

# Влияние температуры раствора в генераторе синглетного кислорода на формирование активной среды эжекторного кислородно-иодного лазера

М.В.Загидуллин\*, В.Д.Николаев\*, Н.Ю.Палина\*\*, М.И.Свистун\*, Н.А.Хватов\*

*Исследовано влияние температуры раствора в генераторе синглетного кислорода на формирование активной среды эжекторного кислородно-иодного лазера. При температуре раствора  $-20^\circ\text{C}$  получены следующие параметры активной среды: коэффициент усиления  $7.2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , число Маха  $M = 2$ , температура 205 К, статическое давление 9.3 мм рт.ст. При повышении температуры раствора до  $-4^\circ\text{C}$  коэффициент усиления уменьшается до  $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , число Маха – до 1.78, а температура и статическое давление возрастают соответственно до 241 К и 10.7 мм рт.ст. С ростом температуры раствора от  $-20$  до  $-4^\circ\text{C}$  потери  $\text{O}_2(^1\Delta)$  увеличиваются не более чем на 20 %, а эффективность диссоциации молекулярного иода уменьшается не более чем на 21 %.*

**Ключевые слова:** генератор синглетного кислорода, активная среда, кислородно-иодный лазер.

## 1. Введение

В работе [1] продемонстрирована высокая эффективность ( $\sim 20\%$ ) эжекторного кислородно-иодного лазера (ЭКИЛ) с высоким полным давлением активной среды в резонаторе. В [2] методом диодной лазерной спектроскопии определены усиление, температура и абсолютная скорость активной среды ЭКИЛ. Показано, что активная среда ЭКИЛ имеет температуру около 200 К, абсолютную скорость потока около 600 м/с и высокий коэффициент усиления ( $\sim 6 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ). Такая среда обладает высоким полным давлением, что позволяет реализовать эффективные системы выхлопа отработанного газа в атмосферу.

Процесс формирования активной среды ЭКИЛ качественно выглядит следующим образом [2]. Синглетный кислород (источник энергии лазера) поступает в сопловой блок из струйного генератора синглетного кислорода (ГСК) и вытекает в камеру смешения через ряд щелей с числом Маха  $M < 1$ . Высоконапорный первичный азот с начальным давлением более 1 атм втекает в камеру смешения через ряд цилиндрических сопел и на коротком расстоянии разгоняется до  $M > 2$ . Между двумя потоками инжектируется слабонапорный поток смеси азота с молекулярным иодом.

Расширение струй высоконапорного азота приводит к сжатию струй кислорода и смеси азота с иодом. Ниже по потоку границы струй первичного азота образуют аэродинамическую горловину, в которой кислородно-иодная смесь имеет звуковую скорость. Из-за более высокого статического давления кислородно-иодного потока в области этой горловины по сравнению со статическим давлением в потоке азота происходит расширение

кислородно-иодного потока. Таким образом образуется аэродинамическое сопло, стенками которого являются границы струй высоконапорного азота.

Далее, как показывают наблюдения, происходит быстрое смешение кислородно-иодного потока с потоком высоконапорного азота [1]. Основные процессы, приводящие к диссоциации молекулярного иода и, следовательно, к образованию активной среды, происходят на участке течения между сопловым блоком и аэродинамической горловиной. На этом отрезке как кислород, так смесь азота с иодом движутся с дозвуковой скоростью при высоком давлении. Появление в потоке атомарного иода инициирует реакции деактивации  $\text{O}_2(^1\Delta)$ . Активными участниками этих реакций являются молекулы воды, которые всегда содержатся в потоке  $\text{O}_2(^1\Delta)$ . Чем выше температурный интервал раствора в ГСК, при котором энергетические и усилительные параметры активной среды изменяются незначительно, тем лучше массогабаритные характеристики лазера. В работе [2] показано, что рост температуры раствора ведет к уменьшению коэффициента усиления, но не сказывается на скорости его падения вдоль потока.

В настоящей работе более подробно исследуется влияние температуры раствора в ГСК на формирование активной среды ЭКИЛ. На основе измерения газодинамических параметров активной среды методом диодной лазерной спектроскопии рассчитаны потери синглетного кислорода и эффективность диссоциации молекулярного иода в зависимости от температуры раствора.

