

Экономичный режим генерации сверхзвукового непрерывного химического DF-лазера

И.А.Фёдоров

Выполнены экспериментальное и расчётно-теоретическое исследования влияния на выходные характеристики сверхзвукового непрерывного химического DF-лазера с плоским сопловым блоком, построенным по схеме смешения реагентов «сопло–сопло», степени разбавления ψ_2 вторичного горючего (дейтерия) инертным газом (гелием). Показано, что увеличение степени разбавления в диапазоне $0 \leq \psi_2 \leq 20$ приводит к монотонному росту протяженности зоны генерации излучения (снижению лучевой нагрузки на резонаторные зеркала) и падению удельного энергосъёма лазера. С увеличением длины оптического пути (уменьшением порогового коэффициента усиления) чувствительность энергетических характеристик лазера к степени разбавления снижается. Следовательно, для DF-лазера высокой мощности (с сопловым блоком большой протяженности) при частичной замене дорогостоящего дейтерия более дешевым гелием достигается потенциальная возможность реализации экономичного режима генерации при приемлемых уровнях удельного энергосъёма. Выявлены условия для реализации такого режима.

Ключевые слова: сверхзвуковой непрерывный химический DF-лазер, вторичное горючее, инертный разбавитель, степень разбавления, энергетические характеристики, протяженность зоны генерации лазерного излучения, экономичный режим генерации лазера.

1. Введение

В последние несколько лет достигнут безусловный прогресс в развитии твердотельных лазеров – дисковых [1] и волоконных [2]. Тем не менее наиболее мощными (на уровне мегаватт) всё же остаются сверхзвуковые непрерывные химические HF/DF-лазеры (HF/DF-НХЛ). Их отличают уникальные достоинства – высокий энергетический потенциал и работа в автономном режиме, не требующем внешних источников энергии (необходима лишь регулярная заправка компонентами топлива). Избыточное тепло уносится потоком выхлопных газов. Обладая возможностью работы в различных режимах (обертонного HF-лазера, HF-лазера, DF-лазера и DF–CO₂-лазера), НХЛ генерируют излучение в широком диапазоне длин волн ИК спектра: $\lambda \approx 1.32\text{--}1.34$ мкм (2–3 линии), 2.71–2.91 мкм (8–9 линий), 3.75–4.18 мкм (12–15 линий) и 10.6 мкм. Технологические энергоустановки на основе НХЛ мобильны и могут транспортироваться к месту использования в заправленном состоянии. Долговременность работы НХЛ позволяет реализовать импульсно-периодический режим генерации с высокой импульсной мощностью в течение нескольких минут.

Благодаря указанным достоинствам мощные HF/DF-НХЛ могут найти практическое применение в развитии целого ряда новых технологий. В том числе тех, которые обеспечивают решение проблемы борьбы с космическим мусором [3] и метеоритной опасностью [4]; запуск малых спутников без использования ракеты-носителя (лазерный ракетный двигатель) [5]; грозозащиту особо ценных на-

земных объектов [6]; снижение тепловой дефокусировки излучения на трассе при его транспортировке в зону воздействия (создание проводящих каналов в атмосфере с минимальным удельным сопротивлением) [7]; создание систем очистки водных [8] и твёрдых [9] поверхностей от широкого спектра загрязнений; дистанционную резку металлоконструкций, находящихся в труднодоступных местах, в аварийных ситуациях техногенного характера (пожары на нефтяных и газовых скважинах, аварийные ситуации на предприятиях химической промышленности и объектах атомной энергетики) и при ликвидации последствий различных катастроф [10]; резку многослойных энергосберегающих пакетов из стекла, керамики и композиционных материалов по произвольной траектории при комнатной температуре [10]; пространственную развёртку серии высокочастотных оптических разрядов в воздухе при поджиге распыленных горючих смесей [11]; устранение экранировки лазерной плазмой поражаемого объекта и значительное увеличение эффективности ввода энергии в мишень, а также обеспечение локального выделения энергии в пространстве и во времени, снижение энергозатрат за счёт перехода в режим абляции материала мишени; реализацию воздействия излучения на поражаемый объект, сочетающего лазерные и высоковольтные импульсы при их распространении в пространстве (борьба с террористами, защита особо важных объектов от проникновений).

