

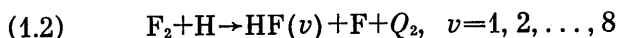
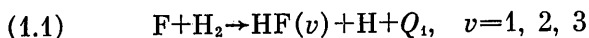
СМЕШЕНИЕ ПЛОСКИХ ЛАМИНАРНЫХ СТРУЙ РЕЛАКСИРУЮЩЕГО ГАЗА С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. ЛАВРОВ, В. А. ПОСПЕЛОВ

(Ленинград)

Исследуется влияние цепного механизма реакций накачки в химическом усилителе диффузионного типа непрерывного действия на молекуле HF. Реальная картина течения моделируется уравнениями пограничного слоя с учетом когерентного излучения. Показано, что к.п.д. химического усилителя в режиме с частичной диссоциацией фтора достаточно высок при условии присутствия в спектре задающего генератора линий с $0 \leq \nu \leq 5$.

1. Необходимость в расчете смешения газовых струй при наличии колебательной релаксации возникает при исследовании спонтанного излучения в струях ракетных двигателей [1], при расчете газодинамических [2] и химических [3-8] лазеров. В последнем случае для создания инверсной среды используется раздельная подача компонентов (например, фтора и водорода) в системе параллельных плоских струй. Колебательно-возбужденные молекулы HF возникают при смешении струй лазерного горючего (водорода) и окислителя (фтора) в результате реакций



Здесь ν — номер колебательного уровня возбужденной молекулы HF; Q_1 и Q_2 — тепловые эффекты реакций.

Эффективное преобразование химической энергии в когерентное излучение возможно при таких значениях рабочих параметров (давлении, скорости, температуре, степени разбавления инертным газом и размерах струи), которым соответствуют сравнимые по величине характерные времена химических реакций (1.1), (1.2), смешения и колебательной релаксации. Поэтому наиболее полно газодинамические и физические процессы, происходящие в зоне смешения, могут быть поняты лишь при численном решении уравнений газовой динамики. Численное параметрическое исследование непрерывного химического лазера проведено в [7] с использованием модели мгновенного смешения и в [8] в приближении фронта пламени.

При использовании квазиодномерной модели смешения [8] и в приближении фронта пламени [8] было показано, что при малых степенях диссоциации фтора, когда образование HF* идет по цепному механизму (1.1), (1.2) химический к.п.д. сравним по величине с к.п.д. лазера, работающего в режиме с полной диссоциацией фтора. В настоящей работе впервые эти же выводы получены в результате решения уравнений пограничного слоя.

2. Реальная картина смешения сверхзвуковой струи фтора с водородом осложняется целым рядом процессов: а) образованием области возвратного течения в донной части сопла, б) выделением тепла вследствие зна-

чительной экзотермичности реакций, в) нерасчетностью режима истечения, приводящей к образованию скачков уплотнения.

В данной работе реальная картина течения заменена упрощенной моделью: предполагается, что давление в спутных струях одинаковое, а толщина стенки на срезе сопла, отделяющей окислитель от горючего, равна нулю. В работе [9] экспериментально показано, что при одинаковых давлениях в спутных струях и $rx \leq 100$ мм рт. ст. · см (p — статическое давление, x — расстояние вдоль потока) скачки уплотнения отсутствуют и имеется ламинарное смешение. Поэтому в настоящей работе для описания течения используются уравнения ламинарного пограничного слоя [3]. Кроме того, введены следующие упрощающие предположения: а) термодиффузия и бародиффузия малы по сравнению с массовой диффузией и поэтому не учитываются, б) спонтанными переходами в молекуле HF можно пренебречь по сравнению с вынужденными; в) населенности колебательно-вращательных уровней молекулы HF определяются в предположении Больцмановского распределения по вращательным уровням и вращательная температура равна поступательной. Оценка к.п.д. ведется в предположении работы лазера в режиме усиления, так как известно [5], что усилитель обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с генератором.

