

УДК 544.531

## **О некоторых результатах расчёта параметров коротких импульсов излучения, формируемых в активной среде непрерывных химических HF-лазеров с соплами типа NYLTE**

Гуров Л. В.

### **Аннотация**

Приведены результаты численного моделирования режима импульсно-периодической генерации излучения в автономном непрерывном химическом лазере на молекулах HF, использующем для формирования активной среды перспективные сопла NYLTE, которые позволяют обеспечить быстрое перемешивание исходных реагентов в зоне генерации. При моделировании течения реагентов в соплах и полости резонатора использовалась система уравнений, базирующаяся на трёхмерных уравнениях Навье-Стокса. Проведено сопоставление удельных энергетических характеристик, получаемых в импульсно-периодическом режиме генерации, с аналогичными характеристиками, полученными в случае непрерывного режима генерации.

### **Ключевые слова**

химический лазер, импульсно-периодический режим, численное моделирование

### **Введение**

В настоящее время усилия специалистов направлены на совершенствование технологии создания энергетических установок на основе химических лазеров. Известно, что среди лазеров данного типа наибольшим энергетическим потенциалом обладает лазер на молекулах HF. Весьма интенсивное развитие здесь получило направление, связанное с созданием мощного непрерывного химического лазера на вышеназванных молекулах (HF-НХЛ). Помимо высоких удельных энергетических характеристик, интерес к использованию данного лазера в различных установках обусловлен возможностью его работы в автономном режиме без использования внешних источников электрической энергии. Это связано со спецификой создания его активной среды, которая образуется в результате экзотермической

реакции накачки  $F+H_2 \rightarrow HF(v)+H$ , протекающей при смешении сверхзвуковых струй окислительного потока, содержащего атомарный фтор, с потоком вторичного горючего  $H_2$  [1]. Нарботка атомарного фтора для данной химической реакции происходит в камере сгорания (рис. 1), куда подаются топливная композиция, представляющая собой фторсодержащий окислитель ( $F_2$  или  $NF_3$ ), первичное горючее ( $D_2$  или  $CS_2$ ) и инертный разбавитель (He). Полученный в результате сгорания топливной композиции окислительный газ (окислитель), содержащий атомы фтора, а также подаваемое через отдельный газодинамический тракт вторичное горючее поступают на вход в систему сверхзвуковых мелкомасштабных сопел, составляющих сопловую решётку, где разгоняются до высоких скоростей ( $M \sim 5$ ) и затем перемешиваются между собой.

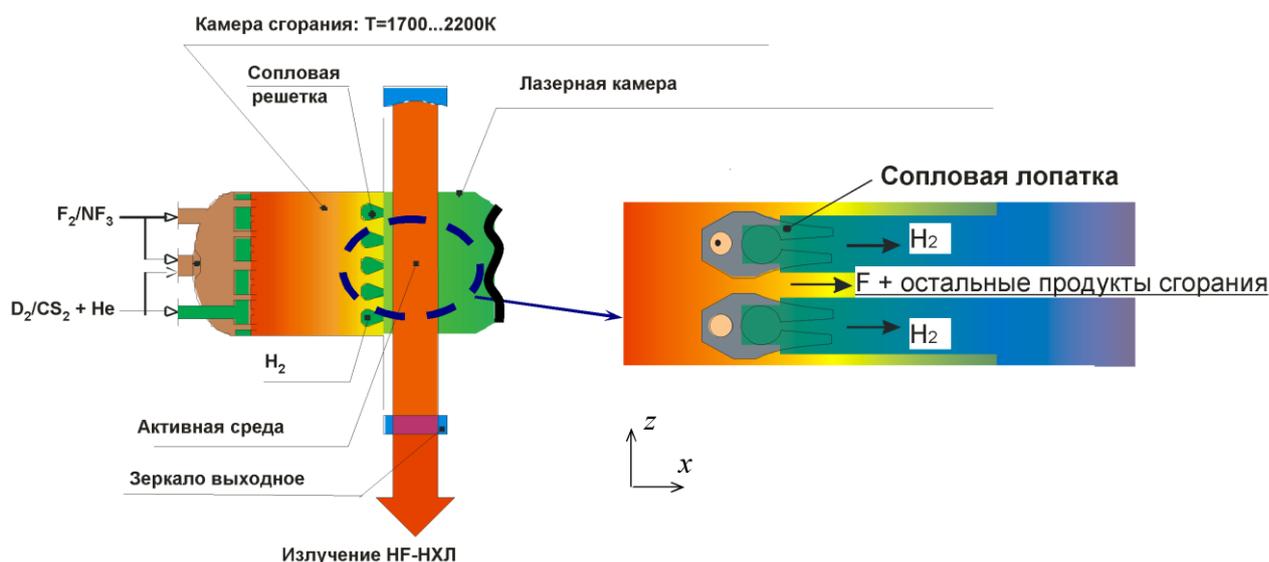


Рис.1. Принципиальная схема HF-НХЛ.