Однако этим лазерам присущи и определённые недостатки. Известно [12], что характерными для сверхзвуковых HF/DF-НХЛ являются режимы генерации с многократным превышением объёмного расхода вторичного горючего (H₂ либо D₂) над объёмным расходом окислительного газа (F + F₂ + He) по сравнению со стехиометрическим соотношением расходов этих реагентов (коэффициент избытка вторичного горючего (дейтерия) $\alpha_2 = n_{D_2}(n_{F_2} - n_{H_2}) = 10 - 12$).

И.А.Фёдоров. ФГУП «РНИЦ «Прикладная химия»», Россия, 193232 С.-Петербург, ул. Крыленко, 26А; e-mail: appolo.47@mail.ru

Поступила в редакцию 20 февраля 2019 г., после доработки – 6 марта 2019 г

Указанное обстоятельство обусловлено следующими причинами: 1) с газодинамической точки зрения такое превышение обеспечивает возможность достижения расчётного режима истечения, т.е. согласованность давлений на срезах сопел вторичного горючего и окислительного газа (в этом случае взаимодействие струй сопровождается образованием скачков уплотнения минимальной интенсивности); 2) с термодинамической точки зрения наличие в зоне протекания химической реакции накачки значительного избытка холодного водорода (или дейтерия) представляется благоприятным, поскольку, обладая большой теплоёмкостью, он выполняет функцию «теплового балласта» и препятствует чрезмерному росту статической температуры в зоне протекания химической реакции накачки и обусловленному этим эффектом срыву генерации лазерного излучения; 3) с молекулярно-кинетической точки зрения избыток вторичного горючего способствует увеличению частоты столкновений его молекул с атомами окислителя F, что интенсифицирует химическую реакцию накачки $F + D_2 \rightarrow DF(v) + D$ либо $F + H_2 \rightarrow HF(v) + H$ и обеспечивает полное выгорание фтора в зоне генерации лазерного излучения.

Очевидно, что функцию «теплового балласта» могут выполнять не только молекулы вторичного горючего, но и молекулы инертного разбавителя (например, гелия), внедрённые в струю вторичного горючего. При этом увеличение содержания инертного разбавителя в зоне смешения реагентов за счёт частичного разбавления вторичного горючего гелием может положительно сказаться на выходных характеристиках лазера в результате заметного увеличения протяженности зоны генерации и уменьшения лучевой нагрузки на зеркала резонатора без существенного снижения как мощности лазера, так и его удельного энергосъёма, особенно в варианте DF-НХЛ, когда молекулярные массы дейтерия и гелия совпадают.

И, наконец, достаточно важной представляется потенциальная возможность существенного уменьшения затрат при проведении испытаний мощных DF-НХЛ. Дело в том, что стоимость вторичного горючего D_2 довольно высока. На мировом рынке она составляет около 5000 \$ за один килограмм, а на отечественном – около 2500 \$. Для типичных режимов генерации такого лазера стоимость дейтерия почти на порядок превышает суммарную стоимость всех остальных реагентов, что приводит к очень высокой стоимости пуска.

С учётом отмеченной выше роли вторичного горючего стоимость пуска при проведении стендовых испытаний DF-НХЛ можно существенно снизить путём разбавления вторичного потока инертным разбавителем, например гелием, без значительного снижения энергетики лазера. Действительно, при замене дейтерия на гелий условие 1) не нарушается, т.к. вследствие одинаковой молекулярной массы реагентов газодинамический режим течения вторичного потока в соплах изменяется не слишком сильно (лишь в случае различия в коэффициентах вязкости и в теплоёмкостях). Для выполнения условия 3) больших значений коэффициента избытка вторичного горючего ($\alpha_2 = 10-12$) не требуется, поскольку для полного выгорания фтора достаточно меньших значений α_2 даже при ламинарном диффузионном характере смешения струй. Более того, диффузия вторичного потока в окислительный газ при разбавлении гелием будет происходить более интенсивно вследствие высокой диффузионной способности последнего.