## 2. Измерения и расчет параметров активной среды

Установка сверхзвукового ЭКИЛ подробно описана в работах [1, 2]. Активная среда формируется эжекторным сопловым блоком, в который подаются высоконапорный азот, смесь азота с парами иода и синглетный кислород  $\text{O}_2(^1\Delta)$ . Молекулы  $\text{O}_2(^1\Delta)$  образуются в струйном ГСК в результате химической реакции хлора со щелочным раствором перекиси водорода. При расходе

\*Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, Ново-Садовая ул., 221

\*\*Самарский государственный университет, Россия, 443011 Самара, ул. акад. Павлова, 1

хлора  $G_0 = 39.2$  ммоль/с степень его утилизации  $\eta$  составляет 95 %, а выход  $O_2(^1A)$   $Y_0 \approx 0.6$ . В настоящих экспериментах расход высоконапорного азота  $G_1$  с температурой  $T_1 = 298$  К составлял 270 ммоль/с, расход азота с температурой  $T_2 = 333$  К, несущего пары иода,  $G_2 = 11$  ммоль/с, расход паров иода  $G_{I_2} = 0.8$  ммоль/с.

Поток, формируемый сопловым блоком, двигался в смесительной камере с начальным сечением  $16 \times 50$  мм (плоский угол между широкими стенками камеры составлял  $4^\circ$ ). Измерялись следующие давления:  $p_1$  – в ГСК,  $p_2$  – перед кислородными соплами,  $p_3$  – у стенки в камере смешения,  $p_4$  – в трубке Пито. Отверстие для измерения давления  $p_3$  было расположено в стенке смесительной камеры на расстоянии 64 мм от соплового блока. Трубка Пито находилась в центре поперечного сечения смесительной камеры на расстоянии 22.5 мм ниже по потоку от отверстия для датчика давления  $p_3$ . При аэродинамических испытаниях эжекторного соплового блока поток хлора заменялся потоком воздуха с расходом 39.2 ммоль/с через ГСК. В этих испытаниях трубка Пито с внешним диаметром 2 мм могла перемещаться вдоль и поперек потока в плоскости, равноудаленной от больших стенок смесительной камеры.

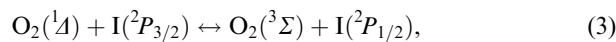
Коэффициент усиления слабого сигнала на переходе  ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$

$$g(X) = \frac{7}{12} \Delta N \frac{A \lambda^2}{8\pi} \Phi(X), \quad (1)$$

где  $\Delta N$  – полная инверсная населенность на переходе  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ ;  $A = 5.1 \text{ с}^{-1}$  – вероятность перехода  ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$ ;  $\lambda = 1.315 \times 10^{-4}$  см – длина волны излучения;  $\Phi(X)$  – нормированная функция Фойхта, зависящая от доплеровской ширины  $W_D$  и ударной ширины линии перехода  $W_L$ ;  $X = \nu - \nu_0$  – отстройка относительно центра линии. Инверсная населенность в активной кислородно-иодной среде может быть представлена в виде

$$\Delta N = N_1 \frac{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}{(K_{eq} - 1)Y + 1}, \quad (2)$$

где  $T$  – температура среды;  $Y = [O_2(^1A)]/[O_2]$  – содержание  $O_2(^1A)$  в активной среде;  $N_1$  – концентрация атомарного иода;  $K_{eq} = 0.75 \exp(401 \text{ К}/T)$  – константа равновесия процесса



а  $Y_{th} = (2K_{eq} + 1)^{-1}$  – пороговая доля  $O_2(^1A)$ , при которой  $\Delta N = 0$ .

В работе [2] подробно описаны схема измерения спектра усиления активной среды методом диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения и его математическая обработка. Для регистрации спектра усиления активной кислородно-иодной среды был использован измерительный комплекс диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения фирмы Physical Science, предоставленный Исследовательской лабораторией ВВС США [3]. Трасса пучка излучения диодного лазера проходила активную среду под углом  $\varphi = 27.5^\circ$  к нормали к вектору скорости активной среды в центре смесительной камеры и находилась на расстоянии 64 мм от соплового блока. В результате полный спектр усиления активной среды для

этого пучка представлял собой сумму двух функций (2), смещенных относительно друг друга из-за эффекта Доплера на  $2\Delta\nu = 2(\sin \varphi)U/\lambda$ , где  $U$  – скорость потока. По форме спектра  $g(X)$  определялись доплеровская ( $W_D$ ) и ударная ( $W_L$ ) ширины линии перехода.

