

Эти цифры подтверждают, что не только температура радиационного нагревания, но и наблюдаемое гораздо более быстрое, чем вычисленное, достижение стационарности теплового режима невозможны, если облучаемый материал сплошной. Только гранулированные дисперсные материалы могут быть разогреты до температуры размягчения путем интенсивной хемилюминесценции. Практика использования насадок из дисперсных материалов в различных химико-технологических аппаратах, хотя и недостаточно обобщенная и зафиксированная документально, подтверждает возможность такого воздействия. Она свидетельствует о том, что разрушающее воздействие интенсивной хемилюминесценции на оборудование не является исключительным, редко встречающимся эффектом.

Радиационным нагреванием массивных стенок каналов в пористых и гранулированных средах можно объяснить оставшееся непонятным существенное изменение критических условий гашения пламени при переходе от нестационарного к стационарному режиму горения [5, 6]. Этот эффект, казалось бы, противоречил вытекающей из теории пределов гашения [7] слабости зависимости критических параметров гашения от исходной температуры огнепреградителя. Поэтому изменение пределов гашения с режимом горения пытались связывать с возможностью поджигания горючей среды за огнепреградителем неполностью охлажденными продуктами сгорания (литературу см. в [5]) либо со значительным изменением состава продуктов реакции, а с ним и нормальной скорости пламени при сгорании в узких каналах.

Теперь очевидно, что при стационарном сгорании газовой среды в контакте с огнепреграждающей насадкой ее разогрев, обусловленный излучением всего факела (а не теплопередачей от пограничного слоя, как это имеет место при кондуктивном и конвективном механизмах), приводит к значительному изменению температуры стенок пламегасящих каналов. Это вызывает соответствующее сокращение кондуктивного охлаждения в пристеночном слое и делает возможным устойчивое горение в пламегасящих каналах таких систем, которые затухали бы при исходном режиме кондуктивного охлаждения, т. е. происходит проскок пламени через огнепреградитель. В предельном (и вполне реальном) случае разогрева стенок каналов до температуры горения возможно распространение пламени через сколь угодно узкие каналы.

Поступила в редакцию 23/XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Мальцева и др. Докл. АН СССР, 1981, 258, 406.
2. А. И. Розловский, А. В. Стеблов, Ю. Е. Фролов. Докл. АН СССР, 1978, 241, 631.
3. Х. Хотгель.— В кн.: Теплопередача. М., 1964.
4. О. К. Ботвинкин, А. И. Запорожский. Кварцевое стекло. М.: Госстройиздат, 1965.
5. А. И. Розловский. Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
6. А. И. Розловский, А. В. Стеблов, Ю. Е. Фролов. Докл. АН СССР, 1979, 248, 150.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.

К ВОПРОСУ О ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ СТАЦИОНАРНОГО СМЕШЕНИЯ НЕРАСЧЕТНЫХ СТРУЙ С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

*А. В. Лавров, Т. А. Спас, С. С. Харченко
(Ленинград)*

1. В последние годы опубликовано значительное число работ, посвященных численному моделированию непрерывных химических лазеров (НХЛ) диффузионного типа [1—14]. Расчетные исследования проводятся

в рамках различных моделей, начиная от самых простых, таких, например, как модель мгновенного смешения [1], и кончая сложными моделями на основе системы трехмерных уравнений Навье — Стокса [11]. Наиболее обширные результаты получены с применением модели, основанной на использовании системы уравнений узкого канала. Эта модель позволяет определить двумерные поля гидродинамических переменных в зоне смешения и дает возможность учесть наличие пограничного слоя на стенках сопел. С использованием данной модели проведены численные исследования влияния на выходные характеристики таких параметров, как температура в камере газогенератора, степень разбавления лазерного окислителя, коэффициент пропускания выходного зеркала, высота струй и т. п.

Одним из существенных недостатков, присущих численной модели на основе системы уравнений узкого канала, состоит в том, что с ее помощью нельзя учесть наличие поперечного градиента давления. Однако, как отмечается, например, в [15], на практике трудно обеспечить равенство давлений в соседних струях. Кроме того, даже при расчетном истечении струй при смешении возникает поперечный градиент давления вследствие интенсивного тепловыделения из-за горения [14]. Учет $\frac{\partial p}{\partial y}$ возможен как при использовании системы полных [5, 10—12], так и упрощенных [8, 14] уравнений Навье — Стокса. В последнем случае, если течение во всей расчетной области сверхзвуковое, система уравнений является x -параболической и допускает послойное решение. Таким образом, использование упрощенных уравнений Навье — Стокса позволяет проводить расчеты с учетом $\frac{\partial p}{\partial y}$ за времена, ненамного превышающие время решения соответствующей системы уравнений узкого канала.