С учётом указанных обстоятельств в настоящей работе предпринята попытка систематического комплексного (экспериментального и расчётно-теоретического) исследования условий реализации экономичного режима генерации сверхзвукового DF-НХЛ путём замены части дорогостоящего вторичного горючего – дейтерия – более дешёвым инертным разбавителем (гелием).

2. Условия проведения экспериментов

Объектом исследования является стендовая модель сверхзвукового DF-лазера (генератора активной среды) автономного типа с расчётной мощностью $N \sim 5$ кВт, оснащённая плоским сопловым блоком 7, выполненным по схеме смешения реагентов «сопло–сопло» (рис.1). Он включает в себя 34 клиновидных сопла для подачи вторичного горючего – дейтерия, между которыми располагаются 33 профилированных сопла для подачи окислительного газа (смеси $F-F_2-HF-He$) из генератора атомарного фтора 6. Материал сопел – бронза марки БрХ-08. Шаг размещения сопел равен 7.5 мм, размер выходного сечения соплового блока – 250×28 мм. Сопловый блок охлаждается водой.

Эксперименты проводились на стендовой установке. Для создания рабочей среды использовались традиционные реагенты: газообразные фтор (окислитель), водород (первичное горючее), гелий (инертный разбавитель) и дейтерий (вторичное горючее), формирующие топливную композицию $[H_2 + \alpha F_2 + \psi(\alpha - 1)He] + \alpha_{2\Sigma}(\alpha - 1)[(1 - C_{He})D_2 + C_{He}He^*]$, где $\alpha = n_{F_2}/n_{H_2}$ – коэффициент избытка окислителя; $\psi = n_{He}/(n_{F_2} - n_{H_2})$ – коэффициент разбавления фтора гелием в генераторе атомарного фтора; $\alpha_{2\Sigma} = n_{D_2} \times (n_{F_2} - n_{H_2} - n_{He^*})^{-1}$ – суммарный коэффициент избытка дейтерия и поступающего вместе с ним гелия по отношению к свободному, условно молекулярному фтору; n_i – число молей i -го реагента; i – реагенты F_2, H_2, He, D_2, He^* ; C_{He} – массовая доля гелия в струе дейтерия. Значения коэффициентов α, ψ и $\alpha_{2\Sigma}$ при проведении экспериментов и расчётов выбирались близкими к оптимальным с точки зрения достижения максимального удельного энергосъёма $N_{\Sigma} = N/m_{\Sigma}$ (N – мощность излучения лазера; m_{Σ} – сум-

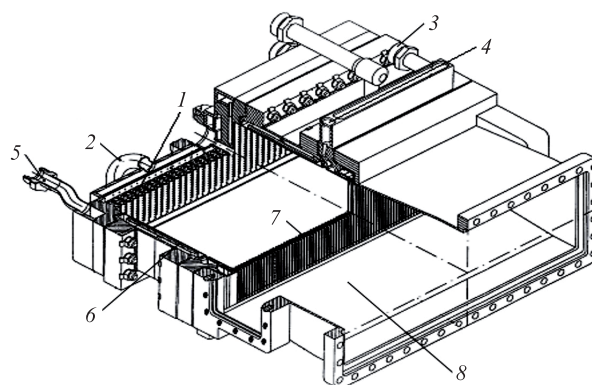


Рис.1. Общий вид генератора активной среды стендовой модели DF-НХЛ с плоским сопловым блоком по схеме смешения «сопло–сопло»:

1 – форсуночная головка; 2 – подвод окислителя (фтор); 3 – подвод хладагента (вода); 4 – подвод смеси вторичного горючего (дейтерий) и инертного разбавителя (гелий He^*); 5 – подвод смеси первичного горючего (водород) и инертного разбавителя (гелий He); 6 – камера сгорания генератора атомарного фтора; 7 – сопловый блок; 8 – лазерная камера (полость резонатора).