Используя метод периодической модуляции добротности резонатора (МДР) [2], в данном лазере также возможно получить генерацию в импульсно-периодическом режиме (ИПР), что обеспечивается относительно большим временем жизни колебательно-вращательных состояний молекул HF (1...10 мкс). Это позволяет в импульсах получать пиковые мощности, превышающие на несколько порядков средние мощности, достигаемые в непрерывном режиме генерации. Очевиден интерес к использованию такого лазера как для научных исследований (например, изучение процессов взаимодействия мощных лазерных импульсов с веществом), так и для различного рода практических применений. Привлекательным также является то, что для получения импульсно-периодической генерации может быть использован обычный НХЛ с непрерывной накачкой, МДР в котором осуществляется с помощью внутррезонаторного затвора.

По сравнению с непрерывным режимом генерации, ИПР в HF-НХЛ мало изучен. Впервые теоретически ИПР в HF-НХЛ был рассмотрен в работе [3], где проводилась оценка энергетических характеристик данного лазера при частоте МДР, равной частоте смены активной среды в зоне генерации. Течение в активной среде описывалось двухмерными уравнениями Навье-Стокса в приближении узкого канала, предполагающие расчётный режим истечения реагентов из сопел щелевой конфигурации. Для получения атомарного фтора в камере сгорания здесь была рассмотрена традиционная в HF-НХЛ топливная композиция на основе  $D_2$ ,  $F_2$  и He. В проводимых расчётах учитывалось неравновесное распределение по вращательным уровням молекулы HF, что является одной из особенностей численного моделирования ИПР в НХЛ по сравнению с непрерывным режимом работы, поскольку в случае ИПР характерные длительности импульсов (10-30 нс) существенно меньше времён вращательной релаксации (более 100 нс). Эта работа получила своё развитие в [4], где, в отличие от [3], детально исследовалась динамика импульса излучения посредством решения дополнительных нестационарных уравнений в рамках уравнений свободной генерации излучения на каскадных переходах. При этом, однако, в данных уравнениях было сделано предположение о сохранении равновесного распределения по вращательным уровням (быстрой вращательной релаксации) молекул HF при генерации импульса, что, согласно [4,5], приводит к завышенным расчётным значениям энергии импульса. В работе [6] было проведено расчётное исследование ИПР, где динамика импульса описывалась аналогичными уравнениями с учётом неравновесного распределения по вращательным уровням. Здесь для получения атомарного фтора в камере сгорания был рассмотрен случай использования топливной композиции на основе  $CS_2$ ,  $NF_3$  и He. По сравнению с более традиционной ( $D_2$ - $F_2$ -He), данная топливная композиция не приводит к образованию в продуктах сгорания молекул DF, которые являются сильными релаксантами молекул HF(v) [7], из-за чего усилительные свойства активной среды заметно ухудшаются. В случае обычного HF-НХЛ подобная замена топливной композиции позволила повысить удельные энергетические характеристики почти в 2 раза [8].

Известно, что, помимо состава топливной композиции в камере сгорания, существенное влияние на усилительные свойства и соответственно удельные энергетические характеристики HF-НХЛ оказывает скорость перемешивания сверхзвуковых потоков окислителя и вторичного горючего, которая во многом определяется геометрией сопловой решётки. В большинстве работ, посвященных расчётно-теоретическому исследованию фтороводородных НХЛ, рассматривались сопловые решётки с щелевыми соплами, что позволяет при моделировании течения в соплах и активной среде ограничиться двухмерной

постановкой задачи. Однако указанная конфигурация сопловой решётки обладает существенным недостатком, который заключается в ограниченной скорости перемешивания истекающих сверхзвуковых потоков, определяемой исключительно диффузией. Подобный механизм смешения ограничивает скорость наработки молекул  $\text{HF}(v)$ , при этом также более выраженным становится отрицательное влияние релаксационных процессов, гасящих возбужденное состояние этих молекул [1].

Существенно снизить отрицательное влияние указанных факторов позволяет использование сопел, геометрические особенности которых способствуют интенсификации процессов смешения сверхзвуковых потоков реагентов (окислительного газа и вторичного горючего), что в свою очередь достигается за счёт увеличения поверхности контакта данных потоков. В качестве примера здесь можно привести сопло NYLTE (Hypersonic Low Temperature nozzle), которое появилось в результате развития одного из наиболее перспективных направлений в области разработки конструкций сопловых решеток, позволяющих повысить удельные энергетические характеристики фтороводородных непрерывных химических лазеров за счет более быстрого перемешивания реагентов в зоне генерации [9]. По сравнению с щелевой сопловой решёткой, состоящей из чередующихся для потоков окислителя и вторичного горючего сопел, в конструкции сопловой решётки с соплами NYLTE щелевых сопел для потока вторичного горючего нет вообще. Вместо этого внутри сверхзвуковой части каждого отдельного щелевого сопла окислителя вдоль высоты его лопаток расположены две цепочки малогабаритных сверхзвуковых конических сопел (рис. 2), формирующих разделенные в пространстве струи вторичного горючего и буферного газа (гелия), который препятствует преждевременной наработке молекул  $\text{HF}$  в данном сопле, создавая завесу.

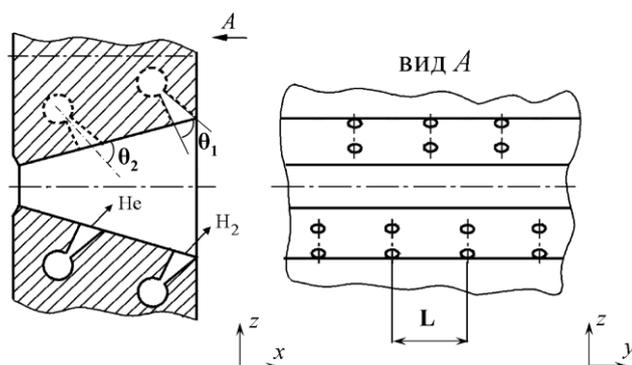


Рис.2. Геометрическая схема сопла NYLTE.