Вопрос о возможности учета пограничного слоя на стенках сопел достаточно сложен, ибо на начальном этапе смешения в потоке существуют области дозвукового течения, и в принципе решение рассматриваемой системы в рамках эволюционного подхода становится некорректным. Однако в последнее время разработан ряд приемов, позволяющих регуляризовать задачу и в этом случае [16, 17], причем результаты расчетов на основе полной и упрощенной системы уравнений Навье — Стокса (по крайней мере, при исследовании течения на боковой поверхности затупленного тела) хорошо согласуются между собой [17].

Численное исследование влияния $\frac{\partial p}{\partial y}$ на гидродинамику течения и на распределение коэффициента усиления слабого сигнала α в химическом лазере представлено в работах [10, 14]. Однако в рассматриваемой лазерной системе динамика изменения α не позволяет достаточно точно определить энергетические характеристики. Это связано прежде всего с тем, что появление генерации на одном из колебательно-вращательных переходов приводит к повышению инверсии на лежащих выше и ниже переходах. Поэтому при исследовании энергетических характеристик лазеров на молекулах с каскадным механизмом генерации необходим ее непосредственный расчет.

Цель данной работы, продолжающей исследования [14], — формулировка эффективного алгоритма расчета энергетических характеристик лазера на молекуле с каскадным механизмом генерации на примере задачи о непрерывном химическом HF-лазере в рамках упрощенных уравнений Навье — Стокса и обсуждение некоторых результатов численного моделирования.

2. Рассматривается задача о ламинарном смешении в бесконечной системе плоских сверхзвуковых струй H_2 и $F + He$ в резонаторе химического лазера

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho uv) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v^2) = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho uh) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho vh) &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu}{Pr} \sum_{i=1}^N h_i (Le_i - 1) \frac{\partial c_i}{\partial y} \right] - \sum_{m=m1}^{m2} \alpha_m I_m, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} Dc_i &\equiv \frac{\partial}{\partial x} (\rho uc_i) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho vc_i) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} Le_i \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) - \\ &- w_i = \varepsilon_{m+1} \theta_{m+1} \alpha_{m+1} I_{m+1} - \varepsilon_m \theta_m \alpha_m I_m, \end{aligned} \quad (5)$$

$$p = \frac{\rho RT}{M}.$$

Здесь m — колебательное квантовое число; $\varepsilon_m = 1$ для излучающих или поглощающих уровней $HF(m)$, в остальных случаях $\varepsilon_m = 0$; α_m , I_m — коэффициент усиления и интенсивность поля вынужденного излучения на переходе $m \rightarrow m-1$ (номер вращательного квантового числа j для простоты опущен); $m1$, $m2$ — номера минимального и максимального колебательных переходов, на которых происходит генерация; θ_m — размерный коэффициент (см., например, [7]); D — дифференциальный оператор, вид которого очевиден из (5); остальные обозначения аналогичны [14].

Решение системы уравнений (1)–(5) проводится в области, ограниченной плоскостями симметрии соседних струй $y=0, y_E$. Граничные условия при $y=0, y_E$ суть условия симметрии, в качестве начальных условий задаются ступенчатые профили u, h, c_i, p ; кроме того, $v_{x=0} = 0$. Индексы I, E соответствуют струям H_2 и $F+He$ соответственно.

При численном моделировании лазеров на каскадных переходах возникает вопрос о нахождении интенсивности поля вынужденного излучения в отдельных колебательных полосах. В большинстве работ для определения I_m используется локальное условие стационарной генерации [18]

$$\langle \alpha_m \rangle \equiv \frac{1}{y_E} \int_0^{y_E} \alpha_m dy = \alpha_m^* = -\frac{1}{2L} \ln r_1 r_2, \quad (6)$$

где L — расстояние между зеркалами; r_1, r_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора. Это связано с тем, что при использовании (6) удается включить алгоритм определения I_m в общий итерационный цикл нахождения параметров потока на каждом шаге по x . Поэтому время расчета увеличивается незначительно по сравнению с расчетом без генерации.

Использование интегрального условия стационарной генерации [18] приводит к необходимости многократных расчетов всего поля течения с различными наборами значений I_m , т. е. время расчета возрастает во много раз. Таким образом, в данной работе используется локальное условие стационарной генерации (6).

В работах [3, 7, 9] проводится дифференцирование (6) по x и преобразование получившихся уравнений с учетом (1)–(5). В отличие от этого подхода в данной работе применяются идеи метода расщепления [19], а сам алгоритм близок к [13].

