#### ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.231.15 DOI: 10.17223/00213411/64/2/3

А.Г. ЯСТРЕМСКИЙ, В.Ф. ЛОСЕВ

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В XeF(C-A)-УСИЛИТЕЛЕ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ THL-100 $^*$

Методами численного моделирования изучается эволюция спектральных характеристик частотно-модулированного входного излучения длительностью 250 пс с энергией 2 мДж и центральной длиной волны  $\lambda=475$  нм в газовом XeF(C-A)-усилителе лазерной системы THL-100. Исследованы закономерности изменения спектральной плотности энергии излучения. При энергии ВУФ-излучения накачки усилителя 270 Дж максимальная спектральная плотность энергии выходного излучения составляет 0.92 и 0.91 Дж·нм $^{-1}$  при положительном и отрицательном чирпе соответственно. Показано, что в режиме насыщения усиления длина волны излучения с максимальной спектральной плотностью энергии при положительном чирпе увеличивается: 475  $\rightarrow$  477.8 нм, а при отрицательном уменьшается: 475  $\rightarrow$  472.5 нм.

**Ключевые слова**: гибридная лазерная система THL-100, усиление чирпированных пикосекундных импульсов, численное моделирование, спектральная плотность энергии.

#### Введение

В настоящее время в научных исследованиях широко используется фемтосекундное лазерное излучение тераваттной и петаваттной мощности. Как правило, такое излучение генерируется твердотельными лазерными системами на основе Ті: сапфира [1, 2]. В ФИАНе (г. Москва) и ИСЭ СО РАН (г. Томск) развивается метод получения фемтосекундных лазерных пучков тераваттного диапазона мощности на основе гибридных лазерных систем ТНС-30 и ТНС-100 [3–5]. В данных установках Ті: сапфировым стартовым комплексом генерируется спектрально-ограниченный лазерный импульс длительностью 50 фс. Затем в стретчере формируется частотно-модулированный лазерный импульс субнаносекундной длительности, который затем усиливается в газовом XeF(C-A)-усилителе.

На установке ТНС-100 получено излучение мощностью 14 ТВт [3, 6]. Однако возможности установки далеко не исчерпаны. В [7] с помощью методов численного моделирования показано, что при увеличении энергии накачки газового усилителя с 270 Дж, которая регистрируется в настоящее время, до 400 Дж возможно увеличение энергии выходного излучения с 3.2 до 7 Дж при максимальной интенсивности излучения на зеркалах не более  $10~\Gamma \text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . При компрессии лазерного излучения до исходной длительности 50 фс возможно увеличение мощности лазерного излучения до 100-140~T Вт.

Для более точного анализа необходимо знать спектральные характеристики выходного излучения. Численное моделирование, основанное на анализе локальных спектров лазерного излучения, позволит исследовать влияние эффекта насыщения усиления, энергии, длительности и величины чирпа на спектральные и энергетические характеристики выходного излучения.

Работа выполнена в рамках цикла исследований энергетических, пространственных, временных и спектральных характеристик излучения лазерной системы THL-100. Цель данной работы – исследование эволюции частотно-временных характеристик лазерного излучения субнаносекундной длительности в XeF(C-A)-усилителе данной системы. Результаты исследований могут быть полезны для дальнейшего развития фемтосекундных лазерных систем с большой энергией и интенсивностью излучения.

### 1. Аппаратура и методики измерения

Лазерная система ТНL-100 подробно описана в работах [5, 8]. Стартовым комплексом «Старт-480М», изготовленным фирмой «Авеста-Проект», генерировался спектрально-ограниченный лазерный луч длительностью 50 фс на полувысоте с максимальной интенсивностью на длине волны  $\lambda = 475$  нм. В решетчатом стретчере формировался частотно-модулированный лазерный

.

<sup>\*</sup> Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 18-19-00009).

луч, который подавался на вход XeF(C-A)-усилителя. Излучение накачки с длиной волны  $\lambda$  = 192 нм через  $CaF_2$ , окна, расположенные на боковой поверхности усилителя, вводилось в лазерную камеру, которая заполнялась газовой смесью, содержащей 0.5 атм азота и 0.2 Торр паров  $XeF_2$ . Фотодиссоциация излучением накачки паров  $XeF_2$  приводит к образованию молекул XeF(C) в возбужденном состоянии C. Усиление лазерного излучения происходит за счет вынужденного перехода молекулы XeF(C) в разлетное состояние XeF(A).