В процессе исследований находились следующие параметры активной среды: средний по трассе луча диодного лазера коэффициент усиления в центре линии  $g(0)$ , температура

$$T = (W_D/14.49 \text{ МГц} \cdot \text{К}^{-1/2})^2, \quad (4)$$

скорость потока

$$U = \frac{\lambda \Delta\nu}{\sin \varphi}, \quad (5)$$

число Маха

$$M = U \left( \frac{\mu}{kRT} \right)^{1/2} = 14.49 \frac{\lambda \Delta\nu}{W_D \sin \varphi} \left( \frac{\mu}{kR} \right)^{1/2} \quad (6)$$

(где  $\mu$  – средний молярный вес активной среды;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $k = 1.4$  – постоянная адиабаты) и температура торможения

$$T^* = T(1 + 0.2M^2) = T + \frac{(k-1)\mu U^2}{2kR}. \quad (7)$$

Считая, что активная среда состоит в основном из азота и кислорода, можно найти статическое давление

$$p = \frac{W_L}{c_{N_2} \alpha_{N_2} + c_{O_2} \alpha_{O_2}}, \quad (8)$$

где  $\alpha_{O_2} = (300 \text{ К}/T)^{0.87} \times 5 \text{ МГц}/\text{мм рт. ст.}$ ,  $\alpha_{N_2} = (300 \text{ К} \times T^{-1})^{0.87} \times 5.5 \text{ МГц}/\text{мм рт. ст.}$  – коэффициенты ударного уширения;  $c_{O_2}$ ,  $c_{N_2}$  – молярные доли кислорода и азота. Коэффициенты ударного уширения при  $T = 300 \text{ К}$  заимствованы из работы [4], а их температурные зависимости взяты из работы [5].

Далее находим давление торможения

$$p^* = p(1 + 0.2M^2)^{3.5} \quad (9)$$

и расчетное давление за прямым скачком уплотнения, или в трубке Пито,

$$p_p = \frac{166.7M^7}{(7M^2 - 1)^{2.5}} p. \quad (10)$$

Для расчетов необходимо сделать некоторые предположения о характере смешения потоков. Рассчитанные по формулам (2)–(4) температура, скорость и число Маха справедливы для тех слоев потока, где есть усиление или атомы иода. Структура потока, вытекающего из соплового блока, близка к двумерной, а именно, состав и течение газового потока можно считать близкими к однородному по высоте соплового блока.

Далее предположим, что имеет место полное смешивание потоков вторичного азота (с иодом) с кислородом, а смешивание кислородно-иодного потока с потоком первичного азота является частичным. Таким образом, течение газового потока в смесительной камере предпо-

лагается двумерным с чередующимися вдоль сопел слоями чистого азота и кислородно-иодно-азотной смеси. Скорость  $U$ , определяемая по формуле (5), является абсолютной скоростью кислородно-иодного слоя.

Эффективность смешения будем характеризовать параметром  $\eta_m$ , показывающим, какая доля первичного азота смешалась с кислородно-иодным потоком. Молярное соотношение кислорода и азота в таком кислородно-иодном потоке  $c_{N_2}/c_{O_2} = (\eta_m G_1 + G_2)/G_0$ . При  $\eta_m = 1$  происходит полное смешение всех трех потоков, а при  $\eta_m = 0$  первичный азот не проникает в кислородно-иодный поток.

Зная температуру торможения потока, находим тепловую мощность, выделяющуюся в активной среде,

$$Q = T^*(C_0 G_0 + C_1 \eta_m G_1 + C_2 G_2 + G_{I_2} C_{I_2}) - (T_0 C_0 G_0 + T_1 C_1 \eta_m G_1 + T_2 C_2 G_2 + T_2 G_{I_2} C_{I_2}), \quad (11)$$