марный массовый расход топливной смеси). Давление в генераторе атомарного фтора поддерживалось постоянным на уровне $p_c = 0.09$ МПа, отвечающем максимальной мощности генерации исследуемой модели лазера.

Генератор активной среды установлен в барокамере (камера низкого давления), предназначенной для отделения газового потока, истекающего из соплового блока в режиме свободной струи, от внешней среды. Барокамера соединена с вакуумными емкостями общим объемом 600 м^3 , в которые поступают отработанные продукты реакции. Внутри барокамеры помещен лазерный резонатор, перемещаемый с помощью электрического координатного механизма с дистанционным управлением.

В ходе испытаний варьировалась массовая доля инертного газа (гелий He^*) в струе вторичного горючего (дейтерий) в диапазоне $0 \leq C_{\text{He}^*} \leq 0.8$, что отвечало изменению степени разбавления дейтерия гелием $\psi_2 = C_{\text{He}^*} \times (1 - C_{\text{He}^*})^{-1}$ от 0 до 4. Изменялись режимные параметры работы лазера (давление в генераторе атомарного фтора, температуры в различных точках тракта охлаждения и массовые расходы реагентов), а также мощность лазерного излучения. Последняя измерялась методом закрытого резонатора с помощью зеркального калориметра с нулевой прозрачностью по методике работы [13] с погрешностью $\pm 7\%$. Зеркальный калориметр представлял собой устойчивый резонатор, образованный двумя неохлаждаемыми сферическими зеркалами с диаметрами 86 мм и радиусами кривизны 5 м, изготовленными из полированной бронзы. Энергия генерации определялась по температурам резонаторных зеркал, измеряемым с помощью укрепленных на них четырех спайных дифференциальных хромель-копелевых термопар. Время работы зеркального калориметра (длительность процесса генерации излучения) соответствовало продолжительности испытания и составляло ~ 40 с. Оно определялось с помощью малоинерционного фотоприемника типа ФС-1, на который поступала часть излучения, выходящая через отверстие диаметром 2 мм в центре одного из зеркал. В каждом испытании определялось оптимальное положение оптической оси резонатора x_c^{opt} , при котором мощность генерации была максимальной.

3. Условия проведения расчётов

Расчётный анализ проводился на основе комплекса математических моделей процессов, протекающих в элементах газодинамического тракта DF-НХЛ, разработанного в ФГУП «РНЦ "Прикладная химия"» совместно с Санкт-Петербургским политехническим университетом Петра Великого [14], следующим образом. Химический состав и температура торможения потока окислительно-го газа на выходе из генератора атомарного фтора (на входе в сопловой блок) определялись по заданным значениям коэффициента избытка окислителя $\alpha = 1.73$, степени разбавления фтора гелием $\psi = 9$ и давления в камере сгорания генератора атомарного фтора $p_c = 0.09$ МПа на основе термодинамического расчёта.

Химически неравновесное течение окислительного газа в окислительных соплах рассчитывалось конечно-разностным методом, основанным на использовании приближения «узкого канала». Материал стенок соплового блока считался абсолютно каталитическим по отношению к реакции рекомбинации атомарного фтора, а их температура полагалась равной 300 К, что соответство-

вало условиям экспериментов с использованием интенсивного водяного охлаждения соплового блока.

Параметры потока вторичного горючего $(1 - C_{\text{He}^*})\text{D}_2 + C_{\text{He}^*}\text{He}^*$ на выходе соплового блока также рассчитывались в рамках приближения «узкого канала». При этом давление торможения горючего подбиралось в ходе расчётов таким образом, чтобы статические давления в струях реагентов на выходе из соплового бока (на входе в резонатор) совпадали между собой, что соответствовало расчётному режиму истечения вторичного горючего и окислительного газа в полость резонатора (в лазерную камеру).

Процессы в лазерной камере и выходные характеристики НХЛ рассчитывались в рамках методики, основанной на приближении «узкого канала» для многокомпонентной газовой смеси при наличии химических реакций, колебательной релаксации и когерентного излучения.