Лазерный луч с углом расходимости  $\Omega_1 \approx 1$  мрад через входное окно подавался в лазерную камеру усилителя. Система зеркал, расположенных по периметру внутренних фланцев лазерной камеры, обеспечивала 33 прохода лазерной камеры лазерным лучом. При проходе усилителя диаметр луча увеличивался примерно от 15 мм на входе до 50 мм на 31 зеркале. Для обеспечения максимального объема области взаимодействия лазерного излучения с активной средой на выпуклом 31 зеркале угол расходимости увеличивался примерно до 20 мрад. Диаметр лазерного излучения на выходном окне составлял  $\approx 10$  см. Энергия лазерного излучения регистрировалась измерителями Gentec и OPHIR. Спектральные измерения проводились с помощью спектрометра Ocean Optics HR4000.

## 2. Численная модель

Длительность импульса входного излучения заметно меньше характерного времени изменения концентрации частиц плазмы в активной среде. Это дает возможность расчёта коэффициента усиления и плотности потока лазерного излучения в два этапа. На первом этапе рассчитывалось пространственно-временное распределение концентрации молекул XeF(C) в поперечном сечении усилителя без учета лазерного излучения. Затем моделировалось усиление лазерного луча в образованной активной среде.

Пространственно-временное распределение концентрации молекул XeF(C) в лазерной камере рассчитывалось в декартовой системе координат x, y (поперечное сечение усилителя), t (время) [8, 9]. Момент времени t=0 соответствовал началу накачки лазерной камеры. Лазерный пучок вводился в усилитель при  $t=t_{\rm in}$ . Время его перемещения в усилителе составляет  $t_{\rm l}=t-t_{\rm in}$ . Время  $t_{\rm in}=90$  нс выбиралось из условия максимума выходной энергии.

При моделировании распространения излучения в лазерной камере использовалась цилиндрическая система координат:  $\varphi$ , r, z и  $t_1$ . Здесь  $\varphi$  и r — азимутальный угол и расстояние от продольной оси лазерного пучка, которая проходила через центры зеркал, z — расстояние, пройденное лазерным лучом в лазерной камере.

Для расчета характеристик частотно-модулированного излучения, поступающего на вход усилителя, рассчитывалась эволюция частотно-временного распределения энергии спектральноограниченного лазерного излучения длительностью  $\tau_0=60$  фс при его распространении в среде с дисперсией групповой скорости  $k_2$ . Расчеты временных характеристик лазерного излучения проводились в бегущей системе координат  $\tau=t-l/C$  (C – скорость света в вакууме). При моделировании распространения лазерного излучения в диспергирующей среде под  $t=t_{\rm w}$  понималось время распространения, а l – пройденное расстояние. При моделировании распространения лазерного излучения в усилителе  $t=t_l$  и l=z.

## 2.1. Расчет спектральных характеристик входного излучения

В работе рассматриваются лазерные пучки, у которых зависимость огибающей напряженности поля  $E(\tau)$  описывается функцией Гаусса с амплитудным членом, не зависящим от времени. Для таких пучков функция Вигнера всегда положительна и имеет вид [10]

$$W(\tau, \omega) = \rho_0^2 \frac{\Delta \tau_0}{\sqrt{\pi}} \left\{ -a\tau^2 - \frac{(\omega - \beta\tau - \omega_0)^2}{a} \right\}; \tag{1}$$

$$a = \frac{1}{V^{2}(l)\Delta\tau_{0}^{2}}, \quad V = \left[1 + \left(\frac{l}{L_{D}}\right)^{2}\right]^{1/2}, \quad \beta = \frac{(l/L_{D})^{2}}{V^{2}(l)k_{2}l}, \quad L_{D} = \Delta\tau_{0}^{2}/|k_{2}|,$$
 (2)

где  $\rho_0$  – амплитудный множитель в описании напряженности поля  $E(\tau)$ ;  $L_D$  – дисперсионная длина [11];  $\omega$  – частота излучения;  $\omega_0$  – центральная частота, соответствующая  $\lambda_0$  = 475 нм – центральной длине волны;  $\Delta \tau_0$  и  $\Delta \tau_1$  – длительность импульса на полувысоте спектрально-ограни-

ченного (l=0) и чирпированного излучения (l>0) в диспергирующей среде. Расстояние l выбиралось таким образом, чтобы длительность чирпированного импульса составляла  $\tau=250$  пс.