где  $C_i$  – удельные молярные теплоемкости газов;  $G_i$  – молярный расход газов;  $T_i$  – начальные температуры газов до их смешения в сопловом блоке. Температура кислородного потока  $T_0$  перед сопловым блоком в настоящей работе не измерялась. Кислород, выделяемый из струй раствора в ГСК, имеет температуру, близкую к температуре раствора. Для расчетов  $Q$  полагалась, что  $T_0 = 273.15 + t$ , где  $t$  – температура раствора в градусах Цельсия. Фактически это означает, что расчет тепловой мощности учитывает также тепловыделение во время транспортировки  $O_2(^1\Delta)$  от струй до соплового блока. Вся тепловая мощность в активной среде выделяется за счет уменьшения содержания  $O_2(^1\Delta)$  на

$$Y_q = \frac{Q}{q_A G_0 \eta}, \quad (12)$$

где  $q_A = 94.3$  кДж/моль – энергия возбуждения одного моля  $O_2(^1\Delta)$ . В  $Q$  может входить также теплота конденсации паров воды, если последняя происходит в холодном сверхзвуковом потоке. Поправки, вносимые в оценку потерь  $O_2(^1\Delta)$  из-за возможной конденсации паров воды, будут обсуждены ниже.

Диссоциация молекулярного иода происходит за счет энергии  $O_2(^1\Delta)$ . На это расходуется часть  $O_2(^1\Delta)$

$$Y_d = \frac{\eta_d G_{I_2} q_{I_2}}{\eta G_0 q_A}, \quad (13)$$

где  $\eta_d$  – эффективность диссоциации иода;  $q_{I_2} = 148.9$  кДж/моль – энергия диссоциации молекулярного иода. Содержание  $O_2(^1\Delta)$  в активной среде понижается до  $Y = Y_0 - Y_q - Y_d$ , а потенциально полезная доля синглетного кислорода  $Y_{ext} = Y - Y_{th}$ .

По спектру распределенного коэффициента усиления  $g(X)$  можно найти среднюю инверсную населенность по трассе пучка излучения диодного лазера

$$\Delta N = \frac{12}{7} \frac{8\pi}{A\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} g(X) dX = N_I \frac{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}{(K_{eq} - 1)Y + 1}. \quad (14)$$

Здесь  $N_I$  – средняя по трассе пучка концентрация атомов иода. Далее можно оценить расход атомарного иода через смесительную камеру

$$G_I = 2\eta_d G_{I_2} = SUN_I = SU\Delta N \frac{(K_{eq} - 1)Y + 1}{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}, \quad (15)$$

где  $S = 10$  см<sup>2</sup> – площадь сечения смесительной камеры на расстоянии 64 мм от соплового блока. Уравнения (13)–(15) позволяют оценить эффективность диссоциации молекулярного иода.

### 3. Результаты

При изменении температуры раствора в ГСК  $t$  от  $-20$  до  $-4^\circ\text{C}$  давления в ГСК и перед сопловым блоком остаются неизменными и равняются соответственно  $p_1 = 34$  мм рт.ст.,  $p_2 = 27$  мм рт.ст., в то время как давление  $p_3$  монотонно увеличивается от 8.1 до 9.7 мм рт.ст. При  $G_{I_2} = 0$  и  $t = -16^\circ\text{C}$   $p_2 = 26$  мм рт.ст. и  $p_3 = 6.2$  мм рт.ст., а в аэродинамических испытаниях  $p_2 = 24.7$  мм рт.ст.,  $p_3 = 5.7$  мм рт.ст.

На рис. 1, 2 представлены зависимости наиболее важных параметров активной среды от температуры раствора в ГСК. Изменение газодинамических параметров качественно согласуется с их зависимостью от тепловыделения при смешении газовых потоков в сверхзвуковом эжекторе [6]. Абсолютная скорость активной среды слабо падает с ростом температуры раствора в ГСК и при  $t = -20^\circ\text{C}$  равна 578 м/с.

Параметр ударного уширения  $W_L$  практически не зависит от температуры раствора, но из-за увеличения температуры активной среды расчетное статическое давление увеличивалось (рис.3). Расчеты давлений по ударной ширине получены в предположении полного смешения потоков ( $\eta_m = 1$ ). Наблюдается систематическое различие (примерно на 1 мм рт.ст.) между расчет-

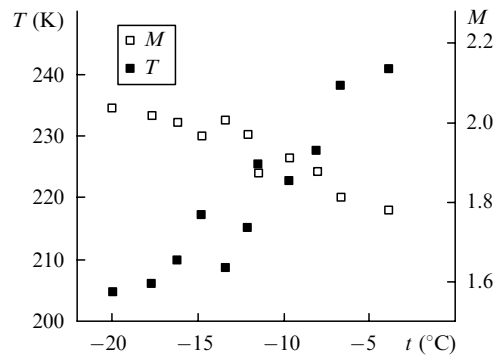


Рис.1. Зависимости температуры и числа Маха потока активной среды от температуры раствора.