На заключительном этапе расчёта учитывалось влияние на энергетические характеристики лазера потерь атомарного фтора в камере сгорания генератора атомарного фтора, обусловленных их рекомбинацией в пограничных слоях на охлаждаемых стенках камеры. С этой целью значения энергетических характеристик, определённые в результате расчёта течения в полости резонатора, умножались на коэффициент $(1 - \delta C_F)$, который вычислялся, в отличие от случая адиабатического течения в камере сгорания, с использованием соотношения

$$\delta C_F = \frac{C_F^{\text{ad}} - \bar{C}_F}{C_F^{\text{ad}}},$$

где δC_F – коэффициент потерь атомов фтора на охлаждаемых стенках камеры сгорания генератора атомарного фтора; C_F^{ad} – равновесная массовая концентрация атомарного фтора при адиабатических условиях;

$$\bar{C}_F = \frac{1}{g} \int_0^1 \rho u C_F d\bar{y}$$

– удельный расход атомарного фтора на выходе из камеры сгорания; ρ и u – плотность и скорость окислительного газа; C_F – концентрация атомов фтора; $g = m_c/(HB)$ – плотность массового расхода газа в камере сгорания; m_c – массовый расход реагентов через камеру сгорания; H и B – высота и ширина камеры сгорания соответственно; $\bar{y} = y/H$ – относительная поперечная координата.

Несмотря на то что описанный комплекс математических моделей следует отнести к моделям пониженной размерности, правомерность использованного подхода для расчёта энергетических характеристик HF/DF-НХЛ, оснащенных плоскими сопловыми блоками типа «сопло-сопло», была многократно продемонстрирована на основе сопоставления результатов расчётов с экспериментальными данными.

4. Результаты и их обсуждение

Результаты проведенных экспериментов представлены в табл.1, а результаты расчётов – на рис.2 и 3. При их рассмотрении следует отметить вполне удовлетворительное (в пределах 10%) согласование расчётных и экспериментальных значений удельного энергостёма N_{Σ} . Некоторое увеличение различия результатов, имеющее место при большом разбавлении гелием вторичного горючего

Табл.1. Рабочие параметры и энергетические характеристики модели сверхзвукового DF-НХЛ при различных степенях разбавления вторичного горючего – дейтерия – гелием.

Номер испытания	C_{He}	p_c (МПа)	α	ψ	$\alpha_{2\Sigma}$	x_c^{opt} (мм)	N_Σ (Дж/г)	N (кВт)
1	0	0.89	1.76	8.8	11.5	36.5	135.4	4.8
2	0.75	0.87	1.75	8.9	11.5	43.5	88.4	3.1
3	0.51	0.92	1.79	8.2	10.8	40.5	119.7	4.3
4	0.25	0.93	1.75	8.8	11.4	36.5	120.2	4.3

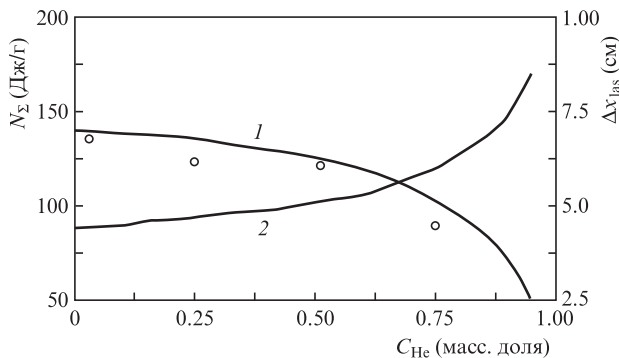
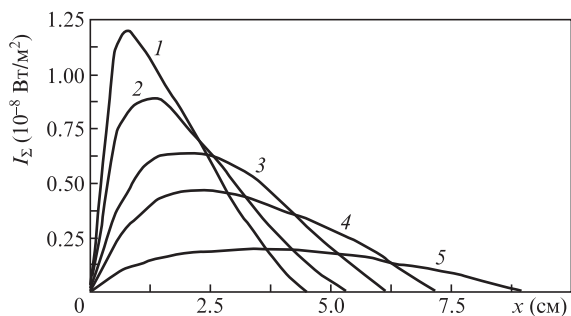


Рис.2. Зависимости удельного энергосъёма (1) и протяженности зоны генерации (2) от массовой доли гелия в струе вторичного горючего – дейтерия (точки – эксперимент, сплошные кривые – расчёт).