Функция Вигнера  $W(\tau, \omega)$  описывает распределение плотности энергии излучения в фазовом пространстве частота – время [10]. Под локальным спектром излучения  $G(\tau, \omega)$  будем понимать измеряемую зависимость плотности энергии лазерного пучка от частоты  $\omega$  в момент времени  $\tau$  [12].  $G(\tau, \omega) = W(\tau, \omega)$   $\Delta \tau$  ( $\Delta \tau$  – единичный интервал времени).

Интенсивность  $I(\tau)$ , спектральная плотность энергии  $S(\omega)$  и полная энергия лазерного луча выражаются через интегралы от функции Вигнера [10, 11]:

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\tau, \omega) d\omega = \rho_0^2 \frac{\Delta \tau_0}{\Delta \tau_I} \exp\{-a\tau^2\};$$
 (3)

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\tau, \omega) d\tau = \rho_0^2 \Delta \tau_0 \sqrt{\frac{a}{a^2 + \beta^2}} \exp\left\{ (\omega - \omega_0)^2 \left( -\frac{a}{(a^2 + \beta^2)} \right) \right\}; \tag{4}$$

$$E(l) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tau)d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)d\omega = \rho_0^2 \Delta \tau_0 \sqrt{\pi} .$$
 (5)

Корректность такого подхода подтверждается хорошим совпадением результатов измерения и расчета распределения Вигнера в фемтосекундных областях длин волн [13] и успешным использованием такого подхода при частотно-временном анализе сигналов в нелинейной оптике, томографии и т.д. [10, 11].

## 2.2. Усиление излучения в усилителе

Зависимость плотности потока фотонов входного излучения  $F_{\rm in}$  от r и  $\tau$  описывалась формулой Гаусса

$$F_{\rm in}(\varphi, r, \tau, \omega) = W(\tau, \omega) / h\omega \cdot \exp\left(-2\frac{r^2}{R_0^2}\right),\tag{6}$$

где  $R_0$  — радиус входного лазерного пучка;  $F_{\rm in}$  нормировалось на поток фотонов входного излучения, энергия которого  $E_{\rm in}$  = 2 мДж.

При расчете усиления лазерного луча на каждом проходе активной среды считывалось рассчитанное ранее распределение концентрации молекул  $XeF(C) - n_C(x, y, t)$  в поперечном сечении лазерной камеры в момент входа излучения в активную область и в момент его выхода. Затем методом двумерной интерполяции [14] вычислялось распределение  $n_C(\varphi, r, z, \tau)$  в бегущей системе координат, связанной с лазерным лучом.

Пространственно-временное распределение плотности потока фотонов лазерного излучения  $F(\varphi, r, z, \tau)$  и концентрация  $n_C(\varphi, r, z, \tau)$  находились из решения системы уравнений:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + K_R + \frac{1}{C}\frac{\partial}{\partial \tau} - n_C(\varphi, r, z, \omega)\sigma_{CA}(\omega)\right] F(\varphi, r, z, \tau, \omega) = 0;$$
(7)

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \sigma_{CA}(\omega)F(\varphi, r, z, \tau, \omega)\right] n_C(\varphi, r, z, \tau) = 0.$$
(8)

Здесь  $K_R$  — коэффициент ослабления плотности потока фотонов лазерного излучения за счет расширения пучка [15];  $\sigma_{CA}(\omega)$  — зависимость сечения индуцированного излучения от частоты  $\omega$  [16].

Система уравнений (6) – (8) решалась методом Рунге – Кутты с постоянным шагом [17]. Величина шага выбиралась таким образом, чтобы изменение плотности потока лазерного излучения F на шаге не превышало 5%. В противном случае F и  $n_C$  пересчитывались на новую сетку. Точность расчетов контролировалась по соотношению полного числа фотонов в лазерном луче и числа индуцированных  $C \rightarrow A$ -переходов молекул XeF(C). Величина ошибки в расчетах не превышала 1%.