3. Для описания течения в области, ограниченной плоскостями симметрии двух соседних струй лазерного горючего и окислителя, используются дифференциальные уравнения неразрывности, движения, энергии и уравнения диффузии в приближении пограничного слоя с учетом переноса излучения, которые записываются в виде

$$(3.1) \quad \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0$$

$$(3.2) \quad \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{dp}{dx}$$

$$(3.3) \quad \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{c_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \right) +$$

$$+ \sum_{i=1}^n \frac{\mu Le_i}{Pr} c_{pi} \frac{\partial c_i}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{dp}{dx} -$$

$$- \sum_{i=1}^n h_i \left(w_i + \frac{M_{HF}}{h N_A} \delta_{i,v} \sum_{(v)} \frac{\alpha_{v,J} I_{v,J}}{v_{v,J}} \right) - \sum_{(v)} \alpha_{v,J} I_{v,J}$$

$$(3.4) \quad \rho \left(u \frac{\partial c_i}{\partial x} + v \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{Le_i}{Pr} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + w_i + \frac{M_{HF}}{h N_A} \delta_{i,v} \sum_{(v)} \frac{\alpha_{v,J} I_{v,J}}{v_{v,J}}$$

$$(3.5) \quad \frac{\partial I_{v,J}}{\partial y} = \alpha_{v,J} I_{v,J}$$

Здесь x, y — декартовы координаты, причем ось x совпадает с осью симметрии струи H_2 ; u, v — соответственно продольная и поперечная составляющие скорости; ρ — плотность; T — температура; μ — вязкость; c_{pi} — теплоемкость i -го компонента при постоянном давлении; c_i — массовая концентрация i -го компонента; c_p — теплоемкость смеси; Pr, Le_i — эффективные числа Прандтля и Льюиса соответственно; h_i — энтальпия i -го компонента; w_i — массовая скорость образования i -го компонента в результате химических реакций; v, J — колебательное и вращательное квантовые числа молекулы

HF; $\alpha_{v,J}$ — коэффициент усиления слабого сигнала для перехода $(v+1, J-1) \rightarrow (v, J)$; $I_{v,J}$ — локальная интенсивность поля излучения; $\nu_{v,J}$ — частота перехода; M_{HF} — молекулярный вес HF; h — постоянная Планка; N_A — число Авогадро; $\delta_{i,v} = 1$ при $i = \text{HF}(v) = -1$ при $i = \text{HF}(v-1) = 0$ в остальных случаях.

Уравнение (3.5) описывает перенос излучения поперек потока на частоте $\nu_{v,J}$. К уравнениям (3.1)–(3.5) необходимо добавить уравнение состояния. Общее число учитываемых атомных и молекулярных компонентов $N=14$. Вязкость и теплопроводность i -го компонента и коэффициент бинарной диффузии вычисляются по обычным формулам молекулярно-кинетической теории (см., например, [10]).

Для расчета вязкости и теплопроводности смеси и эффективного коэффициента диффузии используются выражения, предложенные в [11–13]. Коэффициент усиления слабого сигнала $\alpha_{v,J}$ вычисляется в предположении, что контур линии определяется доплеровским уширением (см., например, [6, 7]). Совокупность известных химических реакций и процессов колебательно-колебательного ($V-V$) и колебательно-поступательного ($V-T$) обмена для рассматриваемой смеси весьма велика. Следуя [6], будем учитывать только реакции накачки (1.1), (1.2), рекомбинацию атомарного фтора и водорода, обмен $V-V$ между молекулами HF в различных возбужденных колебательных состояниях и дезактивацию $V-T$ фтористого водорода на различных компонентах смеси. Полная совокупность учитываемых процессов и соответствующие константы скоростей приведены в [6].

Граничные и начальные условия для системы уравнений (3.1)–(3.5) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} (3.6) \quad & x=0, \quad 0 \leq y \leq y_I, \quad f=f_I \\ & x=0, \quad y_I < y \leq y_E, \quad f=f_E \\ & x>0, \quad y=y_E, \quad \partial f / \partial y = 0 \\ & x>0, \quad y=0, \quad \partial f / \partial y = 0, \quad I_{v,J} = I_{v,J}^- \end{aligned}$$

Здесь f — любая из функций u, T, c ; индексы I и E соответствуют начальным значениям параметров в струе лазерного горючего и окислителя; $I_{v,J}^-$ — интенсивность излучения входного сигнала.