– дейтерия ($C_{He} \approx 0.75, \psi_2 \approx 3$) обусловлено, по-видимому, тем обстоятельством, что в этом случае резонаторные зеркала диаметром 86 мм перекрывают зону генерации не полностью, в связи с чем измеренная величина N_Σ оказывается несколько заниженной (см. табл.1, испытание № 2).

Удовлетворительное соответствие расчётных и экспериментальных данных позволяет использовать результаты расчётов для интерпретации полученных зависимостей выходных характеристик DF-НХЛ от степени разбавления вторичного горючего гелием и анализа её влияния на параметры лазера, не измеряемые в эксперименте.

Из рис.2 видно, что увеличение содержания гелия в струе вторичного горючего, как и следовало ожидать, приводит к монотонному росту протяженности зоны генерации лазерного излучения Δx_{las} . При этом максимальное значение интенсивности излучения I_Σ падает, а положение максимума функции $I_\Sigma(x)$ смещается вниз по потоку от среза соплового блока (рис.3). Указанные эффекты обусловлены тем, что при увеличении степени разбавления вторичного горючего гелием уменьшается скорость диффузии дейтерия в поток окислительного газа. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению скорости проте-

Рис.3. Распределения суммарной интенсивности излучения DF-НХЛ вдоль зоны генерации при $C_{He} = 0$ (1), 0.50 (2), 0.75 (3) 0.85 (4) и 0.95 (масс. доля) (5).

кания реакций накачки $F + D_2 \rightarrow DF(v) + D$, а следовательно, и к уменьшению скорости наработки в потоке колебательно-возбуждённых молекул $DF(v)$ и к снижению темпа роста термодинамической температуры смеси. В конечном итоге существенно снижается лучевая нагрузка на резонаторные зеркала.

Регистрация спектров генерации лазерного излучения в рамках настоящего исследования не проводилась. Однако, исходя из очевидных физических соображений, можно предположить, что снижение темпа роста термодинамической температуры смеси по мере увеличения содержания гелия в струе вторичного горючего должно привести к смещению спектральных линий в коротковолновую область спектра (к уменьшению вращательных квантовых чисел уровней переходов) и к снижению их количества и интенсивности. Это предположение подтверждается спектральными измерениями в экспериментах с НХЛ, в котором инертный разбавитель подавался непосредственно в область формирования активной среды, также выполняя функцию «теплового балласта» [15].

Что же касается удельного энергосъёма, то, как видно из рис.2, увеличение содержания гелия в струе вторичного горючего сопровождается монотонным снижением N_Σ . Важным, однако, является то обстоятельство, что вплоть до достаточно высоких степеней разбавления ψ_2 ($\psi_2 \sim 3, C_{He} \sim 0.75$), несмотря на весьма существенное разбавление дейтерия гелием (замену примерно 75% по массе вторичного горючего инертным газом), описанные эффекты выражены сравнительно слабо: величина N_Σ в диапазоне $0 < C_{He} < 0.75$ снижается не более чем на 20%, а протяженность зоны генерации излучения Δx_{las} возрастает примерно на 30% по сравнению со случаем отсутствия разбавителя в струе дейтерия.

При дальнейшем увеличении степени разбавления ψ_2 ($3 \leq \psi_2 \leq 20; 0.75 \leq C_{He} \leq 0.95$) имеет место быстрый рост протяженности зоны генерации (более чем вдвое) и резкое снижение удельного энергосъёма (см. рис.2), что делает указанные режимы малоэффективными с точки зрения достижения высоких энергетических характеристик лазера.