Тестирование модели проводилось для различных газовых смесей при энергиях излучения накачки  $E_{\rm vuv} = 220~{\rm Дж}$  [18],  $E_{\rm vuv} = 260~{\rm Дж}$  [19] и  $E_{\rm vuv} = 270~{\rm Дж}$  [9]. Во всех случаях наблюдалось хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных как по выходной энергии, так и по распределению плотности энергии излучения на выходном окне.

#### 3. Результаты и их обсуждение

## 3.1. Характеристики входного лазерного излучения

В расчетах  $W(\tau, \omega)$  использовалась круговая частота  $\omega$ . Для удобства восприятия во всех приведенных в работе результатах  $\omega$  пересчитывалась в  $\lambda$ . Под шириной локального спектра будем понимать ширину зависимости  $G(\tau,\lambda)$  от  $\lambda$  на полувысоте. Для спектрально-ограниченного лазерного луча (l=0 и  $\tau_0=60$  фс) расчетная ширина локального спектра составляет  $\approx 4$  нм. Центральная длина волны  $\lambda_0=475$  нм.

При увеличении l происходит частотная модуляция излучения. Длительность импульса  $\Delta \tau$  увеличивается, а ширина локального спектра  $G(\tau, \omega)$  уменьшается. При  $\Delta \tau = 250$  пс ширина локального спектра  $G(\tau, \omega)$  в области  $\tau = 0$  составляет  $3 \cdot 10^{-3}$  нм. Таким образом, с точностью до  $\Delta \lambda \approx 10^{-3}$  нм локальным спектром можно пренебречь и предположить, что в момент времени  $\tau$  в лазерном луче присутствует только излучение с длиной волны  $\lambda_{\max}(\tau)$ . Под  $\lambda_{\max}(\tau)$  понимается длина волны, при которой интенсивность  $I(\lambda)$  достигает максимального значения. При уменьшении  $\tau$  до 2 пс ширина локального спектра увеличивается примерно до 0.1 нм. В этом случае в каждый момент времени необходимо учитывать спектральный состав излучения  $G(\tau, \omega)$ .

На рис. 1 приведена расчетная интенсивность лазерного излучения  $I(\tau)$  при входе в усилитель, нормированная на единицу. Длительность лазерного излучения на полувысоте  $\Delta \tau = 250$  пс. Приведенная величина  $I(\tau)$  является средним значением интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении лазерного луча. Максимальное значение  $I(0) = 5.1 \cdot 10^6 \, \mathrm{BT/cm^2}$ . С учетом неоднородного распределения в поперечном сечении лазерного луча максимальная интенсивность в центре входного окна увеличивалась до  $I(0) = 14.9 \cdot 10^6 \, \mathrm{BT/cm^2}$ .

На этом же рисунке показана зависимость  $\lambda_{\max}(\tau)$ . При моделировании учитывалось излучение, для которого отношение  $W(\tau,\lambda)/W(0,\lambda_{\max}) \geq 10^{-5}$ . В этом случае  $\lambda = 468$ –481 нм. Излучением с большей и меньшей длиной волны пренебрегалось.

Для тестирования модели измерены спектры излучения с положительным чирпом на входе XeF(C-A)-усилителя при  $E_{\rm in}=0.1$  мДж,  $\Delta \tau_0=60$  фс,  $\Delta \tau_l=250$  пс. На рис. 2 приведены полученные спектры входного излучения  $S(\lambda)$ . Совпадение спектров достаточно хорошее.

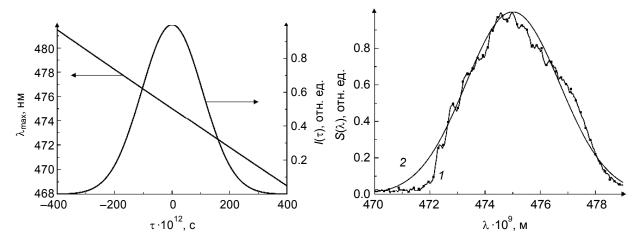


Рис. 1. Зависимость интенсивности  $I(\tau)$  и центральной длины волны локального спектра  $\lambda_{\text{max}}(\tau)$  входного лазерного излучения от времени

Рис. 2. Спектр излучения  $S(\lambda)$  на входе в усилитель: кр. I – эксперимент; кр. 2 – расчет