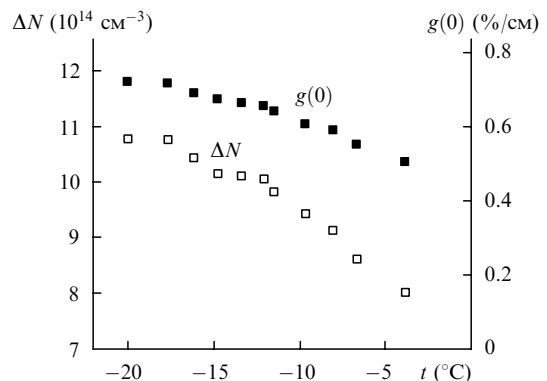


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления и инверсной населенности от температуры раствора.

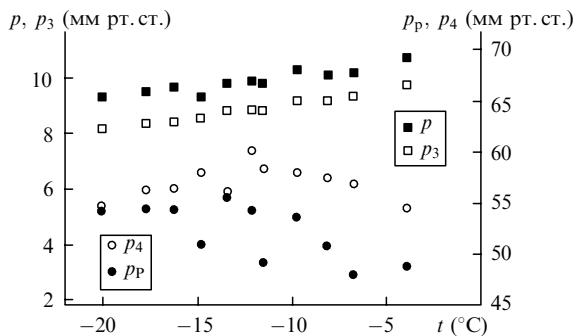


Рис.3. Зависимости давлений от температуры раствора.

ным статическим давлением  $p$  и давлением у стенки смесительной камеры  $p_3$ . Расчетное давление  $p_P$  определяет среднее давление за прямой ударной волной для кислородно-иодных участков потока и несколько отличается от давления  $p_4$ , измеряемого в центральной части смесительной камеры.

Полученное в аэродинамических испытаниях распределение давления  $p_4$  представлено на рис.4. По мере движения потока неоднородность распределения  $p_4$  поперек потока уменьшается, и на расстоянии 90 мм от соплового блока отклонение от среднего давления, равного 49 мм рт. ст., составляет примерно 7%. С учетом неоднородности  $p_4$  в аэродинамических испытаниях близость ожидаемого давления за фронтом прямой ударной волны  $p_P$  к измеренному давлению  $p_4$  в трубке Пито можно считать вполне удовлетворительной.

Расчетные давления несколько увеличиваются по мере уменьшения параметра  $\eta_m$ , т.к. используемый коэффициент ударного уширения для азота выше, чем коэффициент ударного уширения для кислорода. Полное давление  $p^*$  тех участков потока, где имеется усиление, по расчетам составляет примерно 70 мм рт. ст., что более чем в два раза превышает начальное давление кислорода  $p_2$ . Рост полного давления кислородно-иодного потока свидетельствует о проникновении высоконапорного первичного азота в кислородно-иодный поток.

Расчет зависимости потерь  $O_2(^1D)$  от температуры раствора представлен на рис.5. Рост потерь  $O_2(^1D)$   $Y_q$  с ростом температуры раствора в ГСК, очевидно, можно объяснить увеличением скорости дезактивации  $O_2(^1D)$  в области течения от соплового блока до аэродинамиче-

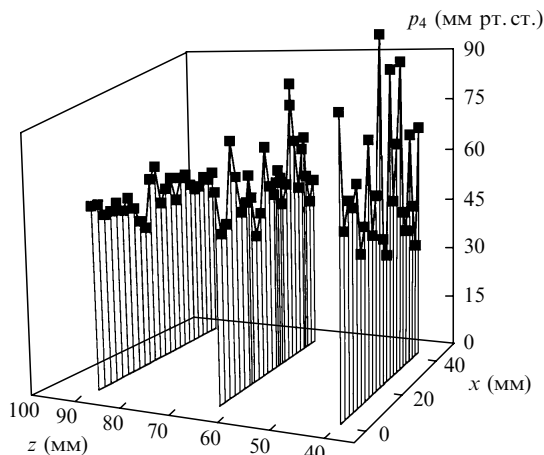


Рис.4. Распределение давления в трубке Пито вдоль (ось  $z$ ) и поперек потока (ось  $x$ ).

