

УДК 535.231.15

Численное моделирование усиления коротких импульсов в активной среде ХеF(C–A)-усилителя

С.В. Алексеев¹, Н.Г. Иванов¹, В.Ф. Лосев^{1,2},
Ю.Н. Панченко¹, А.Г. Ястремский^{1*}

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 28.03.2013 г.

Разработана математическая модель ХеF(C–A)-усилителя гибридной лазерной системы THL-100. Проведены численные исследования пространственного распределения коэффициента усиления слабого сигнала в активной области усилителя. Исследовано влияние коэффициента отражения зеркал, мощности накачки и энергии входного импульса на выходную энергию. Показано, что при энергии усиливаемого импульса 20 мДж и коэффициенте отражения зеркал 0,995 возможно увеличение энергии усиливаемого импульса до 3,5 Дж.

Ключевые слова: численное моделирование, усиление пикосекундных лазерных импульсов, гибридная лазерная система THL-100; numerical simulation, amplification of picosecond laser pulses, the hybrid laser system THL-100.

Введение

В настоящее время все больший интерес вызывает использование лазерных импульсов фемтосекундной длительности и тераваттного диапазона мощности. В Физическом институте РАН г. Москвы и в Институте сильноточной электроники СО РАН г. Томска ведутся исследования возможностей усиления слабочирпированных импульсов пикосекундной длительности в газовой активной среде на молекулах ХеF(C–A) [1, 2]. В Томске создана наиболее мощная фемтосекундная лазерная система THL-100 с выходной апертурой ХеF(C–A)-усилителя 24 см. К настоящему времени получены энергия лазерного импульса 1 Дж и мощность 14 ТВт [3]. Для дальнейшего увеличения мощности импульса требуются более тщательные исследования и дополнительные материальные затраты. Целью данной работы является исследование потенциальных возможностей данной лазерной системы в случае увеличения мощности накачки ХеF(C–A)-усилителя, энергии и длительности входного импульса в усилитель.

1. Лазерная система THL-100

Лазерная система THL-100 состоит из Ti:сапфирового стартового комплекса, формирующего фемтосекундные импульсы, и фотодиссоционного ХеF(C–A)-усилителя. Активная среда усилителя формируется при фотодиссоциации молекул ХеF₂ под действием ВУФ-излучения на длине волны ~170 нм. Задающий комплекс формирует спектрально ограниченный лазерный импульс на длине волны $\lambda = 475$ нм с длительностью 50 фс и энергией до 5 мДж. Этот импульс проходит через призмный стретчер, который за счет отрицательной дисперсии увеличивает его длительность до 1–3 пс, и усиливается в фотодиссоционном ХеF(C–A)-усилителе. Усиление короткого импульса происходит в многопроходной оптической схеме. После усиления он сжимается в компрессоре с положительной дисперсией до первоначальной длительности 50 фс.

2. Модель

В модели используется цилиндрическая система координат, в которой пространственное распределение концентрации молекул и фотонов излучения накачки симметрично относительно азимутального угла и расстояния Y вдоль активной области длиной $L = 110$ см. В поперечном сечении активная область представляет собой круг радиусом $R = 12$ см. Излучение накачки вводится в активную область

* Сергей Владимирович Алексеев (darok@sibmail.com); Николай Георгиевич Иванов (ivanov.ng@sibmail.com); Валерий Федорович Лосев (losev@ogl.hcei.tsc.ru); Юрий Николаевич Панченко (yurpanchenko@sibmail.com); Аркадий Григорьевич Ястремский (yastrems@ogl.hcei.tsc.ru).

через боковую поверхность цилиндра и воздействует на газовую смесь $N_2:XeF_2$.