Принимая во внимание высокие значения удельного энергосъёма (мощности излучения, отнесенной к суммарному массовому расходу реагентов) в обычном  $\text{HF}$ -НХЛ,

достигнутые при использовании сопел NYLTE [9], понятен интерес к использованию сопел NYLTE и в HF-НХЛ, работающем в ИПР. В настоящей работе с помощью методов численного моделирования проводится оценка основных параметров генерируемого импульса (энергии, пиковой мощности, длительности импульса и пр.) в HF-НХЛ при рассмотрении указанных сопел.

### Расчётная модель ИПР

При моделировании ИПР считалось, что генерация импульсов происходит в плоскопараллельном резонаторе Фабри-Перо, зеркала которого непосредственно примыкают к срезу сопловой решётки. Для определения газодинамических параметров потоков окислителя и вторичного горючего в соплах и полости резонатора была реализована численная модель, основанная на трехмерных уравнениях Навье-Стокса для многокомпонентной газовой смеси [10,11], где для описания процессов химической накачки, колебательной релаксации и колебательного обмена молекул HF была использована кинетическая модель из [7]. Считалось, что к моменту включения добротности резонатора устанавливается равновесное распределение энергии по вращательным уровням  $J$  молекул HF.

Геометрические параметры рассматриваемых сопел NYLTE были взяты из [10] и приведены в таблице 1. Отверстия для впрыска потоков He и H<sub>2</sub> располагались на противоположных сопловых лопатках со сдвигом в полпериода. Подобная конфигурация сопел позволяет при построении сеточной модели расчётной области, охватывающей помимо зоны генерации излучения также течение в дозвуковых и сверхзвуковых частях сопел, ограничиться рассмотрением лишь одного полупериода (рис. 3), задав граничные условия симметрии на соответствующих плоскостях, параллельных плоскостям  $x$ - $y$  и  $x$ - $z$ . Полученная расчётная сетка насчитывала около 2.2 млн. гексаэдральных ячеек, из которых 1.5 млн. ячеек приходилось непосредственно на область течения за срезом сопел. Отметим, что с целью уменьшения числа ячеек расчётной сетки, в настоящей работе был выбран модифицированный вариант сопла NYLTE с относительно узкой донной областью (3 мм), в то время как классическим считается вариант с донной областью шириной 20...25 мм [9].

При определении параметров генерации в полости резонатора после включения добротности полагалось, что генерация импульсов излучения происходит лишь на колебательно-вращательных переходах  $P$ -ветви молекулы HF, при этом в течение импульса среда остается неподвижной, что допустимо, поскольку длительность импульса ( $<10^{-7}$  сек) на порядки меньше характерного времени смены вещества в зоне генерации ( $\sim 10^{-5}$  сек).

Результаты расчётов из [6] показали, что дополнительное рассмотрение генерации на переходах  $R$ -ветви молекулы HF приводит лишь к незначительному увеличению общей энергетики импульса (менее чем на 1%), поэтому в настоящей работе данные переходы не рассматривались.

Таблица 1. Основные геометрические параметры сопла NYLTE [10]

Параметр	Сопло окислителя	Сопло $H_2$	Сопло He
Ширина (диаметр) критического сечения	$h=0.14$ мм	$d=0.5$ мм	$d=0.25$ мм
Ширина (диаметр) на срезе	$H=10$ мм	$D=1.8$ мм	$D=1.15$ мм
Угол раскрытия, $\theta_1$	$30^\circ$	$28^\circ$	$28^\circ$
Угол впрыска, $\theta_2$	-	$35^\circ$	$35^\circ$
Шаг отверстий впрыска He и $H_2$ , $L$	5 мм		
Полуширина донной области	1.5 мм		