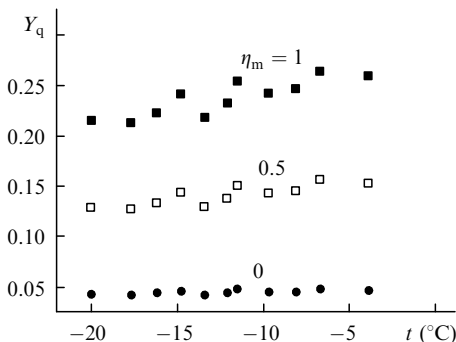


Рис.5. Зависимость потерь  $O_2(^1D)$  от температуры раствора.

ского сопла. Действительно,  $O_2(^1D)$  передает энергию атому иода в быстрой реакции (3), а затем происходит тушение возбужденного иода парами воды  $I(^2P_{1/2}) + H_2O \rightarrow I(^2P_{3/2}) + H_2O$  (константа скорости реакции  $K_{H_2O} = 2 \times 10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с [7]). Пары воды также эффективно тушат промежуточные возбужденные состояния молекулярного иода и состояния  $^1\Sigma$  кислорода, которые образуются в конечном итоге за счет энергии  $O_2(^1D)$  [8].

При уменьшении температуры раствора с  $-4$  до  $-20$  °C содержание паров воды в кислородном потоке уменьшается в несколько раз [9]. Тем не менее видно, что при любой предполагаемой эффективности смешения  $\eta_m$  рост величины  $Y_q$  с ростом температуры раствора от  $-20$  до  $-4$  °C не превышает 20%. Однако с увеличением температуры раствора суммарные потери потенциально полезной доли  $O_2(^1D)$   $Y_q + Y_{th} + Y_d$  растут быстрее, т.к. дополнительно увеличивается  $Y_{th}$ .

Согласно кинетическим моделям, пары воды должны приводить к ухудшению эффективности диссоциации молекулярного иода [8]. Например, концентрация электронно-возбужденного кислорода  $O_2(^1\Sigma)$ , играющего важную роль на начальной стадии диссоциации молекулярного иода, обратно пропорциональна концентрации паров воды. Расчет эффективности диссоциации молекулярного иода представлен на рис.6. Относительное падение  $\eta_d$  с ростом температуры раствора от  $-20$  до  $-4$  °C не превышает 21% даже при  $\eta_m = 0$ , несмотря на то, что концентрация паров воды в кислородном потоке при этом возрастает в несколько раз.

#### 4. Обсуждение результатов

Расчеты температур  $T$ ,  $T^*$ , абсолютной скорости и числа Маха по данным спектра усиления справедливы для тех участков потока, где есть атомы иода. Оценки потерь  $O_2(^1D)$  и эффективности диссоциации иода, а также динамика их изменения с ростом температуры рас-

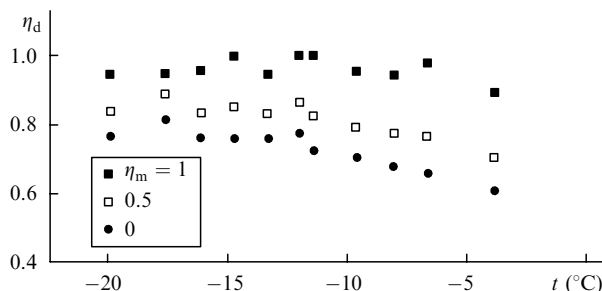


Рис.6. Зависимость эффективности диссоциации молекулярного иода от температуры раствора.

твор на основе этих данных существенно зависят от используемого в расчетах параметра смешения  $\eta_m$  первичного азота с кислородно-иодным потоком. Например, при  $\eta_m = 1$  с ростом температуры раствора наиболее сильно изменяются потери  $O_2(^1A)$ , а эффективность диссоциации остается практически неизменной. Наоборот, при  $\eta_m = 0$  расчетные потери  $O_2(^1A)$  практически неизменны, тогда как эффективность диссоциации падает.