При исследовании спектров лазерного излучения в мощных твердотельных системах было показано, что при усилении наблюдается искажение спектров: длительность импульса уменьшается, центральная длина волны увеличивается при положительном чирпе и уменьшается при отрицательном чирпе [20]. Подобное поведение спектров наблюдается и в XeF(C-A)-системах. На рис. 3 показаны спектры лазерного излучения на выходе усилителя, полученные экспериментально и рассчитанные при положительном чирпе входного излучения. Ширина спектра изменилась незначительно. Центральная длина волны увеличилась примерно на 1 нм. Совпадение спектров достаточно хорошее за исключением спектров при  $\lambda \approx 470$  нм. Причина этого расхождения не совсем понятна и требует дальнейших исследований.

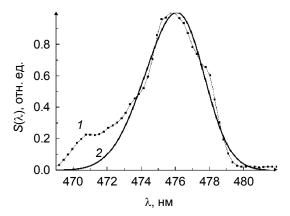


Рис. 3. Спектры излучения  $S(\lambda)$  на выходе усилителя при положительном чирпе: кр. I — эксперимент; кр. 2 — расчет;  $E_{\rm in}$  = 0.1 мДж,  $\tau_0$  = 60 фс

Таким образом, модель с достаточной точностью описывает изменение спектральных характеристик при распространении лазерного излучения в XeF(C-A)-усилителе лазерной системы THL-100.

## 3.2. Характеристики выходного излучения

Расчеты проводились при энергии ВУФ-излучения накачки усилителя 270 Дж и энергии входного излучения  $E_{\rm in}=2$  мДж. Энергия выходного излучения составила  $E_{\rm out}=3.59$  и 3.6 Дж при положительном и отрицательном чирпе соответственно, что близко к данным эксперимента [7]. В таких условиях газовый усилитель лазерной системы THL-100 работает в режиме насыщения усиления и время максимальной интенсивности излучения  $\tau_{\rm max}$  смещается из центра ( $\tau=0$ ) к головной части ( $\tau<0$ ) пучка лазерного излучения.

На рис. 4 приведены полученные зависимости интенсивности излучения на входе усилителя (кривая I) и на выходе (кривые 3 и 2) (положительный и отрицательный чирп соответственно). Средняя интенсивность излучения на входном окне усилителя составила  $5.1\cdot10^6$  Вт·см<sup>-2</sup>. При положительном чирпе  $I_{\rm max} = 0.168$  ГВт/см<sup>2</sup>. Время  $t_{\rm max}$  смещается к головной части лазерного луча

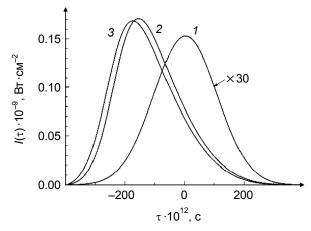


Рис. 4. Расчетные зависимости от времени интенсивности  $I(\tau)$  входного (кр. I) и выходного излучения при положительном чирпе (кр. 3) и при отрицательном чирпе (кр. 2);  $E_{\rm in}=2$  мДж

на 178 пс при уменьшении его длительности до 212 пс. При отрицательном чирпе  $I_{\rm max}$  =  $0.17~\Gamma {\rm Bt/cm^2}$ , а точка максимальной интенсивности излучения смещается к началу лазерного луча на 160 пс. Длительность лазерного излучения в данном случае уменьшается до 215 пс. Таким

образом, и в том и в другом случае наблюдается сокращение длительности на 35–38 пс и смещение  $\tau_{max}$  к началу лазерного луча [20].

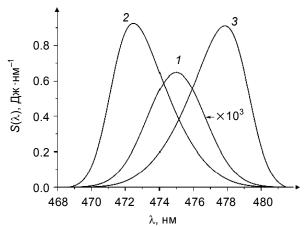


Рис. 5. Расчетные зависимости спектральной плотности энергии  $S(\lambda)$  входного (кр. I) и выходного излучения при положительном (кр. 3) и отрицательном чирпе (кр. 2);  $E_{\rm in}=2$  мДж

Таким образом, при  $E_{\rm in}=2$  мДж энергия  $E_{\rm out}$  и спектральная плотность энергии выходного излучения  $S(\lambda)$  в случае отрицательного чирпа незначительно превышает  $E_{\rm out}$  и  $S(\lambda)$  в случае положительного чирпа. Можно ожидать, что при увеличении энергии входного излучения различия будут возрастать.