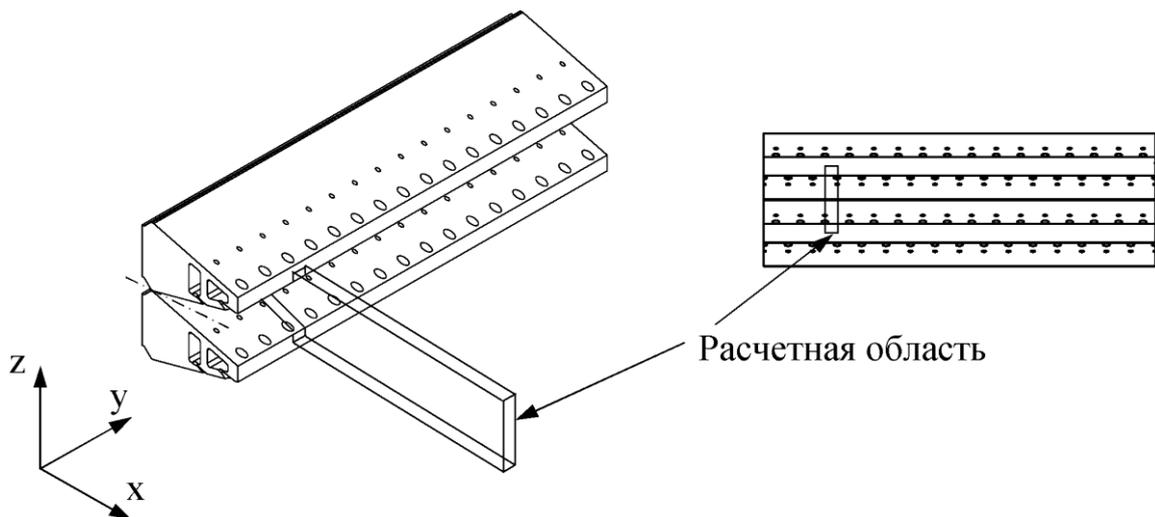


Рис.3. Фрагмент сопловой решётки с обозначенной расчётной областью.

В приближении постоянных вдоль оптической оси резонатора полей излучения на переходах  $P$ -ветви соответствующие значения интенсивностей излучения ( $I_{v,J}$ ) и концентраций молекул HF ( $C_{HF(v,J)}$ ) к моменту времени  $t$  после включения добротности резонатора определяются в точке  $(x,y,z)$  пространства активной среды с помощью решения системы нестационарных уравнений свободной лазерной генерации на каскадных переходах [12]. Для случая, когда оптическая ось резонатора совпадает с осью  $z$ , данная система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{1}{c} \frac{dI_{v,J}(t, x, y)}{dt} = \left[ \langle g_{v,J}(t, x, y) \rangle_z - g_{nop} \right] \cdot I_{v,J}(t, x, y); \quad (1)$$

$$\rho \frac{dC_{HF(v,J)}(t, x, y, z)}{dt} = \frac{W_{HF}}{N_A \cdot h} \left[ \frac{g_{v+1,J-1}(t, x, y, z) \cdot I_{v+1,J-1}(t, x, y)}{\nu_{v+1,J-1}} - \frac{g_{v,J}(t, x, y, z) \cdot I_{v,J}(t, x, y)}{\nu_{v,J}} \right],$$

где  $\rho$  – плотность газовой смеси в точке  $(x, y, z)$ ;  $W_{HF}$  – молярная масса молекулы HF;  $C_{HF(v,J)}$  – массовая доля молекулы HF на колебательно-вращательном уровне  $(v, J)$ ;  $v = 0..3$ ;  $J = 2..12$ ;  $g_{v,J}, I_{v,J}, \nu_{v,J}$  – соответственно, коэффициент усиления, интенсивность излучения и энергия кванта излучения на колебательно-вращательном переходе  $(v, J) \rightarrow (v-1, J+1)$  молекулы HF;  $c$  – скорость света;  $N_A$  – число Авогадро;  $h$  – постоянная Планка;  $\langle g \rangle_z$  – усредненное вдоль оптической оси  $z$  значение коэффициента усиления;  $g_{nop}$  – пороговое значение коэффициента усиления [1], равное в случае резонатора Фабри-Перо  $\frac{1}{2L_a} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right)$ ;  $L_a$  – длина активной среды вдоль оптической оси  $z$ ;  $r_1, r_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Локальное значение коэффициента усиления  $g_{v,J}$  определяется как:

$$g_{v,J}(t, x, y, z) = \sigma_{v,J} \cdot \left( C_{HF(v,J)}(t, x, y, z) - \frac{2J+1}{2J+3} C_{HF(v-1,J+1)}(t, x, y, z) \right), \quad (2)$$

где  $\sigma_{v,J}$  – сечение индуцированного перехода  $(v, J) \rightarrow (v-1, J+1)$  [13].

При численном решении данной системы уравнений считаем, что начальный момент времени  $t=0$  совпадает с моментом включения добротности резонатора, а начальные значения интенсивностей  $I_v(x, y, t=0)$  принимаются близкими к нулю.

Определив, таким образом, в каждый момент времени  $t$  распределения интенсивности излучения по апертуре для всех колебательно-вращательных переходов молекулы HF, на которых возникает генерация, можно определить распределение мощности выходного излучения, снимаемой с единицы объёма активной среды:

$$P_{\text{вых}}(x, y, t) = \sum_{v,J} I_{v,J}(x, y, t) \frac{t_1 \sqrt{r_2} + t_2 \sqrt{r_1}}{(1-r_2)\sqrt{r_1} + (1-r_1)\sqrt{r_2}} g_{nop}, \quad (3)$$

где  $t_1, t_2$  – коэффициенты пропускания зеркал резонатора.