Наблюдения показывают, что при лазерно-индуцированной люминесценции происходит практически полное смешение потоков на расстоянии 64 мм от соплового блока [1]. С другой стороны, в аэродинамических испытаниях давление  $p_4$  не выравнивается по сечению потока даже на расстоянии 90 мм от соплового блока. При температуре раствора  $t = -16^\circ\text{C}$  и при  $\eta_m = 1$  имеем  $Y_q = 0.223$ ,  $Y_{th} = 0.09$ ,  $Y_d = 0.033$  и  $Y_{ext} = 0.254$ , а при  $\eta_m = 0.5$  получаем  $Y_q = 0.13$ ,  $Y_{th} = 0.09$ ,  $Y_d = 0.03$  и  $Y_{ext} = 0.38$ . При типичной эффективности преобразования запасенной энергии в излучение около 50% в ЭКИЛ с длиной усиления 5 см [1] химическая эффективность для  $\eta_m = 1$  и 0.5 составит 12.5 и 19% соответственно. Значение 19% более близко к значению, полученному в экспериментах [1]. Таким образом, видимо, наблюдаемое однородное смешения потоков методом лазерно-индуцированной люминесценции в работе [1] не доказывает их полного смешения до молекулярного уровня.

Уменьшение коэффициента усиления с  $7.2 \times 10^{-3}$  до  $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  с ростом температуры раствора от  $-20$  до  $-4^\circ\text{C}$  обусловлено четырьмя причинами: ростом потерь  $O_2(^1A)$ , ростом доплеровской ширины линии усиления, ростом пороговой доли  $Y_{th}$  и падением эффективности диссоциации молекулярного иода. Интересно оценить вклад каждого фактора. Оценки показывают, что рост доплеровской ширины дает уменьшение значения  $\Phi(0)$  и коэффициента усиления в 1.06 раза. Определить вклады других факторов можно только при известном  $\eta_m$ . При  $\eta_m = 0.5$  концентрация атомов иода уменьшается в 1.17 раза, а уменьшение содержания  $Y$  и рост пороговой доли  $Y_{th}$  приводят к уменьшению коэффициента усиления в 1.16 раза.

Оценки потерь  $O_2(^1A)$  проведены без учета теплоты конденсации паров воды, выносимых потоком кислорода из ГСК. Давление паров воды в ГСК  $p_{s1}$  близко к насыщению и при температуре щелочного раствора перекиси водорода  $-20^\circ\text{C}$  равно примерно 1 мм рт. ст. [9]. При давлении кислорода в ГСК  $p_1 = 34$  мм рт. ст. расход паров воды из ГСК  $G_{H_2O} = G_0 p_{s1} / (p_1 - p_{s1}) \approx 1.2$  ммоль/с, а их парциальное давление в камере смешения  $p_{H_2O} = p G_{H_2O} / G = 0.03$  мм рт. ст. При температуре 205 К давление насыщенных паров воды  $p_{s2} \approx 0.0026$  мм рт. ст.

Таким образом, существуют необходимые условия для конденсации паров воды. Выделяемая при полной конденсации паров воды до равновесия насыщения тепловая мощность  $Q_c = q_{H_2O} G_{H_2O} (1 - p_{s2} / p_{H_2O}) = 61$  Вт, где  $q_{H_2O} = 56$  кДж/моль – теплота конденсации паров воды при  $T = 205$  К. Пренебрежение этой тепловой мощностью завышает оценку потерь  $O_2(^1A)$  на  $\Delta Y = Q_c (\eta q_A G_0)^{-1} = 0.016$ . Эта поправка значительно меньше полных потерь  $O_2(^1A)$ . С ростом температуры раствора растут расход паров воды и парциальное давление  $p_{H_2O}$ ; одновременно растут температура активной среды и давление насыщения  $p_{s2}$ . Оценки показывают, что увеличение температуры раствора не ведет к росту тепловой мощности, выделяемой при конденсации паров воды, а

при температуре раствора более  $-8^\circ\text{C}$  их парциальное давление в активной среде даже ниже точки конденсации.

Относительно высокие потери  $O_2(^1A)$  при температуре раствора  $t = -20^\circ\text{C}$  могут быть обусловлены двумя причинами. Во-первых, в области течения, где происходят активные процессы диссоциации иода и тушения электронной энергии, молекулярный иод играет более существенную роль в дезактивации  $O_2(^1A)$ , чем пары воды. Скорость дезактивации  $O_2(^1A)$  в условиях практически мгновенной передачи энергии (3) определяется тушением  $I(^2P_{1/2})$ . Тушение  $I(^2P_{1/2}) + I_2 \rightarrow I(^2P_{3/2}) + I_2$  характеризуется константой скорости  $K_{I_2} = 3.6 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$  [10]. Отношение скоростей дезактивации  $I(^2P_{1/2})$  парами воды и молекулярным иодом  $K_{H_2O} G_{H_2O} / (K_{I_2} G_{I_2}) = 0.08$  при  $t = -20^\circ\text{C}$ . Таким образом, на промежуточной стадии диссоциации тушение  $I(^2P_{1/2})$  молекулярным иодом является доминирующим.