Так как время распространения световой волны значительно меньше характерного времени изменения концентрации поглощающих частиц, решение уравнения переноса фотонов можно записать в виде

$$F(\mathbf{r}, t) = F_0(\mathbf{r}_0, t) \exp(-\sigma \int_{r_0}^r [XeF_2(s, t)] ds). \quad (1)$$

Здесь σ – сечение поглощения излучения накачки молекулами XeF_2 ; точки \mathbf{r} расположены на радиусе, а точки \mathbf{r}_0 – на внешней поверхности активной области усилителя; ds – элемент траектории движения фотона от точки \mathbf{r}_0 к точке r ; $F(\mathbf{r}_0, t)$ – плотность потока фотонов на внешней поверхности активной области. Уравнение, описывающее изменение концентрации $[XeF_2(\mathbf{r}, t)]$ во времени, записывается в виде

$$\frac{\partial [XeF_2(\mathbf{r}, t)]}{\partial t} = -[XeF_2(\mathbf{r}, t)] \sigma \times \int F_0(\mathbf{r}_0, t) [\exp(-\sigma \int_{r_0}^r [XeF_2(s, t)] ds)] d\mathbf{r}_0. \quad (2)$$

Начальные и граничные условия следующие:

$$F(\mathbf{r}_0, t) = F_0(t); [XeF_2(\mathbf{r}, 0)] = N_0(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Экимерные молекулы $XeF(B)$ и $XeF(C)$ представлены в виде совокупности молекул $XeF(B_0)$ и $XeF(C_0)$ на нулевых колебательных уровнях и молекул $XeF(B)$ и $XeF(C)$, объединяющих все остальные колебательные уровни. Концентрации молекул обозначены B_0, C_0, B и C соответственно. Система уравнений, описывающая зависимость концентраций этих молекул от времени, записывается в виде

$$\frac{\partial B}{\partial t} = P_B - \tau_B^{-1} B + S_{CB} C, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_0}{\partial t} = \tau_{B_0}^{-1} (B_0^e - B_0) + S_{C_0 B_0} C_0 - \tau_{B_0}^{-1} B_0 - \sigma_{BX} (B_0 - X) F_{BX}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = P_C - \tau_C^{-1} C + S_{BC} B, \quad (6)$$

$$\frac{\partial C_0}{\partial t} = \tau_{C_0}^{-1} (C_0^e - C_0) + S_{B_0 C_0} B_0 - \tau_{C_0}^{-1} C_0 - \sigma_{CA} C_0 F_{CA}, \quad (7)$$

где X – концентрация молекул $XeF(X)$; B_0^e и C_0^e – равновесные (по Больцману) концентрации молекул $XeF(B_0)$ и $XeF(C_0)$;

$$P_B(\mathbf{r}, t) = F(\mathbf{r}, t) \sigma_{XeF_2}^B XeF_2(\mathbf{r}, t)$$

и

$$P_C(\mathbf{r}, t) = F(\mathbf{r}, t) \sigma_{XeF_2}^C XeF_2(\mathbf{r}, t)$$

– скорости образования молекул $XeF(B)$ и $XeF(C)$; $\sigma_{XeF_2}^B$ и $\sigma_{XeF_2}^C$ – сечения образования $XeF(B)$ и $XeF(C)$

молекул при фотодиссоциации молекул XeF_2 потоком излучения накачки;

$$S_{CB} = \sum_i K_{CB}^{M_i} M_i \text{ и } S_{BC} = \sum_i K_{BC}^{M_i} M_i$$

– частоты $C \rightarrow B$ и $B \rightarrow C$,

$$S_{C_0 B_0} = \sum_i K_{C_0 B_0}^{M_i} M_i \text{ и } S_{B_0 C_0} = \sum_i K_{B_0 C_0}^{M_i} M_i$$

– частоты $C_0 \rightarrow B_0$ и $B_0 \rightarrow C_0$ обмена в столкновении молекул $XeF(C, B)$ и $XeF(C_0, B_0)$ с M_i (M_i – концентрация молекул буферного газа N_2 и XeF_2 , $S_{CB} = 0,038 S_{BC}$, $S_{C_0 B_0} = 0,038 S_{B_0 C_0}$ [4]; F_{BX} и F_{CA} – потоки фотонов, соответствующие $B-X$ и $C-A$ переходам; τ_B и τ_C – эффективные времена жизни молекул $XeF(B)$ и $XeF(C)$.