Плотность энергии, снимаемой за время генерации импульса с единицы объёма среды, определяется интегрированием  $P_{\text{вых}}(x, y, t)$  по времени:

$$E_1(x, y) = \int_0^{\infty} P_{\text{вых}}(x, y, t) dt. \quad (4)$$

Интегрирование по апертуре с шириной  $\Delta x_{\text{лаз}}$  и высотой  $\Delta y_{\text{лаз}}$  позволяет получить зависимость от времени приведённой (сняемой с единицы площади среза сопловой решётки) импульсной мощности:

$$P_{\text{лаз}}(t) = \frac{1}{\Delta y_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta y_{\text{лаз}}} P_{\text{вых}}(x, y, t) dx dy. \quad (5)$$

Приведённая энергия импульса (полная снимаемая энергия в импульсе, отнесённая к единице площади среза сопловой решётки) определяется как:

$$E_u = \frac{1}{\Delta y_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta y_{\text{лаз}}} E_1(x, y) dx dy. \quad (6)$$

Величину удельного энергосъёма определим как энергию, излучённую единичной массой вещества в зоне генерации:

$$E_{y\phi}^p = \frac{E_u}{\left( \frac{1}{\Delta y_{\text{лаз}} h_z} \int_0^{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta y_{\text{лаз}}} \int_0^{h_z} \rho dx dy dz \right)}, \quad (7)$$

где  $h_z$  – длина одного периода структуры активной среды вдоль оптической оси  $z$ .

Среднюю длительность импульса  $\tau_{\text{имп}}$  определим на уровне половины от максимальной импульсной мощности [2], а период следования импульсов – по времени смены вещества в пределах зоны генерации  $\Delta x_{\text{лаз}}$  [3,4,5]:

$$\tau_{\text{след}} = \frac{\int_0^{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta y_{\text{лаз}}} \int_0^{h_z} \rho dx dy dz}{\left( \frac{1}{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta x_{\text{лаз}}} \int_0^{\Delta y_{\text{лаз}}} \int_0^{h_z} \rho dx dy dz \right)} \quad (8)$$

## Результаты расчётов

Исследование ИПР в HF-НХЛ включало в себя анализ параметров генерируемых импульсов, полученных при двух различных газодинамических режимах, где варьировалось значение давления в активной среде, при этом соотношение мольных расходов реагентов оставалось неизменным. Соответствующие граничные условия, задаваемые на входе в сопла, приведены в таблице 2. Параметры окислительного газа (температура, массовые доли компонентов) здесь были определены с помощью термодинамического расчёта равновесного состава продуктов сгорания топливной композиции на основе сероуглерода и трифторида азота ( $\text{CS}_2 + 7.6\text{NF}_3 + 43\text{He}$ ), для которой в [8] были получены наибольшие значения

приведённой мощности и удельного энергосъёма в непрерывном режиме генерации. Согласно результатам из [6], указанное мольное соотношение  $CS_2$ ,  $NF_3$  и He также является близким к оптимальному при рассмотрении ИПР. Донная область между соседними соплами НУЛТЕ продувалась гелием с целью предотвращения возникновения вблизи неё обратных токов, в которых будут эффективно протекать релаксация молекул  $HF(v)$  и поглощение излучения.

Таблица 2. Граничные условия на входе в сопла

	$P_0$ , атм		$T_0$ , К	Массовые доли компонентов
	Вариант №			
	1	2		
Поток окислителя	1.4	4.2	1568	$C_F=0.166$ ; $C_{He}=0,219$ ; $C_{CF_4}=0.112$ ; $C_{SF_6}=0.367$ ; $C_{N_2}=0,136$
Поток $H_2$	0.25	0.75	400	$C_{H_2}=1$
Поток He	0.25	0.75	400	$C_{He}=1$

При расчёте параметров генерации длина активной среды  $L_a$  задавалась равной 40 см. Коэффициенты потерь на зеркалах резонатора принимались равными  $a_1 = a_2 = 0.2\%$ . Соответственно коэффициент отражения глухого зеркала резонатора  $r_1$  составлял 99.8%. Коэффициент отражения выходного зеркала подбирался для каждого рассматриваемого случая индивидуально с целью получения наибольшей пиковой мощности в импульсе, соответствующей, как правило, наибольшему значению приведённой энергии импульса.

При анализе результатов в качестве параметра, отражающего отличия между рассматриваемыми газодинамическими режимами использовалось значение давления в активной среде, определяемое как среднее значение давления на срезе сопловой решётки. В случае варианта 1 (см. таблицу 2) данное значение составило  $2 P_{0p}$ , а в случае варианта 2 –  $6 P_{0p}$ .

На рис. 4 приведены распределения плотности импульсной энергии излучения по апертуре. Из данных распределений видно, что более благоприятным для получения генерации импульсов является вариант с пониженным давлением в активной среде (вариант 1). Об этом свидетельствует более протяжённая зона генерации и практически неизменное максимальное значение плотности импульсной энергии излучения по сравнению с вариантом 2. На данных рисунках также можно заметить немонотонность в распределении

плотности импульсной энергии по высоте апертуры (оси  $y$ ), которая становится более выраженной с увеличением уровня давления в активной среде. Это объясняется тем, что с повышением давления впрыскиваемые струи  $\text{H}_2$  и  $\text{He}$ , обладающие большей расходонапряженностью, начинают оказывать более сильное воздействие на структуру истекающего сверхзвукового потока.

