., Walker H.C., Tilton R.A. *J. Appl. Phys.*, **52**, 4429 (1981).
16. Mikheev L.D., Stavrovskii D.B., Zuev V.S. *J. Russ. Laser Res.*, **16**, 427 (1995).
17. Brashers H.C., Setser D.W. *J. Chem. Phys.*, **76**, 4932 (1982).
18. Black G., Sharpless R.L., Lorents D.C., Huestis D.L., Gutcheck R.A., et al. *J. Chem. Phys.*, **75**, 4840 (1981).
19. Кузнецова Т.И., Михеев Л.Д. *Квантовая электроника*, **38**, 969 (2008).
20. Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk B., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Puchikin A., Ratakhin N., Yastremsky A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7993**, 799317 (2011).
21. Yastremskii A.G., Ivanov N.G., Losev V.F., Panchenko Yu.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9255**, 925528 (2015).
22. Иванов Н.Г., Иванов М.В., Лосев В.Ф., Ястремский А.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **59**, 65 (2016).