Достоинство предложенной методики определения I_m состоит в полной независимости от способа решения газодинамических уравнений. Это, в частности, позволило использовать разработанный комплекс программ также для расчета колебательной релаксации при смещении струй с использованием уравнений диффузии колебательной энергии [21].

3. Алгоритм определения I_m заключается в следующем. Каждое из уравнений (5) для $c_i = \text{PF}(m)$ расщепляется на два уравнения

$$Dc_i = \varepsilon_{m+1}\theta_{m+1}\alpha_{m+1}I_{m+1}^s - \varepsilon_m\theta_m\alpha_m I_m^s, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \rho u c_i = \varepsilon_{m+1}\theta_{m+1}\alpha_{m+1}\delta I_{m+1}^{s+1} - \varepsilon_m\theta_m\alpha_m\delta I_m^{s+1}, \quad (8)$$

где s — номер «внешней» итерации на каждом шаге. Для нахождения δI_m^{s+1} запишем выражение для α_{m+1} в виде

$$\alpha_{m+1} = c_{m+1}\varphi_{1, m+1} - c_m\varphi_{2, m+1}. \quad (9)$$

Далее представим (8) при $i = m, m+1$ в конечно-разностной форме, откуда в явном виде можно выразить c_m^{s+1}, c_{m+1}^{s+1} через известные величины и δI_m^{s+1} . После подстановки выражений для c_m^{s+1} в (9) численно интегрируем (9) поперек расчетной области. Указанную процедуру проделаем для всех переходов, на которых происходит генерация. В результате, используя (6), получим систему линейных алгебраических уравнений относительно δI_m^{s+1} с трехдиагональной матрицей

$$\begin{aligned} a_{m+1}\delta I_m^{s+1} - b_{m+1}\delta I_{m+1}^{s+1} + d_{m+1}\delta I_{m+2}^{s+1} &= e_{m+1}, \\ a_{m1} = d_{m2} &= 0, \\ a_{m+1} &= \left\langle \varphi_{2, m} \frac{\Delta x}{\rho u} \theta_m \alpha_m \right\rangle, \\ b_{m+1} &= \left\langle \frac{\Delta x}{\rho u} \theta_{m+1} \alpha_{m+1} (\varphi_{1, m+1} + \varphi_{2, m+1}) \right\rangle, \\ d_{m+1} &= \left\langle \frac{\Delta x}{\rho u} \theta_{m+2} \alpha_{m+2} \varphi_{1, m+2} \right\rangle, \\ e_{m+1} &= \alpha_m^* - \langle \varphi_{1, m+1} c_{m+1} - \varphi_{2, m+1} c_m \rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

При $m = m1, m2$ коэффициенты системы (10) имеют несколько другой вид. Решение (10) осуществляется методом прогонки.

В целом алгоритм расчета заключается в следующем. На первом «внутреннем» этапе итераций решается система уравнений (1)–(4), (7), значения I_m^s берутся с предыдущего шага или с предыдущей «внешней» итерации. После сходимости «внутренних» итераций проверяется выполнение условия (6). Если

$$\left| \frac{\alpha_m^* - \langle \alpha_m \rangle}{\alpha_m^*} \right| > 3 \cdot 10^{-5}, \quad (11)$$

то проводится «внешняя» итерация, которая заключается в нахождении $\delta I_m^{s+1}, c_m^{s+1}, I^{s+1} = I^s + \delta I^{s+1}$ из (8), (10). Затем повторяется цикл «внутренних» итераций и т. д. до тех пор, пока не будет выполнено условие (11). В начале генерации в области резкого изменения I_m $s = 3 \div 6$, а ниже по потоку $s = 1 \div 2$.

В каждой колебательной полосе генерация происходит на колебательно-вращательном переходе со значением j , соответствующим максимальному значению $\langle \alpha_m \rangle$. Поскольку средняя температура газа вниз по потоку повышается, то происходит сдвиг по j в сторону больших значений. Критерием появления новых линий в спектре генерации служит выполнение условия $\langle \alpha_m \rangle > \alpha_m^*$ при $m = m1 - 1, m2 + 1$. Исчезновение линий происходит в случае, если $I_m \leq 0$ при $m = m1, m2$.