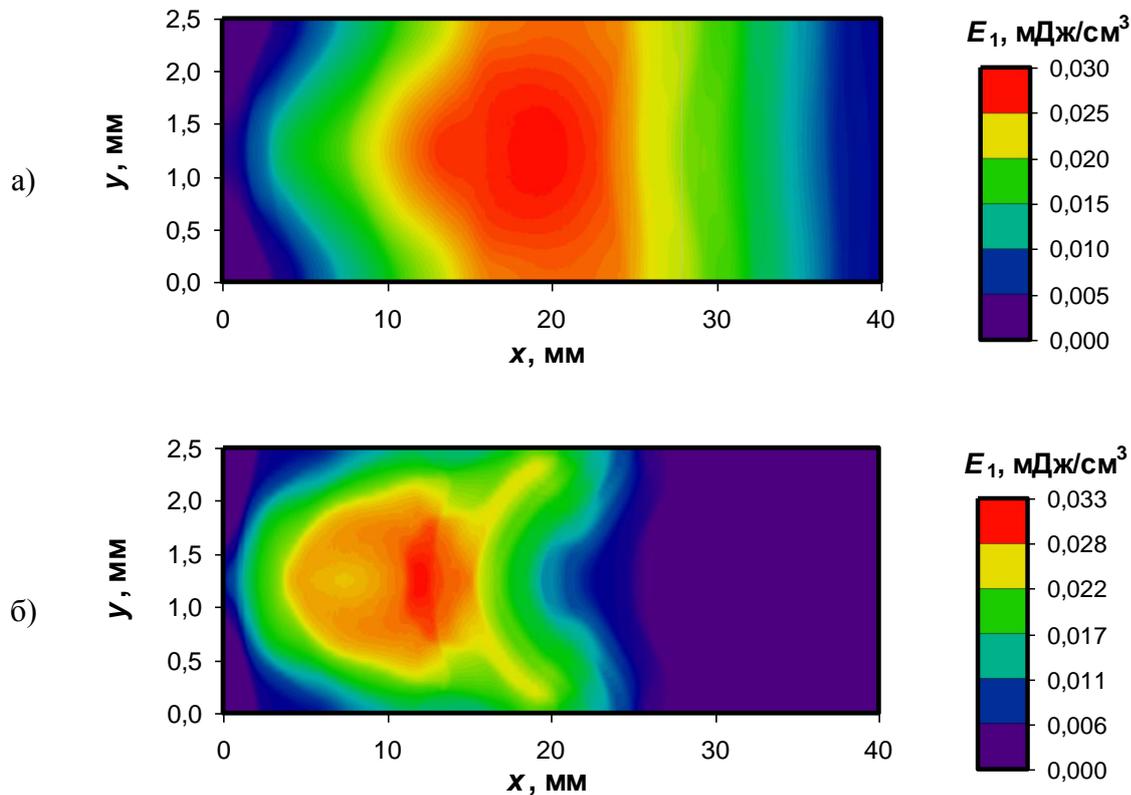
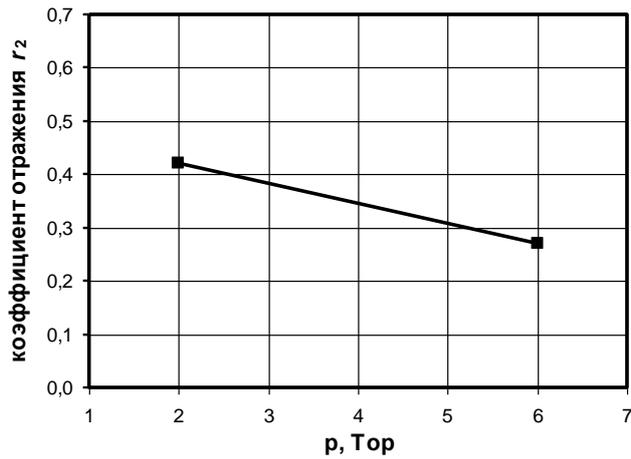
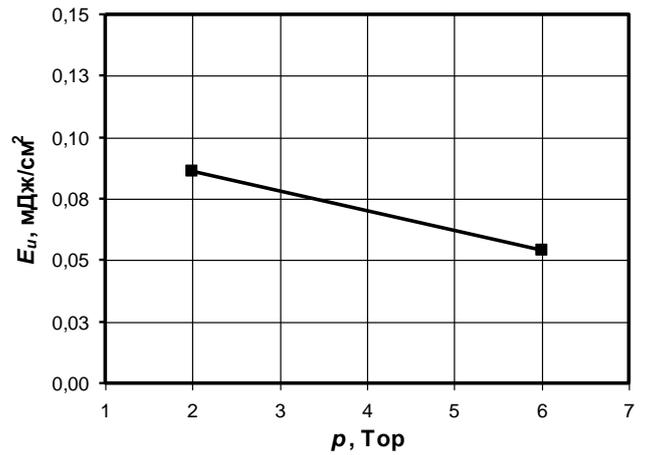


Рис.4. Распределения плотности импульсной энергии излучения по апертуре при давлении в активной среде 2 Тор (а) и 6 Тор (б).

Проведенная оптимизация по коэффициенту отражению выходного зеркала резонатора показала, что с увеличением давления в активной среде, когда общий уровень значений коэффициента усиления слабого сигнала становится выше (при некотором уменьшении протяженности зоны усиления), видна возможность использования выходных зеркал с меньшим коэффициентом отражения (рис. 5а). При этом, однако, будет неизбежно падение приведённой энергии импульса  $E_u$  (рис. 5б).



а)



б)

Рис.5. Зависимость оптимального коэффициента отражения выходного зеркала резонатора (а) и приведённой энергии импульса (б) от давления в активной среде.