Изменение потока излучения накачки во времени описывается функцией Гаусса, которая нормирована на полную энергию накачки. Импульс стартового комплекса является когерентным, линейно поляризованным, а его длительность на полувысоте составляет $\tau = 50$ фс. Однако, как показали эксперименты, при усилении импульсов такой длительности на данной установке может происходить самофокусировка пучка, приводящая к порче зеркал и уменьшению эффективности усиления. В связи с этим перед вводом в активную среду длительность фемтосекундного импульса увеличивается с помощью призмического стретчера до $\tau \approx 10^{-12}$ с. Кроме того, оценки времени когерентности, проведенные в [5] на основе данных [6, 7], дают величину $\approx 10^{-14}$ с. Поэтому когерентными эффектами взаимодействия лазерного излучения с активной средой в данном случае пренебрегается. Принимая во внимание сказанное выше, в расчетах использована некогерентная модель усиления, которая включает уравнение переноса потока лазерного излучения $F_l(y, t)$ вдоль длины активной области Y :

$$\frac{\partial F_l(y, t)}{\partial y} + \frac{1}{C} \frac{\partial F_l(y, t)}{\partial t} = F_l(y, t) \sigma C_0 + \frac{C_0}{\tau_{CA}} \Omega, \quad (8)$$

и уравнение, описывающее изменение во времени населенности верхнего лазерного уровня $C_0(y, t)$:

$$\frac{\partial C_0(y, t)}{\partial t} + \frac{C_0}{\tau_C} = -F_l(y, t) \sigma C_0(y, t). \quad (9)$$

Здесь $\sigma = 9,0 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ [8] – сечение индуцированного излучения на переходе $XeF(C-A)$; Ω – доля фотонов спонтанного излучения, направление движения которых совпадает с направлением движения фотонов лазерного излучения. Константы скоростей процессов взяты из [4] и цитированной в ней литературы.

Радиационные времена жизни состояний $XeF(C)$ и $XeF(B)$ составляют $\tau_C = 100$ нс и $\tau_B = 14$ нс соответственно [8]. В таблице приведены константы скорости следующих процессов: $k_B^{M_i} : XeF(B) + M_i \rightarrow$ продукты, $k_{BC}^{M_i} : XeF(B) + M_i \rightarrow XeF(C) + M_i$ при

$k_{BC}^{N_2}/k_{CB}^{N_2} = 35$, $k_C^{M_i} : \text{XeF}(C) + M_i \rightarrow \text{продукты}$ при $M_i = N_2$. Уравнения кинетики решались методом Гира, а уравнение переноса фотонов — методом Рунге—Кутты.

Константы скоростей, $\text{см}^3/\text{с}$

$k_B^{\text{XeF}_2}$	$k_C^{\text{XeF}_2}$	$k_B^{N_2}$	$k_C^{N_2}$	$k_{BC}^{N_2}$
$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$4,4 \cdot 10^{-11}$
[4, 9]	[4, 10]	[4, 10]	[4, 10]	[4, 10]

3. Результаты расчета и их обсуждение

Для проверки модели были экспериментально измерены и рассчитаны распределения коэффициентов усиления слабого сигнала g по радиусу усилителя R при различном составе газовой смеси. Максимальные значения коэффициентов усиления получены в газовой смеси $N_2 : \text{XeF}_2 = 190 : 0,25$. На рис. 1 приведены данные экспериментов и результаты моделирования для газовых смесей $N_2 : \text{XeF}_2 = 190 : 0,15$ и $190 : 0,25$ торр соответственно, при полной энергии накачки $E_H = 230$ Дж.