Предположим далее, что расширение потока в направлении, перпендикулярном плоскости xy , отсутствует. Тогда для определения продольного градиента давления можно воспользоваться интегральными законами сохранения массы и импульса в поперечном сечении потока, ограниченном осями симметрии двух соседних струй

$$(3.7) \quad \int_0^{y_E} \rho u dy = A = \text{const}$$

$$(3.8) \quad \int_0^{y_E} (p + \rho u^2) dy = \text{const}$$

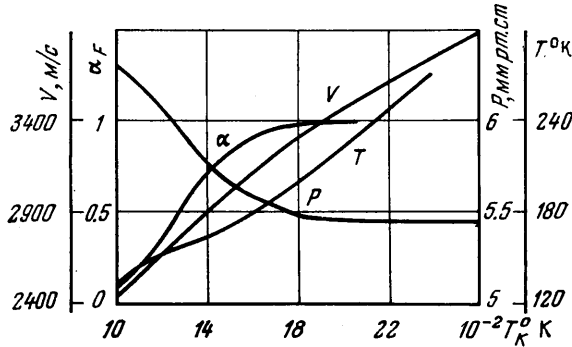
Решение системы уравнений (3.1)–(3.5) с граничными условиями (3.6) проводится в переменных Мизеса S, ψ [14] с использованием четырехточечной явной разностной схемы с итерациями первого и второго порядков точности по S и по ψ соответственно [15]. Градиент давления dp/dS определяется из интегрального условия сохранения массы (3.7), а выраже-

ние (3.8) используется для контроля точности. Методические расчеты показали, что приемлемая точность (2–4%) достигается при 45 точках поперек потока.

Лазерная мощность P_L определяется соотношением

$$P_L = \int_0^{S_{\max}} \sum_{(v)} (I_{v,j}^+ - I_{v,j}^-) dS$$

Здесь $I_{v,j}^+$ — интенсивность излучения на выходе усилителя, суммирование проводится по всем v , для которых $I_{v,j}^+ \neq 0$, а S_{\max} соответствует



Фиг. 1

сечению, в котором подынтегральное выражение обращается в нуль. Тогда химический к.п.д. усилителя η выражается равенством

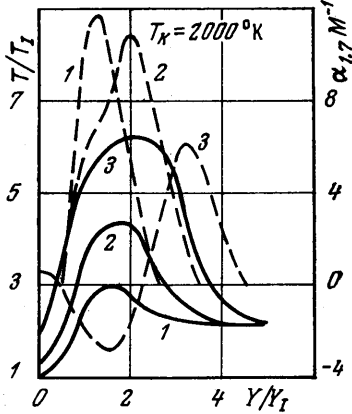
$$\eta = P_L M_E / u_E \rho_E (y_E - y_I) [Q_1 \gamma_F + (Q_1 + Q_2) \gamma_{F_2}]$$

где M_E — молекулярный вес лазерного окислителя, γ — объемная концентрация на срезе сопла.

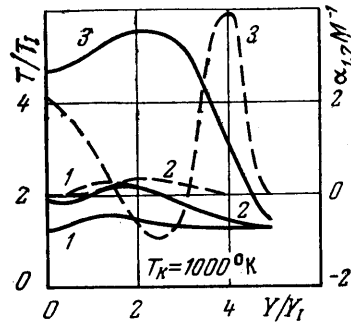
4. Для исследования влияния цепного механизма реакций (1.1), (1.2) на характеристики химического усилителя непрерывного действия предполагалось, что разбавленный гелием поток лазерного окислителя (степень разбавления $\beta_k = \gamma_{He} / \gamma_{F_2} = 10$) нагревается в камере газогенератора в равновесных условиях при $p_k = 2$ атм до температуры $T_k = 1000 - 2000^\circ \text{K}$ и затем пропускается через сопло Лавала при заданном отношении площадей на выходе и в критическом сечении $F/F^* = 10$. При этом предполагается, что течение газа по соплу адиабатическое, невязкое, а химический состав замороженный. Соответствующие значения начальных параметров в струе лазерного окислителя (скорость, температура, давление, степень диссоциации фтора $\gamma_F = \gamma_F / (\gamma_F + 2\gamma_{F_2})$) в зависимости от температуры в газогенераторе приведены на фиг. 1. Параметры струи водорода для всех случаев принимались равными: $u_I = 2500$ м/сек, $T_I = 100^\circ \text{K}$, полувысоты струй $H_I/2 = 0.0005$ м, $H_E/2 = 0.002$ м.