Косвенно это подтверждается более высокими давлениями  $p_2$  и  $p_3$  при  $G_{I_2} = 0.8$  ммоль/с, чем при  $G_{I_2} = 0$ . Второй причиной изначально высокого значения  $Y_q$  может быть отличие температуры кислорода  $T_0$  от температуры раствора. Тушение  $O_2(^1A)$  на участке от ГСК до соплового блока приводит к росту температуры кислорода и должно приводить к росту давления  $p_2$  перед сопловым блоком. Это подтверждается более высоким давлением  $p_2$  в реальных экспериментах, чем при аэродинамических испытаниях с воздухом. Уменьшение потерь  $O_2(^1A)$  возможно путем выбора такой конструкции соплового блока, при которой уменьшается парциальное давление кислорода при его транспортировке от ГСК и достигается оптимальное время течения кислородно-иодной смеси от соплового блока до горловины аэродинамического сопла.

Расчет статического давления опирается на предположение о полном смешении потоков, а также на конкретные значения коэффициентов ударного уширения при  $T = 300$  К и их температурные зависимости. При использовании другого известного значения коэффициента уширения в присутствии азота  $\alpha_{N_2} = 6.2$  МГц/мм рт. ст. при  $T = 300$  К [11] расчетное давление  $p$  практически совпадает с пристеночным давлением  $p_3$ . Таким образом, различие  $p$  и  $p_3$  может быть вызвано исключительно неопределенностью коэффициентов ударного уширения или их температурной зависимости. Другой причиной различия  $p$  и  $p_3$  могут быть косые скачки уплотнения в камере смешения. Несмотря на это видно, что по форме спектра линии усиления можно достаточно точно оценивать основные газодинамические параметры активной среды.

## 5. Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали, что рост температуры раствора в ГСК ведет к падению коэффициента усиления и запасенной энергии, а также к изменению газодинамических параметров активной среды ЭКИЛ. При температуре раствора  $-20^\circ\text{C}$  коэффициент усиления  $g(0) = 7.2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , число Маха  $M = 2$ , температура активной среды составляет 205 К, статическое давление равно 9.3 мм рт. ст. Повышение температуры раствора до  $-4^\circ\text{C}$  ведет к уменьшению  $g(0)$  до  $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , а числа Маха – до 1.78, температура же активной среды и статическое давление возрастают соответственно до 241 К и 10.7 мм рт. ст. С ростом темпе-

ратуры раствора от  $-20$  до  $-4$  °С потери  $O_2(^1D)$  увеличиваются не более чем на 20 % относительно их полных потерь, а эффективность диссоциации молекулярного иода уменьшается не более чем на 21 %. Статическое давление и давление за фронтом прямой ударной волны, рассчитанные по параметрам уширения спектра усиления, хорошо согласуются с измеренными значениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Европейского офиса по аэрокосмическим исследованиям и разработкам (EOARD) (проект № 007016) и административной поддержке Международного научно-технического центра (грант 1862P).

1. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Хэйгер Г.Д., Мадден Т.Дж. *Квантовая электроника*, **31**, 30 (2001).
2. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Андерсон Б.Т., Тейт Р.Ф., Хэйгер Г.Д. *Квантовая электроника*, **31**, 678 (2001).
3. Tate R.F., Hunt B.S., Helms C.A., Truesdell K.A., Hager G.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1632 (1995).
4. Davis S.J., Kessler W.J., Vachmann M. *Proc. SPIE*, **3612**, 157 (1999).
5. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. *Квантовая электроника*, **31**, 373 (2001).
6. Абрамович Г.Н. *Прикладная газовая динамика* (М.: Наука, 1976).
7. Burde D.H., McFarlane R.A. *J. Chem. Phys.*, **64**, 1850 (1976).
8. Komissarov A.V., Goncharov V., Heaven M.C. *Proc. SPIE*, **4184**, 7 (2001).
9. Furman D., Barmashenko V.D., Rosenwaks S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 547 (1999).
10. Burrows M.D. *J. Chem. Phys.*, **81**, 3546 (1984).
11. Padrick T.D., Palmer R.E. *J. Chem. Phys.*, **62**, 350 (1975).