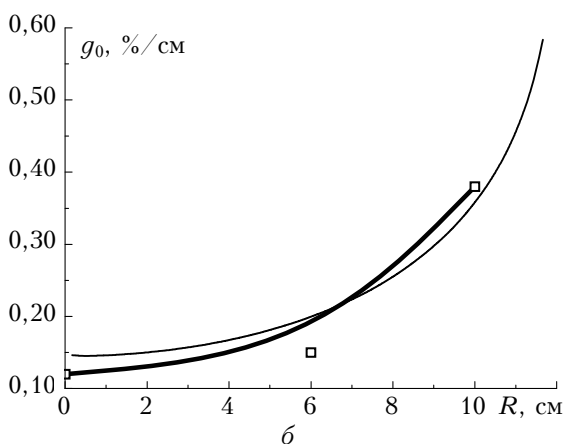
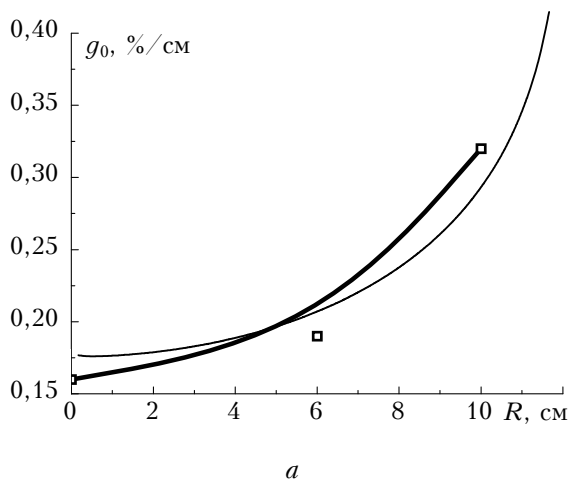


Рис. 1. Зависимость максимального коэффициента усиления по радиусу активной области при давлении $\text{XeF}_2 = 0,15$ (а) и $0,25$ торр (б). Тонкие кривые — расчет, жирные кривые с символами — эксперимент

Подобные сравнения проведены и при других величинах парциального давления XeF_2 . Во всех случаях результаты эксперимента и расчета совпадают с достаточно хорошей точностью. Из приведенных результатов видно, что коэффициент усиления слабого сигнала достигает максимальных значений ($g = 0,6\%$) у внешней границы активной области.

Расчеты, проведенные для различных составов смеси и различных режимов накачки, позволили построить для $\text{XeF}(C-A)$ -усилителя максимально эффективную многопроходную оптическую систему усиления, состоящую из 32 зеркал.

Наиболее значительными факторами, влияющими на эффективность усиления короткого импульса в активной среде $\text{XeF}(C-A)$ -усилителя, являются: энергия ВУФ-излучения накачки, потери на зеркалах оптической системы, энергия и длительность входного импульса. Изменение этих параметров приводит к различной выходной энергии усиленного импульса. На рис. 2 приведены данные экспериментов (точки 1) и результаты расчетов энергии усиленного импульса ($E_{\text{вых}}$) от начальной энергии входного импульса при его длительности $\tau \approx 10^{-12}$.

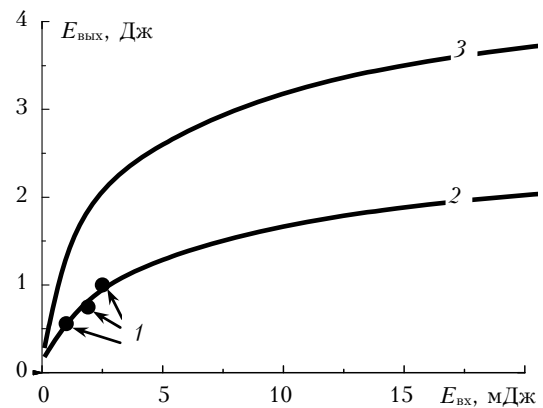


Рис. 2. Зависимость энергии усиленного импульса $E_{\text{вых}}$ от энергии входного импульса $E_{\text{вх}}$: 1 — эксперимент; 2 — расчет при коэффициенте отражения зеркал $K = 0,95$; 3 — расчет при $K = 0,995$. Энергия ВУФ-излучения накачки 230 Дж — 1, 2 и 280 Дж — 3