На фиг. 2, 3 приведены профили температуры (сплошные линии) и коэффициента усиления (штриховые линии) в нескольких сечениях для двух предельных случаев с малой степенью диссоциации фтора ($T_k = 1000^\circ \text{K}$, $I - \beta - x/y_I = 120, 240, 360$ соответственно) и полной диссоциацией ($T_k = 2000^\circ \text{K}$, $I - \beta - x/y_I = 20, 40, 80$ соответственно). Обращает на себя внимание наличие области поглощения на значительном расстоянии от начала смешения, что связано, прежде всего, с повышением поступательной температуры в этой области.

На фиг. 4 приведены зависимости к.п.д. от номера вращательного квантового числа излучательного перехода ($1 - T_k = 1000^\circ \text{K}$, $I_{\nu, j} = 3 \cdot 10^7 \text{ вт/м}^2$, $\nu = 0, 1, \dots, 5$; $2 - T_k = 2000^\circ \text{K}$, $I_{\nu, j} = 3 \cdot 10^7 \text{ вт/м}^2$, $\nu = 0, 1, 2$). Предполагается, что вращательные квантовые числа и интенсивность излучения для разных колебательных полос совпадают. Поскольку при полной диссоциации



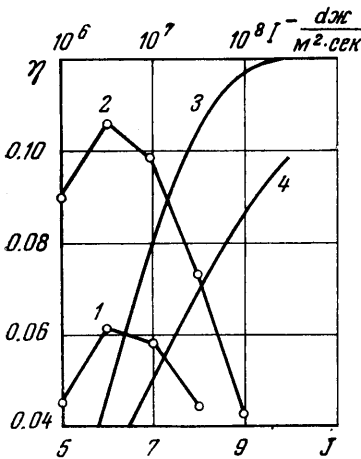
Фиг. 2



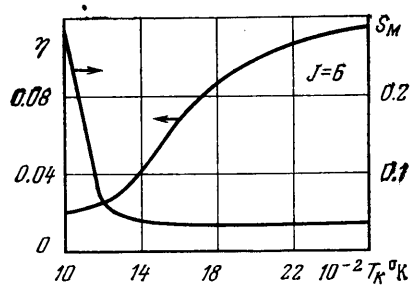
Фиг. 3

фтора заселение колебательных уровней HF происходит лишь в результате реакции (1.1), входной сигнал в этом случае содержит три линии с $\nu = 0, 1, 2$. При частичной диссоциации фтора заселение колебательных уровней идет по цепному механизму и заселяются уровни с $\nu \leq 8$. Экспериментальные данные [10] и расчеты [9] указывают на то, что эффективное преобразование колебательной энергии в энергию когерентного излучения

в этом случае возможно для $\nu \leq 5$. Поэтому при $T_k = 1000^\circ \text{K}$ в спектре входного сигнала содержатся шесть линий с $0 \leq \nu \leq 5$. Как следует из фиг. 4, для обоих случаев имеет место резкая зависимость к.п.д. от J .



Фиг. 4



Фиг. 5

Там же приведена зависимость к.п.д. от интенсивности входного сигнала ($3 - T_k = 2000^\circ \text{K}$, $\nu = 0, 1, 2$; $4 - T_k = 1000^\circ \text{K}$, $\nu = 0, 1, \dots, 5$). При $T_k = 2000^\circ \text{K}$ 90% от η_{max} достигается при $I = 3 \cdot 10^7 \text{ вт/м}^2$. Именно это значение использовалось при исследовании зависимости к.п.д. от температуры в камере газогенератора (фиг. 5). Как видно из фигуры, при малых степенях диссоциации фтора и фиксированном входном сигнале (одинаковая интенсивность, число излучательных переходов и номер вращательного

квантового числа) к.п.д. уменьшается в 5.5 раз с одновременным резким удлинением лазерной зоны. Однако для оптимального входного сигнала (см. фиг. 4) при $T_3=1000^\circ\text{K}$ к.п.д. усилителя достигает 6% (при этом $S_{\text{max}}=0.25\text{ м}$). Таким образом, использование усилителя в режиме с малой степенью диссоциации фтора при наличии оптимального входного сигнала позволяет существенно увеличить длину лазерной зоны, при этом к.п.д. уменьшается лишь в 2 раза. Отметим в заключение, что к.п.д. усилителя примерно в 2 раза превышает к.п.д. генератора, расчет которого проведен в [6].

Результаты данной работы сравнивались с результатами работы [17], в которой поля температуры, скорости, концентраций и коэффициента усиления слабого сигнала рассчитывались с использованием полных уравнений Навье — Стокса. Результаты сравнения показали, что для разбавленной смеси максимальные отличия по всем параметрам не превышают 20%. Учитывая, что в работе [17] не приведены значения констант скоростей реакций и матричных элементов дипольного момента, такое совпадение следует признать хорошим. Для смеси с малым содержанием гелия наличие существенного поперечного градиента давления приводит к большому (до 50%) расхождению результатов.

Авторы благодарны Б. С. Александрову, Ю. В. Ланину, М. Х. Стрельцу за многочисленные полезные обсуждения.

Поступила 19 IV 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jensen D. E., Wilson A. S.* Prediction of rocket exhaust flame properties. *Combustion and Flame*, 1975, vol. 25, No. 1.
2. *Taran J. P. E., Charpenel M., Borghi R.* Investigation of a mixing CO_2 GDL. AIAA paper, 1973, No. 622.
3. *King W. S., Mirels H.* Numerical study of a diffusion-type chemical laser. AIAA paper, 1972, No. 146.
4. *Ratliff A. W., Thoenes J.* Mixing reacting flows in chemical laser cavities with lateral pressure gradient effects. AIAA paper, 1974, No. 225.
5. *Ораевский А. Н., Пименов В. П., Степанов А. А., Щеглов В. А.* Об эффективности химического усилителя диффузионного типа непрерывного действия. *Квантовая электроника*, 1976, т. 3, № 9.
6. *Кругова В. Г., Ораевский А. Н., Степанов А. А., Щеглов В. А.* Численный анализ химического лазера непрерывного действия диффузионного типа при произвольной степени диссоциации молекулярного фтора. *Квантовая электроника*, 1976, т. 3, № 9.
7. *Emanuel G., Cohen N., Jacobs T. A.* Theoretical performance of an HF chemical C. W. laser. *J. Quant. Spectroscopy Radiat. Transfer*, 1973, vol. 13, No. 12.
8. *Finkleman D., Greenberg R. A.* Recent developments in high power gas lasers. AIAA paper, 1975, No. 297.
9. *Shackelford W. L., Witte A. B., Broadwell J. E., Trost J. E., Jacobs T. A.* Experimental studies of chemically reactive ($\text{F}+\text{H}_2$) flow in supersonic free jet mixing layers. AIAA paper, 1973, No. 640.
10. *Дорренс У. Х.* Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
11. *Wilke C. R.* Diffusional properties of multicomponent gases. *Chem. Engng Progr.*, 1950, vol. 46, No. 2.
12. *Голубев И. Ф.* Вязкость газов и газовых смесей. М., Физматгиз, 1959.
13. *Brokaw R. S.* Estimating thermal conductivities for nonpolar gas mixtures. *Industr. Engng Chem.*, 1955, vol. 47, No. 11.
14. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1973.
15. *Березин И. С., Жидков Н. П.* Методы вычислений, т. 2. М., Физматгиз, 1962.
16. *Cummings J. C., Dube C. M.* Investigation of a supersonic C. W. HF — Chain laser. *IEEE Journal Quant. Electronics*, 1975, vol. 11, No. 8.
17. *Kothari A. P., Anderson J. D., Jones E.* Navier — Stokes solutions for chemical laser flows. *AIAA Journal*, 1977, vol. 15, No. 1.