На рис. 6 показана динамика развития приведённой мощности импульса  $P_{\text{лаз}}$  во времени. Здесь обратим внимание на то, что с ростом давления в активной среде передний и задний фронты импульса становятся более крутыми, при этом уровень пиковой мощности уменьшается незначительно. Небольшие осцилляции на заднем фронте импульса отражают вклад каскадности переходов при развитии импульса, когда импульсы излучения на колебательно-вращательных переходах одной полосы вызывают дополнительное развитие импульса через некоторое время в другой полосе.

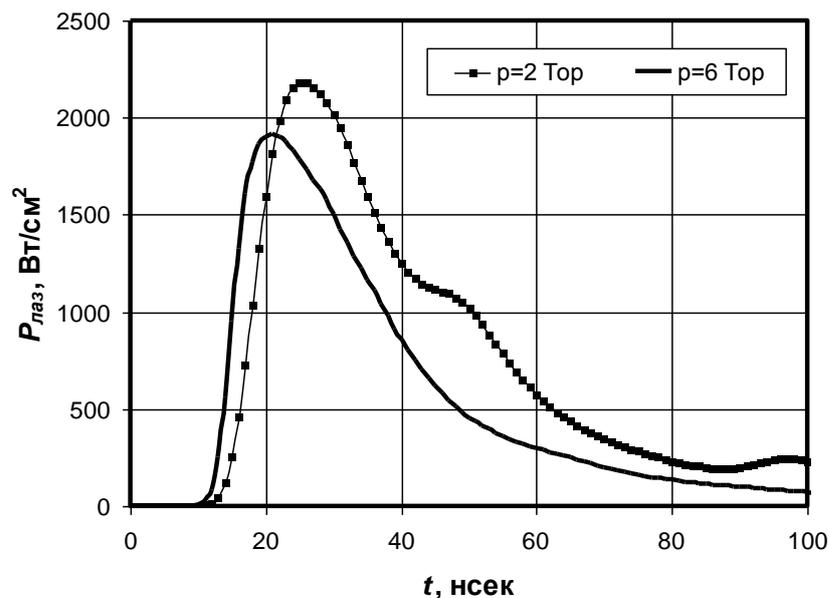


Рис.6. Динамика развития приведённой импульсной мощности во времени

Соответствующая зависимость средней длительности импульса от давления в активной среде представлена на рис. 7. Данная зависимость показывает общую тенденцию к уменьшению средней длительности импульса с увеличением давления в активной среде. С физической точки зрения полученный результат вполне закономерен, учитывая тот факт, что время спада импульса обратно пропорционально пороговому значению коэффициента усиления  $g_{пор}$  [12], а полученные значения  $g_{пор}$  здесь оказались больше в силу смещения оптимального коэффициента отражения выходного зеркала в сторону меньших значений (рис.5а).

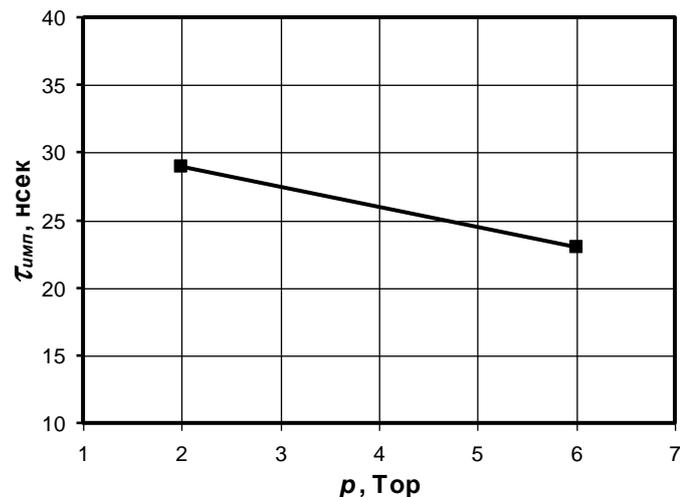


Рис.7. Зависимость средней длительности импульса от давления в активной среде.

### Сравнение с режимом непрерывной генерации

Для рассмотренных газодинамических режимов было также проведено численное моделирование непрерывного режима генерации в HF-НХЛ с использованием методики, описанной в [11]. Сравнение полученных результатов показало, что переход от непрерывного режима к ИПР приводит к значительному снижению (более чем на порядок) средней мощности излучения, определяемой в ИПР как  $E_u / \tau_{след}$ . Однако при этом в импульсах достигаются, как и ожидалось, сверхвысокие мгновенные пиковые значения мощности, почти на два порядка превышающие значения мощности в непрерывном режиме (рис. 8). Можно отметить, что, несмотря на отмеченную тенденцию к снижению приведённой энергии импульса с ростом давления в активной среде, уменьшение периода следования импульсов  $\tau_{след}$  за счёт менее протяженной зоны генерации (рис. 4) привело к тому, что значения средней импульсной мощности оказались малочувствительны к уровню давления в активной среде