Расчёты также показали, что рост степени разбавления ψ_2 в области $C_{He} \geq 0.5$ приводит к заметному снижению и без того относительно невысоких (по сравнению с HF-НХЛ) коэффициентов усиления слабого сигнала, а значит, и к снижению степени насыщения активной среды в резонаторе при работе DF-НХЛ в режиме генерации. Это обстоятельство является весьма существенным для малоразмерных моделей НХЛ типа исследуемой нами, имеющей из-за малой длины оптического пути ($L_{opt} = 0.25$ м) довольно высокий пороговый коэффициент усиления $g_0 = 0.21$ м⁻¹ (при произведении коэффициентов отражения резонаторных зеркал $r_1 r_2 = 0.9$). Поэтому, наряду с зависимостями выходных характеристик от степени разбавления дейтерия гелием, полученными для исследо-

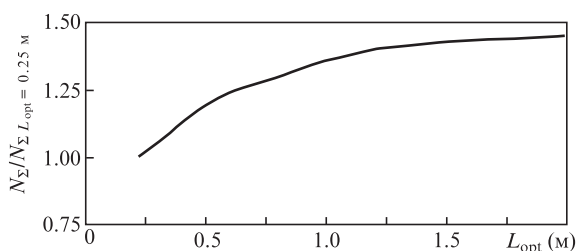


Рис.4. Зависимость относительного удельного энергосъёма DF-НХЛ от длины оптического пути при отсутствии разбавления гелием вторичного горючего – дейтерия.

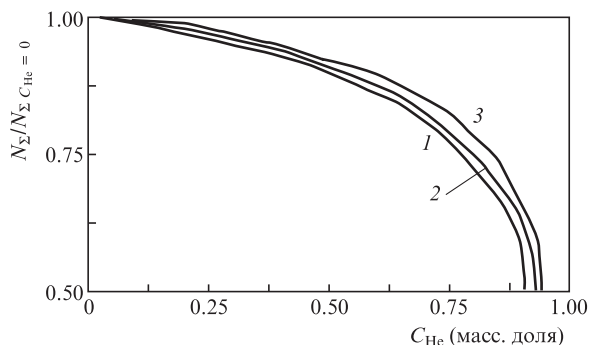


Рис.5. Зависимости относительного удельного энергосъёма DF-НХЛ от степени разбавления гелием вторичного горючего – дейтерия – при $L_{opt} = 0.25$ (1), 1 (2) и 2 м (3).

ванной нами малоразмерной модели DF-НХЛ, значительный интерес представляют аналогичные зависимости для DF-НХЛ с более низким пороговым коэффициентом усиления (для крупноразмерных моделей).

В настоящей работе такие зависимости были получены расчётным путём при варьировании длины оптического пути в диапазоне $0.25 \leq L_{opt} \leq 2$ м. Поскольку коэффициенты отражения зеркал резонатора были зафиксированы, то эта ситуация соответствовала изменению порогового коэффициента усиления g_0 от 0.21 до 0.026 м^{-1} .

Результаты расчётов свидетельствуют как о возможности существенного (почти в 1.5 раза) повышения удельного энергосъёма DF-НХЛ за счёт снижения порогового коэффициента усиления (рис.4), так и о снижении с ростом L_{opt} чувствительности энергетических характеристик лазера к степени разбавления дейтерия гелием (рис.5). Последнее обстоятельство может оказаться важным при разработке DF-НХЛ большой мощности, в которых обеспечивается высокая степень насыщения активной среды в резонаторе.

5. Заключение

Расчёты и эксперименты показали, что при разбавлении (частичной замене) дорогостоящего вторичного горючего – дейтерия – значительно более дешевым (почти в 20 раз) инертным разбавителем – гелием – вплоть до 75 масс.% мощность и удельный энергосъём DF-НХЛ изменяются слабо, протяженность зоны генерации возрастает, а лучевые нагрузки на зеркала резонатора снижаются. По мере увеличения длины соплового блока лазера в направлении оси резонатора (понижения порогового коэффициента усиления) чувствительность удельного энер-

госъёма к степени разбавления дейтерия гелием уменьшается. Следовательно, выбор из компромиссных соображений степени разбавления дейтерия гелием позволит снизить стоимость пуска мощного DF-НХЛ при приемлемых уровнях энергетических характеристик и тем самым обеспечить более экономичный режим его генерации, что особенно важно при проведении большого объёма стендовых испытаний по отработке конструкции лазера.