#### Заключение

Предложена модель расчета энергетических и спектральных характеристик чирпированного лазерного излучения субнаносекундной длительности, построенная с учетом распределения Вигнера. При тестировании модели исследовалась эволюция спектральных характеристик частотномодулированного излучения длительностью 250 пс и энергией  $E_{\rm in}=0.1$  мДж в газовом усилителе лазерной системы THL-100. Показано хорошее согласие экспериментальных и расчетных спектров излучения на входе и выходе XeF(C-A)-усилителя.

Проведены численные исследования эволюции спектральных характеристик при энергии входного излучения 2 мДж и энергии ВУФ-излучения накачки 270 Дж. Энергия лазерного излучения на выходе усилителя при положительном чирпе входного излучения составила  $E_{\text{out}} = 3.58$  Дж, а при отрицательном чирпе —  $E_{\text{out}} = 3.6$  Дж, что близко к значению выходной энергии, полученной экспериментально.

Зависимости спектральной плотности энергии входного и выходного излучения от длины волны при положительном и отрицательном чирпе входного излучения определены теоретически. Максимальная спектральная плотность энергии входного излучения в обоих случаях составляет  $S(\lambda) = 0.34 \text{ мДж·см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1}$  при  $\lambda_0 = 475 \text{ нм}$ . При положительном и отрицательном чирпе максимальная спектральная плотность энергии выходного излучения увеличивается до 0.91 и 0.92 Дж·нм $^{-1}$  соответственно. Смещение длины волны лазерного излучения с максимальной спек-

тральной плотностью энергии составляет 2.8 нм и 2.5 нм при положительном и 2.5 нм при отрицательном чирпе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Strickland D. and Mourou G.A. // Opt. Commun. -1985. V. 56. P. 219-221.
- $Ozaki\ T.,\ Kieffer\ J.-C.,\ Toth\ R.,\ et\ al.\ //\ Laser\ Part.\ Beams.-2006.-V.\ 24.-P.\ 101-106.$
- Mikheev L.D. and Losev V.F. // High Energy and Short Pulse Lasers / ed. R Viskup. Croatia: InTech, 2016. - Chapter 6. - P. 131-161. DOI: 10.5772/63972.
- Аристов А.И., Грудцын Я.В., Зубарев И.Г. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2009. T. 22. – C. 1029–1034.
- Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., et al. // Laser Part. Beams. 2013. V. 31. P. 17-
- Алексеев С.В., Аристов А.И., Иванов Н.Г. и др. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. - C. 377-379.
- 7. Ястремский А.Г., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. С. 206—
- Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын В.Я. и др. // Квантовая электроника. 2013. -T. 43. – C. 190–200.
- Yastremskii A.G., Ivanov N.G., and Losev V.F. // Quantum Electron. 2016. V. 46. P. 982-
- 10. Cohen L. Time-Frequency Analysis. New Jersey: Prentice-Hall PTR, 1995.
- 11. Diels J.C. and Rudolph W. Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale. - San Diego, California: Academic Press, 2006.
- 12. Eberly J.H. and Wodkiewicz K. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. P. 1252-1261.
- 13. Belabas N., Likforman J., Conioni L., et al. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 743–745. 14. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: в 2 т. М.: Мир, 1991.
- Кузнецова Т.И., Михеев Л.Д. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 969–976.
- 16. Bischel W.K., Eckstrom D.J., Walcker H.C. Jr., and Tilton R.A. // J. Appl. Phys. -1981. - V. 52. - P. 4429-4434.
- 17. Fleck J.A. Jr. // Phys. Rev. B. 1970. V. B1. P. 84–100.
- 18. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. - C. 863-866.
- 19. Losev V., Alekseev S., Ivanov N., et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7993. P. 799317.
- 20. Giambruno F., Radier C., Rey G., and Cheriaux G. // Appl. Opt. 2011. V. 50. P. 2617-2621.

Поступила в редакцию 16.07.2020.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Ястремский Аркадий Григорьевич, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: ayastremskii@yandex.ru; Лосев Валерий Федорович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru.