

# Сравнительный анализ характеристик сверхзвукового непрерывного химического HF-лазера, работающего с использованием молекулярного фтора и трифторида азота

И.А.Фёдоров

*Экспериментально исследованы характеристики сверхзвукового непрерывного химического HF-лазера с плоским сопловым блоком, отвечающим схеме смешения реагентов сопло–сопло, работающего с использованием в генераторе атомарного фтора топливных композиций  $F_2-D_2-He$  и  $NF_3-D_2-He$ . Рассмотрены картина поля течения потока активной среды, её газодинамические характеристики и спектр лазерного излучения. В ходе сопоставления указанных характеристик установлено сильное влияние на поле течения (протяжённость зоны генерации лазерного излучения) химического состава продуктов сгорания, поступающих из генератора атомарного фтора. Газодинамические параметры активной среды, формируемой при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$ , оказались менее подходящими с точки зрения восстановления давления газового потока, чем при использовании топлива  $F_2-D_2-He$ , а спектр излучения более предпочтительным с точки зрения прохождения через атмосферу.*

**Ключевые слова:** сверхзвуковой непрерывный химический HF-лазер, фтор, трифторид азота, газодинамические характеристики, картина течения потока активной среды, спектр лазерного излучения.

## 1. Введение

Анализ результатов выполненных к настоящему времени расчётных и экспериментальных исследований энергетических характеристик сверхзвуковых непрерывных химических HF-лазеров с разнотипными конструкциями сопловых блоков, работающих с использованием различных топливных композиций, даёт основание для определённого оптимизма в отношении перспективного окислителя для генератора атомарного фтора. Это трифторид азота  $NF_3$ , гораздо менее химически агрессивное и токсичное вещество по сравнению с «базовым» для HF-лазеров компонентом – молекулярным фтором  $F_2$ . В ходе сопоставления удельных энергетических характеристик HF-лазера, работающего с использованием  $F_2$  и  $NF_3$ , показано, что замена молекулярного фтора на трифторид азота при надлежащей организации процесса сжигания с дейтерием в камере сгорания генератора атомарного фтора приводит к снижению удельного энергосъёма лазера не более чем на 23%–24% при высокой полноте сгорания [1]. Это обстоятельство стало толчком для проведения дальнейшего детального экспериментального исследования характеристик как лазерного излучения, так и активной среды HF-лазера, работающего с использованием трифторида азота. Ведь очевидно, что замена фторсодержащего окислителя ( $F_2$  на  $NF_3$ ) в составе «базовой» топливной композиции  $F_2-D_2-He$  приведет к изменению не только интегральных (энергетических), но и локальных газодинамических и пространственных (картины течения) характеристик активной среды HF-лазера, а также спектра его излучения. Исследование характера и

степени этих изменений и является целью настоящей работы.

## 2. Условия проведения экспериментов

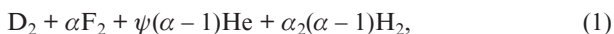
Исследование выполнялось на стендовой установке с использованием экспериментальной модели генератора активной среды сверхзвукового HF-лазера автономного типа с расчётной мощностью 5 кВт, оснащённого сопловым блоком, построенным по схеме смешения реагентов сопло–сопло с шагом сопловой решётки (расстоянием между осями одноимённых сопел) 7.5 мм [2]. В ходе испытаний измерялись мощность лазерного излучения и его спектр, газодинамические характеристики активной среды, а также проводилась киносъёмка потока.

Для измерения мощности лазерного излучения применялся устойчивый двухзеркальный оптический резонатор закрытого типа, образованный неохлаждаемыми сферическими зеркалами-калориметрами диаметром 60 мм с радиусом кривизны 5 м, изготовленными из полированной бронзы. Методика измерений подробно описана в [3]. Выходящая через отверстие диаметром 2 мм в центре одного из зеркал часть излучения направлялась в скоростной сканирующий спектрометр Model 501 (OCLI Instruments). Спектр сканировался в диапазоне длин волн 2.6–3.2 мкм в течение 1.25 с. В качестве приёмника излучения использовался фоторезистор типа ФСГ-22-3А2 на основе германия, легированного золотом, сигнал которого усиливался и регистрировался электронным (Tektronix-565) и светолучевым (Н-117) осциллографами. При регистрации спектров положение оптической оси резонатора относительно среза соплового блока  $x_c$  принималось оптимальным с точки зрения достижения максимального удельного энергосъёма (для топлива  $F_2-D_2-He$   $x_c^{opt} = 28$  мм, а для топлива  $NF_3-D_2-He$   $x_c^{opt} = 20$  мм). Газодинамические характеристики потока активной среды (полное давление за прямым скачком уплотнения и

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

Поступила в редакцию 10 февраля 2020 г.

статическое давление) измерялись пневмометрическим методом с помощью неохлаждаемых теплостойких зондов-отборников давления, которые непрерывно перемещались в различных сечениях потока параллельно оптической оси резонатора со скоростью 2 мм/с. Методики проведения измерений газодинамических характеристик и обработки результатов также подробно изложены в [3]. Киносъёмка потока активной среды осуществлялась в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора, кинокамерой типа 1КСР-1М «Конвас» с частотой 16 кадр./с. Все измерения указанных характеристик выполнялись при химических составах топлив, определяемых условными формулами



близких к оптимальным с точки зрения достижения максимального удельного энергосъёма [4]:  $\alpha = 1.68$ ,  $\psi = 12.6$ ,  $\alpha_2 = 11$  (для топлива  $F_2-D_2-He$ ) и  $\alpha = 1.48$ ,  $\psi = 12$ ,  $\alpha_2 = 12$  (для топлива  $NF_3-D_2-He$ ). Давление в камере сгорания генератора атомарного фтора поддерживалось на уровне  $p_c = 0.09$  МПа, а давление в лазерной камере (полость резонатора) устанавливалось примерно равным расчётному давлению на выходе сопел окислительного газа  $p = 5$  Тор.

### 3. Картина поля течения потока активной среды в лазерной камере

На рис.1 показаны кинограммы поля течения потоков активной среды, зарегистрированные в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора. Не вдаваясь в детали расшифровки и интерпретации этих кинограмм, обоснованные в [5, 6], отметим, что на них отчётливо видны границы, протяжённость и структура потока (конфигурация фронта пламени). Последняя представляет собой совокупность чередующихся тёмных и светлых зон. Тёмные сходящиеся (треугольные) зоны 1 – охлаждённый при расширении в соплах окислительный газ (смесь  $F-DF-He$ ), поступающий из генератора атомарного фтора. Протяжённые тёмные зоны 2 – избыточный холодный водород (вторичное горючее  $H_2$ ). Светлые зоны 3 (светящийся

фронт) – зоны протекания химических реакций накачки  $F + H_2 \rightarrow HF(v) + H$  ( $v$  – колебательное квантовое число). Они постепенно проникают в потоки окислительного газа и достигают их осей в некотором сечении, отстоящем на расстояние  $L_{mix}$  от среза соплового блока. Волнообразная картина на границах зон реакции обусловлена периодическими ударными волнами, которые возникают в сверхзвуковом газовом потоке по следующим причинам: из-за отклонения струй, истекающих из окислительных сопел вследствие расширения газа в зонах реакции; из-за несогласованности давлений в смешивающихся сверхзвуковых струях окислительного газа и вторичного горючего; из-за наличия небольшого угла наклона вектора скорости струи окислительного газа к плоскости симметрии сопла в точке излома его контура.

При сопоставлении кинограмм картины поля течения потоков видно их существенное различие, в частности гораздо более сильное свечение активной среды, образованной при сгорании топлива  $NF_3-D_2-He$  (рис.1,а). Это можно объяснить следующим образом. В работах [5, 6] показано, что регистрируемое на кинограммах излучение в видимой области спектра возникает в результате спонтанных переходов с верхних ( $v \geq 3$ ) колебательных уровней молекул  $HF(v)$ , накачиваемых в процессе как химических реакций  $F + H_2 \rightarrow HF(v) + H$ , так и реакций колебательно-колебательного обмена. Следовательно, более сильное свечение активной среды при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$  можно объяснить наличием дополнительного источника накачки молекул на верхние колебательные уровни. Таким источником может быть реакция  $H + NF_3 \rightarrow HF(v) + NF_2$ , протекающая в потоке окислительного газа. Её энергосодержание, которое, согласно [5], составляет 247 кДж/моль, вполне достаточно для заселения верхних ( $v \geq 3$ ) уровней молекул  $HF(v)$ . Большая протяжённость светящейся зоны объясняется возможностью протекания этой реакции на значительном удалении от среза соплового блока, поскольку рекомбинация атомов водорода – сильно затянутый во времени процесс [7].

Если, согласно [5], предположить, что расстояние, на котором смыкаются светящиеся фронты (условная длина перемешивания  $L_{mix}$ ), характеризует процесс смешения струй окислительного газа и вторичного горючего, то окажется, что при оптимальных по удельному энергосъёму лазера химических составах топлив  $L_{mix}$  для смеси  $F_2-D_2-He$  (рис.1,б) почти втрое больше, чем для смеси  $NF_3-D_2-He$  (рис.1,а). Очевидно, что значительно более протяжённой должна быть и активная зона. Это обстоятельство приведет к уменьшению лучевой нагрузки на зеркало резонатора и дифракционного предела расходимости излучения  $\theta_{dif} \approx \lambda/L_{mix}$  ( $\lambda$  – длина волны излучения).

Объяснение данного факта следует искать в различии параметров продуктов сгорания рассматриваемых топлив. Большая молекулярная масса  $\mu_c$  и более низкая температура  $T_c$  продуктов сгорания топлива  $NF_3-D_2-He$  приводят к меньшей скорости  $u_c$  истечения газа из окислительных сопел одной и той же конфигурации, поскольку  $u_c \approx (T_c/\mu_c)^{0.5}$ . Соответственно, ниже скорость прокачки активной среды и меньше её протяжённость. Об этом же свидетельствует и зависимость удельного энергосъёма лазера от положения оптической оси резонатора  $x_c$  относительно среза соплового блока. При использовании топлива  $F_2-D_2-He$  она более плавная, а  $x_c^{opt} = 28$  мм, что в 1.4 раза больше, чем при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$  ( $x_c^{opt} = 20$  мм).

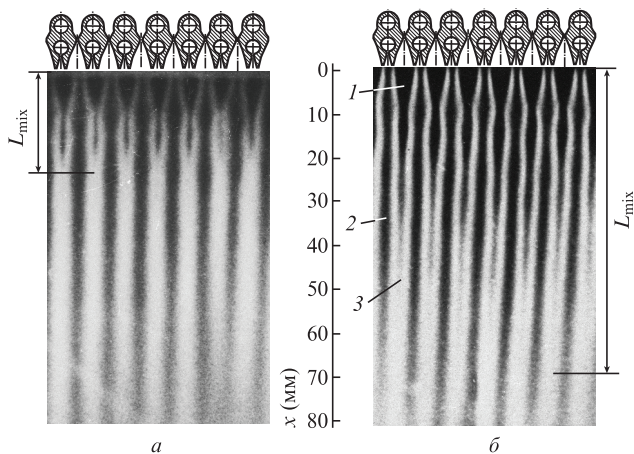


Рис.1. Кинограммы поля течения потока активной среды HF-лазера при использовании топлив  $NF_3-D_2-He$  (а) и  $F_2-D_2-He$  (б): 1 – струя окислительного газа; 2 – струя вторичного горючего; 3 – зона смешения и протекания химической реакции накачки.

Картина течения потока активной среды может служить критерием адекватности численных моделей расчёта процессов в лазерной камере. Так, в работе [8] показано, что конфигурации фронта пламени, как зарегистрированная в эксперименте, так и рассчитанная с помощью математической модели на основе полной системы уравнений Навье–Стокса, достаточно хорошо согласуются между собой. Это обстоятельство указывает на возможность получения достоверных расчётных оценок не только интегральных (выходная мощность и удельный энергоём), но и локальных характеристик HF-лазера.

#### 4. Газодинамика активной среды

Газодинамика потока активной среды определялась по результатам измерений профилей полного и статического давлений в различных сечениях. Картина течения рассматривалась в прямоугольной системе координат  $x, y, z$ , начало которой находится в плоскости среза соплового блока, в его центре, причем ось  $x$  направлена вдоль потока активной среды, ось  $y$  – вдоль линии среза сопел, а ось  $z$  — вдоль боковой кромки сопла [2]. При измерениях полного давления в качестве базовых использовались сечения, удаленные по оси  $x$  от среза соплового блока на расстояния  $x = 2, 15, 30, 50, 70$  и  $90$  мм, а при измерениях статического давления – на расстояния  $x = 5, 11, 14, 17, 25$  и  $70$  мм. Числа Маха определялись по формуле Рэлея [9, 10] для расчётного значения показателя адиабаты  $k$  по данным измерений полного давления за прямым скачком уплотнения  $P_{02}$  и статического давления  $P_s$  в потоке активной среды.

На рис.2,а показаны две серии профилей полного давления за прямым скачком уплотнения  $P_{02}$ , соответствующие работе HF-лазера на топливах  $F_2-D_2-He$  и  $NF_3-D_2-He$ . Отчётливо видны места прохождения скачков уплотнения и вносимые ими возмущения, которые придают профилям довольно сложный характер, особенно на начальном участке течения. Такой характер профилей обусловлен динамическим взаимодействием струй окислительного газа и вторичного горючего. Как показал анализ кинограмм поля течения потока активной среды (см. рис. 1), давления в выходных сечениях окислительных и водородных сопел не согласованы. По этой причине в одном из сопел возможен отрыв пограничного слоя от стенки и образование сорванных скачков уплотнения вследствие сжатия сверхзвукового потока, истекающего из сопла, оторванным пограничным слоем.

Из вида профилей полного давления  $P_{02}$ , измеренных в сечении  $x = 2$  мм, следует, что отрыв пограничного слоя происходит в соплах окислительного газа. Поскольку этот процесс сопровождается уменьшением эффективной степени расширения сопел, торможением потока и повышением давления на срезах сопел, он неблагоприятно сказывается на работе лазера в целом. Наличие скачков уплотнения в потоке активной среды приводит к ухудшению её инверсных свойств за счёт роста температуры и давления в зоне прохождения скачка.

Характер профилей полного давления  $P_{02}$  в сечении  $x = 15$  мм свидетельствует о том, что на начальном участке взаимодействия сверхзвуковых струй невязкое ядро потока практически отсутствует. Развитые пограничные слои, сходящие со стенок сопел, смыкаются в непосредственной близости от среза соплового блока, вследствие чего ниже по потоку течение становится полностью вязким.

Вид профилей  $P_{02}$ , измеренных в последующих сечениях потока, обусловлен распространением скачков уплотнения, отражённых от областей у осей симметрии сопел, динамическим взаимодействием струй реагентов друг с другом, а также влиянием тепловыделения в ходе химической реакции накачки. Последний процесс приводит к значительным потерям полного давления и способствует довольно быстрому сглаживанию профилей, которые на расстоянии  $x \approx 90$  мм от среза соплового блока становятся практически однородными (отклонение давления от среднего уровня  $P_{02} \approx 13$  Тор не превышает  $\pm 10\%$ ).

Распределения средних для сопел обоих реагентов значений полного давления за прямым скачком уплотнения демонстрируют резкое уменьшение полного давления  $P_{02}$  на расстоянии  $x \approx 50$  мм от среза соплового блока и плавное его изменение на больших расстояниях. Выше было отмечено, что резкий спад давления на начальном участке течения потока вызван взаимодействием струй, которое сопровождается образованием интенсивных скачков уплотнения, приводящих к потере полной энергии потока. Выделение тепла в активной зоне и влияние вязкости интенсифицируют этот процесс. При увеличении  $x$  полное давление меняется слабо и при  $x \geq 100$  мм составляет  $\sim 10$  Тор. Это объясняется уменьшением интенсивности скачков ниже по течению потока, вследствие чего на расстояниях более 100 мм она настолько мала, что дальнейшее снижение полного давления определяется только процессом диссипации энергии потока.

Описанная газодинамическая картина имеет сходный характер при использовании обоих топлив. Отличие же заключается в большей величине потерь полного давления при работе HF-лазера на топливе  $NF_3-D_2-He$  (в частности, на расстоянии  $x = 15$  мм). Этот факт можно объяснить, с одной стороны, дополнительным тепловыделением в активной зоне вследствие диссипации энергии струй реагентов на начальном участке их взаимодействия и столкновительной дезактивации поступающих из генератора атомарного фтора колебательно-возбуждённых молекул азота [5], а с другой стороны – возможным изменением режима смешения струй реагентов. Для подтверждения последнего предположения обратимся к результатам измерений статического давления.

Профили статического давления  $P_s$  в поле течения потока активной среды приведены на рис.2,б. Видно, что уровень статического давления  $P_s$  в активной среде, формируемой топливной композицией  $NF_3-D_2-He$ , несколько выше, чем в среде, создаваемой «базовым» топливом (в частности, на расстояниях  $x = 13$  и  $25$  мм). Это обстоятельство способствует созданию условий для интенсификации смешения струй реагентов [11], следствием чего и является увеличение потерь полного давления.

Распределения статического давления вдоль осей струй, истекающих из сопел окислительного газа и вторичного горючего (рис.3), характеризуются наличием на начальном участке течения значительных продольных градиентов, вызванных несогласованностью давлений в струях реагентов. По мере удаления от среза соплового блока происходит монотонное уменьшение статического давления, что указывает на расширение потока как единого целого в свободное пространство барокамеры (где находится генератор активной среды), которое осуществляется до выравнивания давлений в ядре потока и в окружающем пространстве. Как показали эксперименты, этот

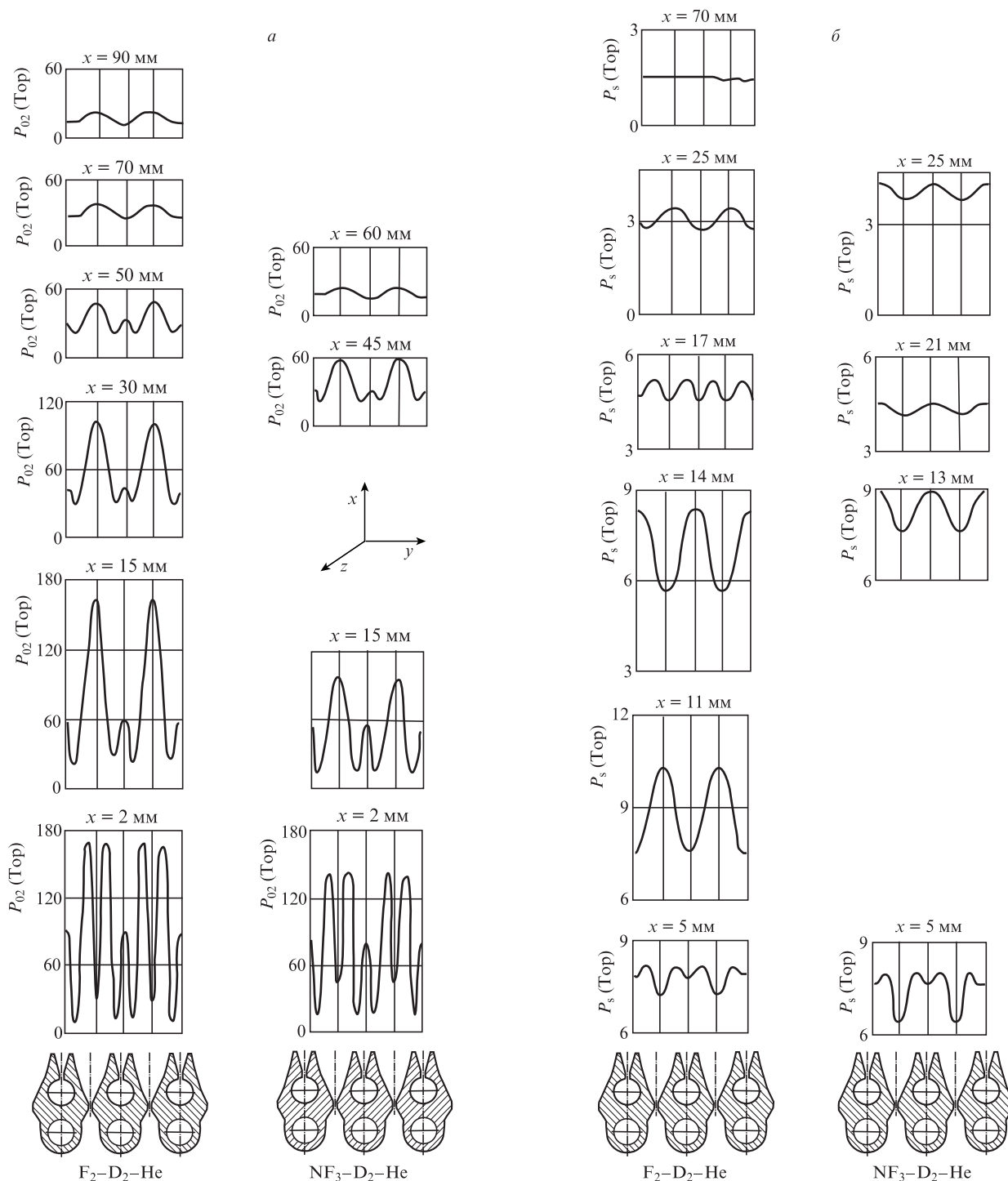


Рис.2. Профили полного давления за прямым скачком уплотнения (а) и статического давления (б) в поле течения потока активной среды HF-лазера при использовании топлив  $F_2-D_2-He$  и  $NF_3-D_2-He$ . В нижней части рисунка представлены сечения фрагментов соплового блока. Из сопла большего размера истекает окислительный газ (смесь F–DF–He), а из сопла меньшего размера – вторичное горючее (водород).

процесс завершается на расстоянии от среза сопел  $x \approx 100$  мм. Следует отметить, что положения максимумов и минимумов статического давления на начальном участке потока полностью соответствуют картине его течения, выявленной с помощью кинограмм (см. рис.1). Этот факт является убедительным доказательством качественного соответствия измеренной и реальной газодинамических картин поля течения потока активной среды.

Средние значения чисел Маха  $M$  в выходных сечениях сопел окислительного газа оказались меньше расчётных

значений, определенных из геометрической степени расширения сопла. Так, на оси сопла при использовании топлива  $F_2-D_2-He$  ( $k = 1.54$ )  $M_{exp} = 2.93$  и  $M_{theor} = 4.21$ , а при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$  ( $k = 1.48$ )  $M_{exp} = 2.65$  и  $M_{theor} = 4.15$ . Указанное различие может быть обусловлено двумя причинами. Первая из них связана с уменьшением геометрической степени расширения сопла под влиянием вязкости газового потока и с горением у кромок сопел, которое приводит к проникновению возмущений вверх по потоку и к несогласованности давле-

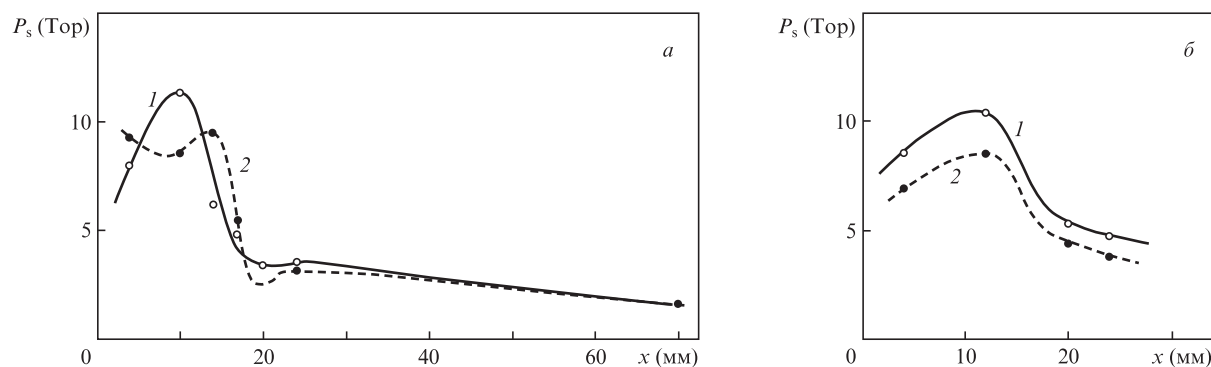


Рис.3. Распределения статического давления в поле течения потока активной среды HF-лазера вдоль осей сопел окислительного газа (1) и вторичного горючего (2) при работе на топливах  $F_2-D_2-He$  (а) и  $NF_3-D_2-He$  (б).

ний реагентов на выходе из сопел. Вторая причина обусловлена спецификой течения газа в соплах. Окислительные сопла исследуемого лазера являются радиусными (профиль их сверхзвуковой части образован дугой окружности). Эксперименты по изучению внутренней аэродинамики таких сопел [12] показали, что она отличается интенсивной скачкообразной структурой, приводящей к значительным потерям полного давления и, соответственно, к уменьшению числа Маха.

С точки зрения возможности восстановления давления в газодинамическом тракте HF-лазера при выводе отработанных продуктов реакции в окружающее пространство большой интерес представляет знание потерь полного давления, которые принято характеризовать коэффициентом восстановления давления  $\sigma = P_{01}/P_c$  (где  $P_{01}$  – полное давление в набегающем потоке активной среды). Его средние значения в выходном сечении сопел окислительного газа  $\sigma_m$  определялись по результатам измерений давлений  $P_{02}$  и  $P_s$ . Они оказались довольно низкими (значительно меньше единицы):  $\sigma_m = 0.27$  (для топлива  $F_2-D_2-He$ ) и  $0.23$  (для топлива  $NF_3-D_2-He$ ), что является следствием больших потерь полного давления в соплах (более высоких для топлива  $NF_3-D_2-He$ ). Следует отметить, что коэффициент восстановления давления может быть увеличен путём увеличения массового расхода вторичного горючего (коэффициента  $\alpha_2$ ), с ростом которого за счёт подъёма давления в струях водорода полное давление в потоке активной среды возрастает [13].

## 5. Спектр лазерного излучения

Спектры лазерного излучения (отношения мощности излучения  $N_J$  на линиях переходов на уровни с вращательным квантовым числом  $J$  к полной мощности  $N$  лазерного излучения,  $N_J/N$ ) при работе HF-лазера на топливных смесях  $F_2-D_2-He$  и  $NF_3-D_2-He$  приведены на рис.4. Видно, что существенного различия между ними нет. Это вполне естественно, поскольку оптимальные условия работы лазера на обеих топливных композициях (температуры в генераторе атомарного фтора и в активной среде), при которых регистрировались спектры, примерно одинаковы. Оба спектра имеют практически одинаковые границы и набор линий в колебательных полосах  $v' \rightarrow v'' = 1 \rightarrow 0$  и  $v' \rightarrow v'' = 2 \rightarrow 1$ . По спектрограммам идентифицировано восемь-девять колебательно-вращательных переходов в Р-ветвях полос  $v' \rightarrow v'' = 1 \rightarrow 0$  ( $P_0(7-11)$ ) и  $v' \rightarrow v'' = 2 \rightarrow 1$  ( $P_1(7-10)$ ) в диапазоне длин волн 2.7441–2.9989 мкм.

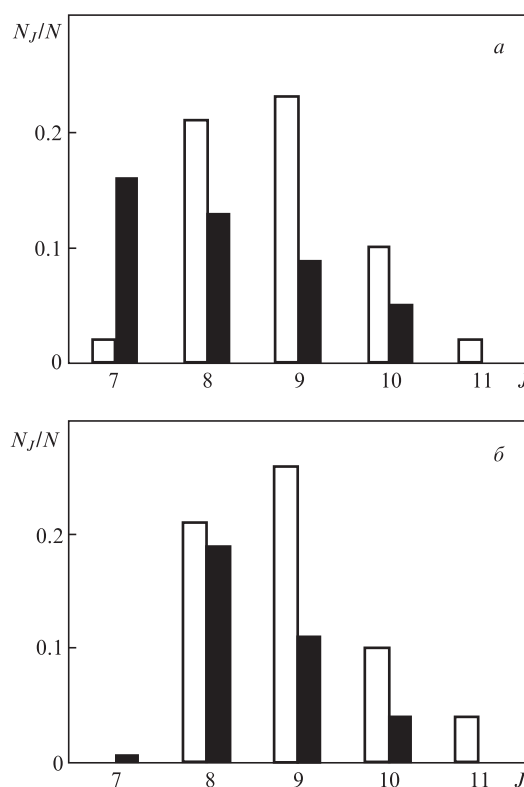


Рис.4. Спектры излучения HF-лазера: топливо  $F_2-D_2-He$  (а) и  $NF_3-D_2-He$  (б);  $N_J$  – мощность излучения на линии перехода на уровни с вращательным квантовым числом  $J$ ,  $N$  – полная мощность лазерного излучения, светлые полосы – переходы  $v' \rightarrow v'' = 1 \rightarrow 0$ , тёмные полосы – переходы  $v' \rightarrow v'' = 2 \rightarrow 1$ .

Интересно сопоставить эти спектры со спектрами, полученными другими авторами. Например, в работе [14] приведен спектр HF-лазера, включающий переходы  $P_0(4-7)$  полосы  $v' \rightarrow v'' = 1 \rightarrow 0$  и  $P_1(4-7)$  полосы  $v' \rightarrow v'' = 2 \rightarrow 1$ . Обращает на себя внимание смещение полученных нами спектров в длинноволновую область (в сторону больших значений вращательных квантовых чисел  $J$ ). Это, на первый взгляд, может свидетельствовать о «перегреве» активной среды. Однако для правильной интерпретации данного факта необходимо учитывать, что вид спектра излучения определяется не только температурой активной среды, но и рядом других факторов. К ним можно отнести ориентацию оптической оси резонатора относительно среза соплового блока, определяющую местоположение области активной среды, излучение из

которой анализируется, а также тип и характеристики резонатора, определяющего условия генерации излучения. Как показано в работах [15, 16], увеличение коэффициентов отражения зеркал резонатора и степени насыщения активной среды (интенсивности генерируемого излучения) приводит к заметному сдвигу спектрального распределения мощности в сторону больших значений вращательных квантовых чисел  $J$ . В настоящем исследовании использовался резонатор закрытого типа, в результате чего генерировалось излучение с высокой (более 1 кВт/см<sup>2</sup>) интенсивностью, что и обусловило соответствующее смещение спектров.

Независимо от типа окислителя наиболее интенсивными переходами в полосе  $v' \rightarrow v'' = 1 \rightarrow 0$  являются переходы  $P_0(8, 9)$ . Различие спектров состоит лишь в перераспределении энергии в полосе  $v' \rightarrow v'' = 2 \rightarrow 1$ , где максимум интенсивности при использовании молекулярного фтора приходится на линию  $P_1(7)$ , а при использовании трифторида азота – на линию  $P_1(8)$ . В последнем случае суммарная интенсивность слабо поглощаемого атмосферой излучения на линиях  $P_0(11)$  ( $\lambda = 2.9103$  мкм) и  $P_1(8)$  ( $\lambda = 2.9111$  мкм) составляет 24% от полной интенсивности (в первом случае – только 15%). В определённых пределах возможно управление интенсивностью этих линий за счёт варьирования химического состава активной среды (коэффициентов  $\alpha, \psi$  и  $\alpha_2$ ), ориентации оптической оси резонатора и коэффициента его обратной связи [17].

## 6. Заключение

Сравнительный анализ характеристик модели сверхзвукового непрерывного химического HF-лазера исследованного типа, работающего с использованием молекулярного фтора и трифторида азота, показал следующее.

Сопоставление картин полей течения потоков активной среды в лазерной камере (полости резонатора) сверхзвукового HF-лазера, работающего с использованием топливных смесей  $F_2-D_2-He$  и  $NF_3-D_2-He$ , демонстрирует различие как газодинамики течения (геометрии характерных областей потока), так и процессов в полости резонатора (интенсивности свечения в видимой области спектра). Оказалось, что условная длина перемешивания, характеризующая процесс смешения струй окислительного газа и вторичного горючего, для смеси  $NF_3-D_2-He$  втрое меньше, чем для смеси  $F_2-D_2-He$ . Данное обстоятельство должно привести к снижению протяжённости активной зоны, а также к увеличению лучевой нагрузки на резонаторные зеркала и дифракционного предела расходимости излучения. Это свидетельствует о сильном влиянии на поле течения химического состава продуктов сгорания, поступающих из генератора атомарного фтора.

Анализ газодинамики активной среды исследованной модели HF-лазера выявил её невысокое качество. Скачки уплотнения в потоке и отрывное течение в соплах окислительного газа оказывают отрицательное влияние на энергетику лазера. Значительные потери полного давления в радиусных соплах и характер его изменения в про-

долном направлении свидетельствуют о неудовлетворительных газодинамических характеристиках обеих активных сред. Причем параметры активной среды, формируемой при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$ , менее подходят с точки зрения восстановления давления газового потока при эвакуации продуктов сгорания с помощью эжектора.

Что касается спектральных характеристик излучения HF-лазера, то его спектр при использовании топлива  $NF_3-D_2-He$  более предпочтителен с точки зрения прохождения излучения через атмосферу, поскольку суммарная интенсивность слабо поглощаемого атмосферой излучения почти на 10% выше, чем при использовании «базового» топлива.

Таким образом, выбор фторсодержащего окислителя для генератора атомарного фтора HF-лазера, очевидно, следует осуществлять с учётом энергетических и спектральных характеристик излучения, пространственных и газодинамических характеристик активной среды, принимая во внимание способ базирования лазерной установки (необходимость системы восстановления давления газового потока и проблему прохождения лазерного излучения через атмосферу).

Автор считает своим долгом выразить благодарность В.К.Робонэ и Н.Е.Третьякову за помощь в проведении экспериментов и измерении спектров.

1. Фёдоров И.А. *Квантовая электроника*, **50**, 157 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 157 (2020)].
2. Фёдоров И.А. *Квантовая электроника*, **49**, 735 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 735 (2019)].
3. 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).
4. Федоров И.А. *Непрерывные химические лазеры на рабочих молекулах фтористого водорода и фтористого дейтерия* (СПб.: изд-во Балтийского гос. техн. ун-та, 1994, кн. 1).
5. Driskoll R.J., Trigay G.W. *AIAA J.*, **21**, 241 (1974).
6. Varwig R.L. *AIAA J.*, **12**, 1448 (1974).
7. Басов Н.Г., Галочкин В.Т., Кулаков Л.В., Маркин Е.П., Никитин А.И., Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, № 4, 50 (1971) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **1** (4), 348 (1972)].
8. Egorov Yu., Rotinian M.A., Strelets M.Kh., Shur M.L., in *7-th Int. Conf. on Numerical Methods in Thermal Problems*. Ed. by R.W.Lewis, J.H.Chin, G.M.Homsy (Swasea, UK: Pineridge Press, 1991, vol. VII, pt. 2, p. 1188).
9. Spencer D.J., Varwig R.L. *AIAA J.*, **11**, 1000 (1973).
10. Горлин С.М., Слезингер И.И. *Аэромеханические измерения. Методы и приборы* (М.: Наука, 1964).
11. Shackleford W.L., Witte A.B., Broadwell J.E. *AIAA Paper*, № 640 (1973).
12. Кралхерман М.Г., Мальков В.М., Рубан Н.А. *Исследование рабочего процесса газодинамических и химических лазеров*. Под ред. В.К.Баева (Новосибирск: изд-во ИПТМ СО АН СССР, 1979).
13. Федоров И.А., Ротинян М.А., Кривицкий А.М. *Квантовая электроника*, **30**, 1060 (2000) [*Quantum Electron.*, **30**, 1060 (2000)].
14. Kwok M.A., Giedt R.R., Gross R.W.F. *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 386 (1970).
15. Schulman E.R., Burwell W.G., Meinzer R.A. *AIAA Paper*, № 74 (1974).
16. Sentman L.H., Nayfeh M.H., Renzoni P. *AIAA Paper*, № 9 (1985).
17. Федоров И.А., Максимов Ю.П., Жевлаков А.П. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 674 (2011) [*Opt. Spectrosc.*, **110**, 630 (2011)].