

УДК 621.373.8

Компьютерное моделирование ХеСл-лазера

С.С. Ануфрик¹, А.П. Володенков¹, К.Ф. Зноско¹, В.Ф. Лосев^{2*}

¹Гродненский государственный университет
230023, г. Гродно, ул. Ожешко, 22, Беларусь
²Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, Россия

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.

На основе модели выполнен расчет эмиссионных характеристик малогабаритного ХеСл-лазера (объем разрядной плазмы $\sim 10 \text{ см}^3$), при этом учтены особенности работы системы возбуждения, активной среды и резонатора. Определены оптимальные параметры системы возбуждения и оптимальный состав смеси. Получено хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными результатами.

Ключевые слова: ХеСл-лазер, LC-контур, энергия генерации, параметры генерации; XeCl laser, LC circuit, lasing energy, basing parameters.

В настоящее время имеется довольно много данных по сечениям реакций с участием электронов, полученных как экспериментально, так и теоретически [1–5]. Эти данные позволяют на основе решения уравнения Больцмана [1, 6–8] для электронов достаточно точно моделировать процессы, происходящие в плазме различных эксимерных лазеров. Это дает возможность теоретически исследовать кинетику разрядной плазмы, получать расчетные зависимости концентраций атомов, ионов и молекул от времени, определять генерационную способность в зависимости от состава газовой смеси и параметров системы возбуждения [5]. Детальный обзор литературы по моделированию эксимерных лазеров проведен в [5].

В настоящей работе предложена методика моделирования эксимерного ХеСл-лазера.

Компьютерная модель включает следующие блоки.

1. Блок решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), программа Bolsig+ [7, 8]. Этот блок позволяет найти ФРЭЭ и, следовательно, определить скорости плазмохимических реакций с участием электронов, а также подвижность электронов. Коэффициенты скоростей представляются в виде таблиц, которые содержат их зависимости от состава активной среды, концентрации электронов n_e , приведенной напряженности электрического поля U/Pd (U — напряжение на межэлектродном промежутке; d — расстояние между электродами; P — суммарное давление газовой смеси). Расчеты выполнены для дискретного

массива точек. Экстраполяция на промежуточные значения осуществляется с помощью кубических сплайнов.

Уравнение Больцмана решается для стационарного случая. При больших давлениях активной среды энергетический спектр электронов успевает следовать за частотой изменения электрического поля U [9], определяется мгновенным значением напряженности электрического поля в разряде и не зависит от частоты поля. Программа Bolsig+ применима для решения нестационарного уравнения Больцмана для электронов (с переменной величиной напряжения на межэлектродном промежутке). Мы используем Bolsig+ для нахождения зависимости скоростных коэффициентов реакций с участием электронов от приведенной напряженности электрического поля U/Pd .

2. Блок решения системы уравнений плазмохимических реакций и решения уравнений электрической цепи [10–12]. Скоростные коэффициенты и подвижность электронов определены программой Bolsig+.

3. База данных по скоростям плазмохимических реакций с участием атомов, ионов, молекул и фотонов [13–15].

Моделирование выполнялось для системы возбуждения на основе LC-контура. Конструктивная и эквивалентная электрические схемы такой системы возбуждения показаны на рис. 1. Моделирование было выполнено для смесей $\text{HCl} : \text{Xe} : \text{Ne}$; индуктивностей (рис. 1, б) $L_1 = 40 \text{ нГн}$, $L_0 = 8 \text{ нГн}$; сопротивление коммутатора $R_c = 0,15 \text{ Ом}$; зарядного напряжения $U_{ch} = U_1 = 14 \text{ кВ}$; межэлектродного расстояния $d = 1 \text{ см}$; ширины разряда $b = 0,5 \text{ см}$; длины разрядного промежутка $L = 20 \text{ см}$; длины резонатора $d_2 = 25 \text{ см}$; коэффициентов отражения зеркал $R_1 = 0,08$, $R_2 = 1$.

* Славамир Степанович Ануфрик (anufrick@grsu.by); Александр Павлович Володенков (a.volodenkov@grsu.by); Казимир Францевич Зноско (znosko@rambler.ru); Валерий Федорович Лосев (valery.losev@gmail.com).

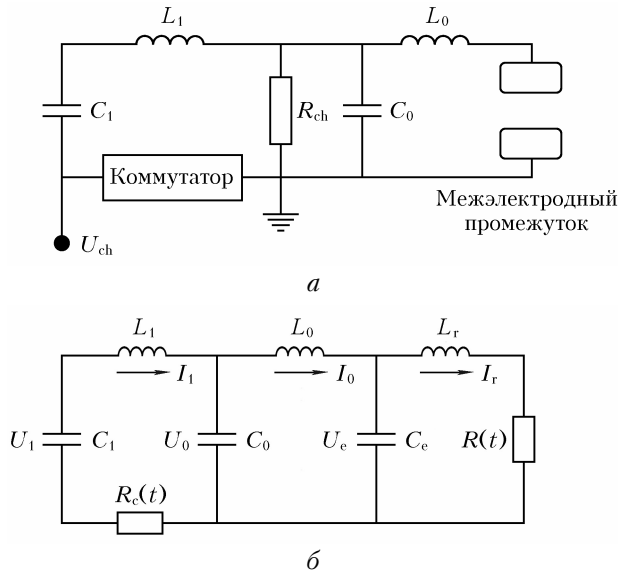


Рис. 1. Электрические схемы системы возбуждения и разрядного промежутка: *а* – конструктивная; *б* – расчетная эквивалентная: C_1 , C_0 – накопительная и обострительная емкости; U_{ch} – зарядное напряжение; R_{ch} – зарядное сопротивление; L_1 , L_0 , L_r – контурные индуктивности; I_1 , I_0 , I_r – токи через соответствующие элементы; U_1 , U_0 – напряжения на емкостях C_1 , C_0 ; U_e – разность потенциалов на лазерных электродах; $R_c(t)$ – сопротивление коммутатора; $R(t)$ – сопротивление межэлектродного промежутка; C_e – межэлектродная емкость

При моделировании численно решалась следующая система обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_0}{dt} &= -[k_{01} + k_{02} + K60]N_0N_e + k_{10}N_1N_e + k_{20}N_2N_e, \\
 \frac{dN_1}{dt} &= [k_{01}N_0 - K61N_1 - k_{10}N_1 - k_{12}N_1 + k_{21}N_2]N_e, \\
 \frac{dN_2}{dt} &= [k_{02}N_0 - K62N_2 + k_{12}N_1 - k_{21}N_2 - k_{20}N_2]N_e, \\
 \frac{dN_e}{dt} &= -[K60N_0 + K61N_1 + K62N_2]N_e + \\
 &+ [K4[Xe] + K50[Xe^*]]N_e + K7[Xe^*]^2 + \frac{c\sigma_{abs}Q}{V}[Cl^-], \\
 \frac{d[Xe^*]}{dt} &= [K4[Xe] + K50[Xe^*]]N_e - \\
 &- K2[Xe^*][Cl^-] + K7[Xe^*]^2, \\
 \frac{d[Cl^-]}{dt} &= [K60N_0 + K61N_1 + K62N_2]N_e - \\
 &- K2[Xe^*][Cl^-] - \frac{c\sigma_{abs}Q}{V}[Cl^-], \\
 \frac{d[XeCl^*]}{dt} &= K2[Xe^*][Cl^-] + K4[Xe^*](N_1 + N_2) - \\
 &- \left[\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{c\sigma_{in}Q}{V} + k_1q[HCl] + k_2q[Xe] + k_3q[N_e] \right][XeCl^*],
 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dQ}{dt} &= \left(c\sigma_{in} \cdot \frac{V_a}{V}[XeCl^*] - \frac{1}{\tau} - c\sigma_{abs} \cdot \frac{V_a}{V}[Cl^-] \right) Q, \\
 \frac{dI_0}{dt} &= \frac{U_0 - U_e}{L_0}, \\
 \frac{dI_1}{dt} &= \frac{U_1 - I_1 \cdot R_c - U_0}{L_1}, \\
 \frac{dU_1}{dt} &= -\frac{I_1}{C_1}, \\
 \frac{dU_0}{dt} &= \frac{I_1 - I_0}{C_0}, \\
 \frac{dU_e}{dt} &= \frac{I_0 - U_e/R(t)}{C_e}, \\
 P &= \frac{Q \cdot hv}{\tau_{p1}}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь σ_{in} – сечение индуцированного излучения; τ_{sp} – спонтанное время жизни; N_e , N_0 , N_1 , N_2 – концентрации электронов и молекул HCl в основном и первых двух возбужденных колебательных состояниях; $[Xe]$, $[Xe^*]$, $[Xe^+]$, $[Cl^-]$, $[XeCl^*]$, $[HCl]$ – концентрации соответствующих атомов, ионов и молекул; Q – число фотонов в моде резонатора; τ – время жизни фотона в резонаторе; τ_{p1} – время жизни фотона в резонаторе вследствие пропускания прозрачного зеркала; V – объем моды резонатора; V_a – объем активной среды в моде резонатора; c – скорость света. Мощность излучения определяется выражением (2).

Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (1) используется MathCad. Система (1) решается численно при помощи встроенной функции $gk_{fixed}(y, x_1, x_2, n_{points}, D)$, где D – система, записанная в виде, разрешенном относительно первых производных; y – начальные условия; x_1 , x_2 – временной интервал; n_{points} – число отрезков, на которые делится временной интервал. Функция $gk_{fixed}(y, x_1, x_2, n_{points}, D)$ использует метод Рунге–Кутты с фиксированным шагом для численного решения системы (1).

Определим оптимальные параметры системы возбуждения и оптимальный состав смеси. Для этого проведем моделирование для исследования зависимостей энергии генерации E от накопительной емкости C_1 и обострительной емкости C_0 (рис. 2); от парциального давления ксенона Xe, парциального давления HCl и от давления буферного газа Ne (рис. 3); от величины зарядного напряжения накопительной емкости C_1 , а также мощности излучения от времени t (рис. 4).

Зависимости, представленные на рис. 2–3, были получены при зарядном напряжении 14 кВ. Его величина была ограничена напряжением самопробы (14–15 кВ) искрового разрядника РУ-62, который использовался при экспериментах.

В результате анализа рис. 2–4 получаем оптимальные параметры системы возбуждения – $C_1 = 30$ нФ; $C_0 = 10$ нФ, и оптимальный состав смеси – HCl = 2,6 торр; Xe = 8 торр; Ne = 3 атм.

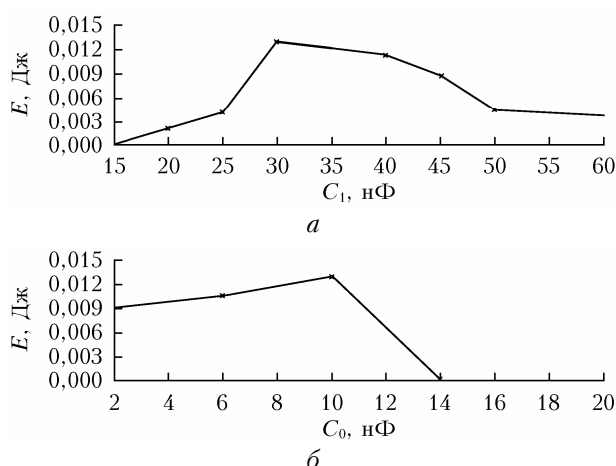


Рис. 2. Зависимость энергии генерации E : a – от накопительной емкости C_1 при $C_0 = 10$ нФ; $б$ – обострительной емкости C_0 при $C_1 = 30$ нФ; $\text{HCl} = 2,6$ торр; $\text{Xe} = 8$ торр