Видно, что экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами расчетов. Для оценки потенциальных возможностей данной лазерной системы были проведены расчеты выходной энергии для случая, когда коэффициент отражения зеркал был равен $0,995$, длительность усиливаемого импульса 10 пс, энергия накачки ВУФ-излучения — 280 Дж. При энергии входного импульса 20 мДж энергия выходного импульса может достигать $3,5$ Дж (кривая 3).

Заключение

Создана математическая модель $\text{XeF}(C-A)$ -усилителя, который входит в мощную фемтосекундную лазерную систему ТНЛ-100. Результаты расчетов параметров $\text{XeF}(C-A)$ -усилителя хорошо согласуются с экспериментальными данными. Проведенная

оценка потенциальных возможностей лазерной системы показывает, что при входной энергии в усилитель 20 мДж на выходе лазерной системы можно ожидать энергию пучка 3,5 Дж, что при длительности импульса 50 фс даст мощность излучения 70 ТВт.

1. *Аристов А.И., Грудцын Я.В., Зубарев И.Г., Иванов Н.Г., Крохин О.Н., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Растворцева А.А., Ратахин Н.А., Сентис М.Л., Стародуб А.Н., Утеза О., Черемискин В.И., Яловой В.И.* Гибридная фемтосекундная лазерная система с выходным усилителем на эксимерных молекулах XeF(C–A) с апертурой 12x12 см // *Оптика атмосфер. и океана*. 2009. Т. 22, № 11. С. 1029–1034.
2. *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 атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 3. С. 221–225.
3. *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 and Particle Beams*. 2013. V. 31, N 1. P. 17–21.
4. *Tcheremiskine V.I.* Ph. D. thesis (Universite de la Mediterranee (Marseille). Moscow Institute of Phys. and Technol. (Moscow). Marseille, 1999.
5. *Nemkovich N.A., Canarelli P., Tettel F.K.* Amplification of tunable blue-green femtosecond laser pulses in an electrically excited XeF(C–A) excimer amplifier // *Proc. SPIE*. V. 1842. 1991. P. 149–160.
6. *Milonni P.W., Gibson R.B., Taylor A.J.* Ultrashort pulse propagation in KrF laser amplifiers // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1988. V. 5, N 7. P. 1360–1368.
7. *Dunning T.H., Hay P.J.* The covalent and ionic states of the rare gas monofluorides // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 69, N 1. P. 134–149.
8. *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.
9. *Бибинов Н.К., Виноградов И.П., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б.* Определение спектральных зависимостей абсолютных квантовых выходов образования эксимеров XeF(B,C,D) при фотолизе XeF₂ // *Квант. электрон.* 1981. Т. 8, № 9. С. 1945–1951.
10. *Brashears 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.

S.V. Alekseev, N.G. Ivanov, V.F. Losev, Yu.N. Panchenko, A.G. Yastremskii. Numerical simulation of short-pulse amplification in the active medium of XeF(C–A) amplifier.

The mathematical model of the XeF(C–A) amplifier of hybrid laser system THL-100 was developed. The numerical investigations of spatial distribution of small-signal gain coefficient in active medium were carried out. The effect of the mirrors reflection coefficient, pumping power, and input pulse energy on the output energy was investigated. It is shown that at input pulse energy of 20 mJ and a mirror reflection coefficient of 0.995 it is possible to increase the output energy up to 3.5 J.