Что касается реальных условий эксплуатации DF-НХЛ, то здесь можно отметить следующее. В результате многолетних усилий технология работы с DF-лазерами различного уровня мощности, включая системы мульткиловаттного и мегаваттного классов, надёжно отработана в стендовых условиях. На основе полученного опыта предложено несколько конкретных проектов по их использованию в системах наземного [16], авиационного [17] и космического [18] базирования, в которых проблема эксплуатации лазера с токсичными продуктами выхлопа (HF и DF) успешно решена. В первом случае – при использовании специальной системы выхлопа, включающей газовый эжектор и аппараты-адсорберы [13], а во втором и третьем случаях – путём рассеяния в атмосфере и в космическом пространстве.

Автор считает своим долгом выразить благодарность В.К.Ребонэ, М.Х.Стрельцу и М.Л.Шуру за помощь в проведении экспериментов и численных расчётов.

1. Вайлер С. *Фотоника*, 3, 10 (2009).
2. Богданов А.В., Голубенко Ю.В. *Волоконные технологии. Лазеры и их применение*. Под ред. Н.В.Черезова (СПб.: Лань, 2016).
3. Аполлонов В.В. *Квантовая электроника*, 43, 890 (2013) [*Quantum Electron.*, 43, 890 (2013)].
4. Авдеев А.В., Башкин А.С., Каторгин Б.И., Парфеньев М.В. *Квантовая электроника*, 41, 669 (2011) [*Quantum Electron.*, 41, 669 (2011)].
5. Резунков Ю. А. *Оптич. журн.*, 74, 20 (2007).
6. Аполлонов В.В., Василяк Л.М., Верещагин И.П., Глазков В.В., Герасимов Д.Н., Кононов И.Г., Орлов А.В., Поляков Д.Н., Синкевич О.А., Соколова М.В. и др. *Квантовая электроника*, 32, 523 (2002) [*Quantum Electron.*, 32, 523 (2002)].
7. Аполлонов В.В., Плетнев Н.В. *Квантовая электроника*, 42, 130 (2012) [*Quantum Electron.*, 42, 130 (2012)].
8. Журавлев Б.Н., Журавлев П.Д. *Труды НПО Энергомаши им. В.П.Глушко*, № 20, 369 (2002).
9. Смирнов В.Н., Скрипченко А.И., Медвецкий В.М. *Ритм машиностроения*, № 3, 64 (2008).
10. Игнатов А.Г. *Ритм машиностроения*, № 1, 10 (2016).
11. Воронцов С.С., Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В. *Теплофизика и аэромеханика*, 13, 667 (2006).
12. *Химические лазеры*. Под ред. Н.Г.Басова (М.: Наука, 1982).
13. Федоров И.А. *Непрерывные химические лазеры на рабочих молекулах фтористого водорода и фтористого дейтерия* (СПб.: Изд-во Балтийского гос. техн. ун-та, 1994, кн.2).
14. Лапин Ю.В., Нехамкина О.А., Поспелов В.А., Стрелец М.Х., Шур М.Л. *Численное моделирование внутренних течений химически реагирующих газовых смесей. Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа* (М.: ВИНТИ, 1985, т. 19).
15. Галаев И.И., Конкин С.В., Кривицкий А.М., Ребонэ В.К., Ротинян М.А., Третьяков Н.Е., Федоров И.А. *Квантовая электроника*, 23, 217 (1996) [*Quantum Electron.*, 26, 211 (1996)].
16. Башкин А.С., Парфеньев М.В., Семенов С.Н. *Труды НПО Энергомаши им. В.П.Глушко*, № 20, 332 (2002).
17. Башкин А.С., Парфеньев М.В., Семенов С.Н. *Труды НПО Энергомаши им. В.П. Глушко*, № 24, 344 (2006).
18. Карельский В.Г., Пирогов Н.А., Смирнов В.Е. *Труды НПО Энергомаши им. В.П. Глушко*, № 18, 361 (2000).