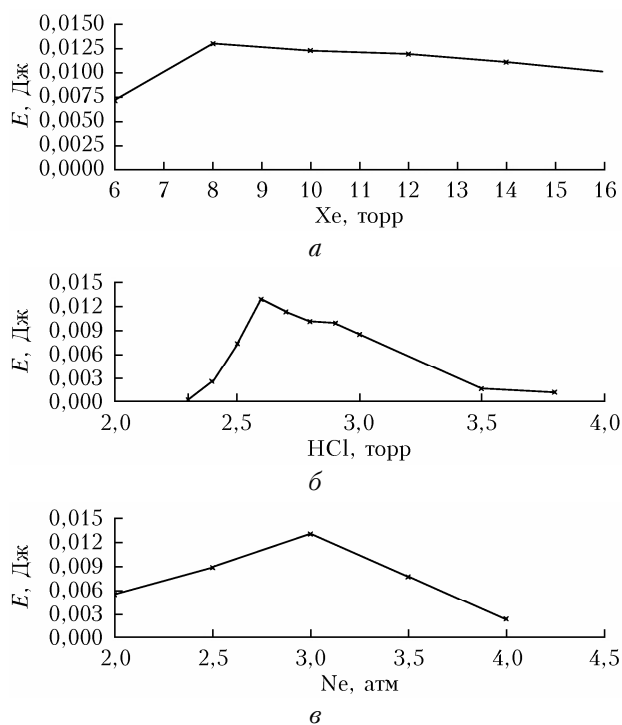


Рис. 3. Зависимость энергии генерации: a – от парциального давления Xe ($\text{HCl} = 2,6$ торр; $\text{Ne} = 3$ атм); $б$ – HCl ($\text{Xe} = 8$ торр; $\text{Ne} = 3$ атм); $в$ – от давления буферного газа Ne ($\text{Xe} = 8$ торр; $\text{HCl} = 2,6$ торр); $C_0 = 10$ нФ, $C_1 = 30$ нФ

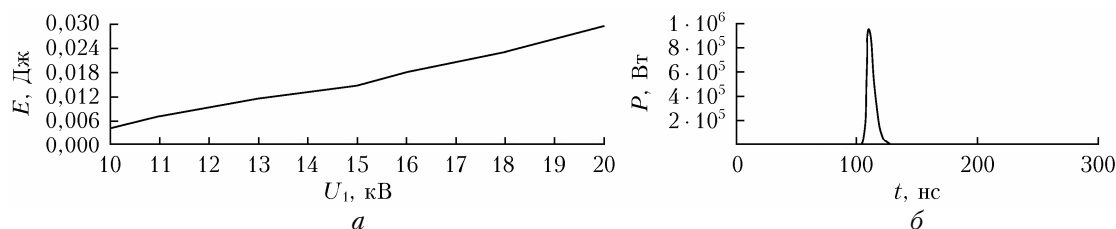


Рис. 4. Зависимость: a – энергии генерации от зарядного напряжения накопительной емкости C_1 ; $б$ – мощности излучения от времени (при $U_1 = 14$ кВ); $\text{HCl} = 2,6$ торр; $\text{Xe} = 8$ торр; $\text{Ne} = 3$ атм; $C_0 = 10$ нФ, $C_1 = 30$ нФ

Следует отметить, что в схеме на рис. 1, $б$ присутствует межэлектродная емкость C_e . Если не вводить ее, то при моделировании лазера параметры элементов на эквивалентной электрической схеме: $C_1 = 30$ нФ; $L_1 = 40$ нГн, сопротивление межэлектродного промежутка $R = 1$ МОм (в начале разряда). Характерное время нарастания тока в этом случае

$$\tau = \frac{L}{R} = 4 \cdot 10^{-14} \text{ с} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ нс.}$$