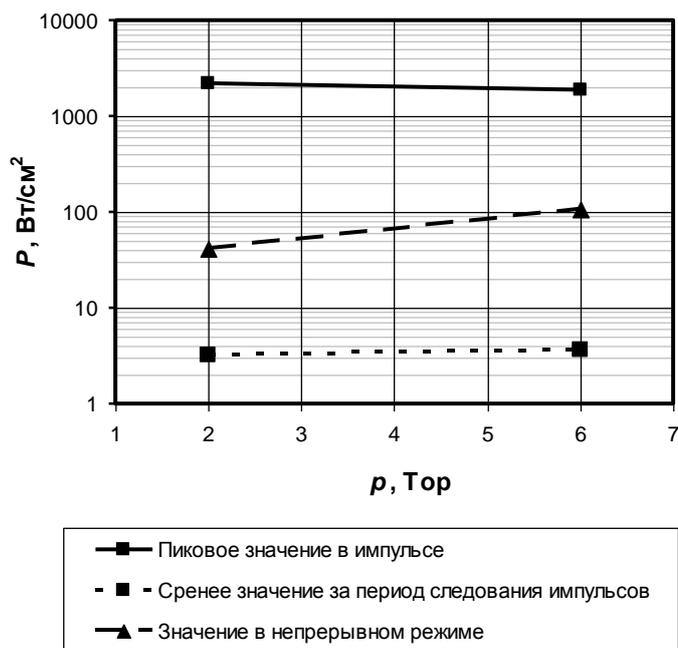


Рис. 8. Зависимости характерных приведённых мощностей в непрерывном режиме и ИПР от давления в активной среде.

Общий уровень значений удельного энергосъёма в случае ИПР остается невысоким и составляет не более 10% от значений, полученных в непрерывном режиме.

Таблица 2. Значения удельного энергосъёма HF-НХЛ при генерации в ИПР и непрерывном режиме

Режим генерации	Давление в активной среде	
	2 Тор	6 Тор
Непрерывный	240 Дж/г	210 Дж/г
Импульсно-периодический	24 Дж/г	7 Дж/г

### Выводы

Результаты численного моделирования режима импульсно-периодической генерации (ИПР) в HF-НХЛ показали, что при использовании рассмотренных сопел НУЛТЕ можно получать импульсы с длительностью 25-30 нс и пиковой мощностью, превышающей на два порядка значения мощности в непрерывном режиме. При оптимальных параметрах зеркал резонатора полученные значения удельного энергосъёма в ИПР составляют до 10% от значений в непрерывном режиме генерации.

### Библиографический список

1. Химические лазеры / Под ред. Р. Гросса, Дж. Ботта. – М.: Мир, 1980.
2. Звелто О. Принципы лазеров: Пер. с англ. 3-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1990. – 560 с
3. Григорьев П.Г., Степанов А.А., Щеглов В.А. О возможности реализации импульсно-периодического режима лазера с проточной химически активной средой // Краткие сообщения по физике. ФИАН СССР, 1979, №6. С.28-34.
4. Александров Б.П., Степанов А.А., Щеглов В.А. Энергетические возможности импульсно-периодического режима работы сверхзвукового непрерывного HF-лазера // Квантовая электроника. – М., 1996, Т. 23, №6. С. 490–494.
5. Воробьев А.П., Исхаков В.А., Машенджинов В.И., Ревич В.Э., Ротинян М.А., Шур М.А. Химический HF-лазер с модулированной добротностью резонатора // Квантовая электроника. – М., 1998, Т. 25, №7. С. 606–610.
6. Александров Б.П., Каторгин Б.И. Импульсно-периодический режим сверхзвукового HF-НХЛ с горючим CS<sub>2</sub> // Труды НПО Энергомаш. – М., 2010, №27. С. 394–412.
7. Manke II G.C., Hager G.D. A Review of Recent Experiments and Calculations Relevant to the Kinetics of the HF Laser // J. Phys. Chem., 2001, V. 30. P.P 713–733.
8. Башкин А.С., Гуров Л.В., Каторгин Б.И., Петрова С.Н., Полиновский Д.В. Расчётный анализ возможности получения одновременной эффективной генерации в двухспектральных диапазонах на молекулах HF и DF в автономном фтороводородном НХЛ // Труды НПО Энергомаш. – М., 2007, №25. С. 395–411.
9. Duncan W., Patterson S., Graves B., Holloman M. Recent progress in hydrogen fluoride overtone chemical lasers // AIAA Paper, 1991, №91–1480.
10. Shao Yan, Zhou Jin, Wu Haiyan, Lai Lin, Lei Jing. Unsteady Simulation of NYLTE Nozzle Flowfields with Supersonic Angled Injection // Symposium on Photonics and Optoelectronic (SOPO), 2010.
11. Башкин А.С., Гуров Л.В., Курдюков М.В. О некоторых результатах расчётного исследования параметров HF-НХЛ с соплами NYLTE// Труды НПО Энергомаш. – М., 2011, №28. С. 302–317.
12. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические квантовые генераторы на твёрдом теле. – М.: Сов. Радио, 1967
13. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. Химические лазеры / Под ред. Н.Г. Басова. – М.: Наука, 1982. – 400с.

14. Александров Б.П., Степанов А.А. Энергетические возможности HF- и DF-НХЛ при использовании сероуглерода в качестве горючего // Труды НПО Энергомаш. – М., 2008, №26. С. 298–313.

#### **Сведения об авторе**

Гуров Леонид Валерьевич, инженер компании «Ментор»;  
ул. Юннатов, д.5, кв. 4, г. Химки, 141401;  
тел.: 8-903-760-60-92; e-mail: leonidgourov@yandex.ru