Разряд накопительной емкости C_1 через разрядный промежуток происходит примерно за 100 нс. При численном решении системы уравнений, которые описывают работу лазера, интервал времени 100 нс делится на некоторое число шагов, причем величина шага должна быть во много раз меньше (хотя бы в 100 раз) характерного времени нарастания тока $4 \cdot 10^{-5}$ нс. Поэтому интервал времени 100 нс необходимо делить на 10^8 шагов. Вычисления с таким числом шагов вызывают трудности. Чтобы число шагов при вычислениях было меньше, используется расчетная схема на рис. 1, $б$. В ней $C_e \sim 0,01$ нФ. В этом случае характерное время нарастания тока в цепи

$$\tau \sim \sqrt{L_1 \cdot C_e} \sim 0,6 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 0,6 \text{ нс.}$$

Поэтому интервал времени 100 нс необходимо делить на 10^4 шагов. Вычисления с таким числом шагов легко выполняются.

В заключение отметим, что максимальная энергия генерации достигается при оптимальном соотношении между обострительной и накопительной емкостями $C_0/C_1 \sim 1/3$. Малое количество точек на рис. 2, 3 обусловлено большим временем расчета, поэтому графики на этих рисунках получены при помощи достаточно грубой линейной интерполяции. Следует указать на хорошее согласие наших результатов моделирования с экспериментальными значениями максимальной энергии генерации [16]. Расчетная максимальная энергия составляет 13 мДж, а экспериментальная – 10 мДж при одних и тех же параметрах системы возбуждения, излучателя и составе газовой смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке совместного гранта БРФФИ-РФФИ (проект Ф20Р-398).

1. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 515 с.
2. Мак-Даниэль И. Газовые лазеры. М.: Мир, 1988. 552 с.
3. Роудз Ч., Брау Ч. Эксимерные лазеры. М.: Мир, 1988. 245 с.
4. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на гадогенидах благородных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
5. Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковченко С.И., Панченко Н.А. Плазменные и газовые лазеры Томск: STT, 2017. 314 с.
6. Morgan W.L., Penetrante B.M. ELENDF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas // Plasma Chem. Plasma Process. 1992. V. 12, N 4. P. 49–476.
7. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14, N 1. P. 1–12.
8. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. Bolsig+ [Electronic resource]. URL: <http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php> (last access: 16.02.2020).
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 686 с.
10. Anufrik S.S., Volodenkov A.P., Znosko K.F. Modelling of electro-discharge XeCl lasers excitation systems // Proc. SPIE. 2008. V. 7009. P. 70090P–70090P9.
11. Anufrik S.S., Volodenkov A.P., Znosko K.F. Methods of XeCl-lasers computer modeling // Proc. Intern. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL). Kharkov, Ukraine, 2008. P. 80–83.
12. Anufrik S.S., Volodenkov A.P., Znosko K.F. Influence of the preionization system on the lasing energy of a XeCl laser // J. Opt. Technol. 2000. V. 67, N 11. P. 961–967.
13. Anufrik S.S., Volodenkov A.P., Losev V.F., Znosko K.F. Modeling of the active medium based on XeCl molecules with allowance for the halogen carrier regeneration process // Russ. Phys. J. 2012. V. 54. P. 1264–1271.
14. Anufrik S., Volodenkov A., Znosko K. Modeling of emission characteristics of XeCl excilamps in pulse-periodic mode of work // High Temp. Mater. Process. 2014. V. 3, N 18. P. 181–196.
15. Ануфрик С.С., Ануфрик А.С., Володенков А.П., Зноско К.Ф. Модель активной среды XeCl-лазера // VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии». Гродно, Беларусь. 2006. Т. 1. С. 168–170.
16. Anufrik S.S., Volodenkov A.P., Znosko K.F. XeCl mini laser // Proc. XIII Belarusian-Serbian Symposium “Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas”, December 13–17, 2021, Minsk, Belarus. P. 88–91.

S.S. Anufrik, A.P. Volodenkov, K.F. Znosko, V.F. Losev. Computer simulation of XeCl laser.

The emission characteristics of a small-size XeCl laser (discharge plasma volume is $\sim 10 \text{ cm}^3$) are calculated based on a model taking into account specific features of operation of the excitation system, active medium, and cavity. Good agreement with experimental results is obtained.