4. Для решения системы (1)–(5) используется четырехточечная неявная разностная схема первого порядка точности по Δx и первого или второго порядка по Δy . На каждой итерации плотность определяется из уравнения неразрывности, а давление — из уравнения состояния по известным значениям плотности, температуры и составу на правом слое. Зная давление на правом и левом слоях, можно определить $\frac{\partial p}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial y}$. Ве-

личина $q = \Delta x / \Delta y$ изменяется в режиме генерации от $q \approx 0,4$ в начале (в области резкого изменения I_m) до $q \approx 8$ в конце расчетной области. Используемая консервативная схема второго порядка по Δy с аппроксимацией конвективной производной центральной разностью является немоноотонной. Как известно, в опубликованных работах при использовании немощотонных схем при достаточно больших значениях числа Рейнольдса Re п больших нерасчетностях осуществляется сглаживание начальных профилей [20]. В данной работе применение схемы второго порядка по Δy без сглаживания начальных профилей оказалось возможным при $Re = \rho_I u_I y_E / \mu_I \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ и $0,2 \leq n = \rho_I / \rho_E \leq 2$. При этом необходимая точность достигалась при числе узлов по оси $k = 21$. Для меньших значений Re диапазон нерасчетностей, в которых возможен расчет по схеме 2-го порядка по Δy без сглаживания, увеличивается.

Как известно, в задачах обтекания затупленных тел п смещения однородных струй при больших значениях Re с успехом применяется контролируемое сглаживание [22] или демифирование решения [23]. При этом демифирующий оператор имеет порядок точности более высокий, чем порядок аппроксимации дифференциальных уравнений. Однако в данном случае попытка использования этих приемов привела к значительному повышению энергосъема. Это объясняется тем, что скорость возникновения молекул HF в колебательно-возбужденных состояниях в рассмотренных режимах определяется в первую очередь скоростью взаимной диффузии горючего п окислителя, п искусственное увеличение коэффициента диффузии приводит к возрастанию скорости образования HF(m) п к росту энергосъема. Поэтому при $Re \approx 2,5 \cdot 10^3$ при исследовании нерасчетных режимов использовалась консервативная схема первого порядка точности по Δy с аппроксимацией конвективного слагаемого «против потока» [24]. При этом для вариантов с нерасчетностью $0,5 \leq n \leq 2$ необходимая точность достигалась при $k = 21$. Для больших значений n требовалось увеличивать k . Так, например, для $n = 7$ при $k = 41$ энергосъем был на 25% меньше, чем при $k = 21$.

Таким образом, результаты тестовых расчетов показали, что при увеличении Re п нерасчетности для получения правильных количественных данных по энергосъему необходимо увеличивать число узлов в поперечном направлении.

Время расчета варианта в режиме генерации при $k = 21$ на ЭВМ БЭСМ-6 составляет 1—2 ч. Относительная погрешность суммарного п элементного расходов для всех вариантов не превышает 2 п 3% соответственно. Проведено сравнение профилей газодинамических параметров с данными [12] (для $n = 0,5$, $Re \approx 1,5 \cdot 10^3$) п энергосъема в расчетном варианте с данными [13] (для $p = 666$ Па, $c_F = 0,49$, $c_{He} = 0,54$, $y_E = 4$ мм). Результаты расчетов по разработанной методике хорошо согласуются с данными [12, 13].

5. Рассмотрим в качестве основного следующий вариант расчета: $y_I = 0,5$ мм, $y_E / y_I = 5$, $p_{I0} = p_{E0} = 600$ Па, $c_I(H_2) = 1$, $u_I = 2500$ м/с, $T_I = 100$ К, $c_E(F) = 0,24$, $c_E(He) = 0,76$, $u_E / u_I = 1,55$, $T_E / T_I = 2,25$, $L = 20$ см, коэффициенты поглощения на зеркалах $a_1 = a_2 = 0,02$, коэффициенты пропускания $t_1 = 0$, $i_2 = 0,16$. Исследовано влияние изменения давления в струе H_2 , $n_I = \rho_I / \rho_{E0}$, $p_{E0} = 600$ Па п в струе F, $n_E = \rho_E / \rho_{I0}$, $p_{I0} = 600$ Па.

Профили различных параметров для расчетного п двух нерасчетных вариантов в режиме генерации представлены на рис. 1. Видно, что увеличение давления в одной из струй приводит к смещению зоны реакции в область другой струи. Максимальная температура п степень расходования компонентов также очень существенно зависят от соотношения давлений в струях. В нерасчетных вариантах температура в зоне смещения выше, чем в расчетном, горение происходит более интенсивно, размеры области, в которой одновременно c_F п c_{H_2} отличны от нуля, существенно меньше.

На рис. 2 приведены максимальные по j значения α_m для различных m п величина I_m . Из результатов расчетов видно, что изменение I_m

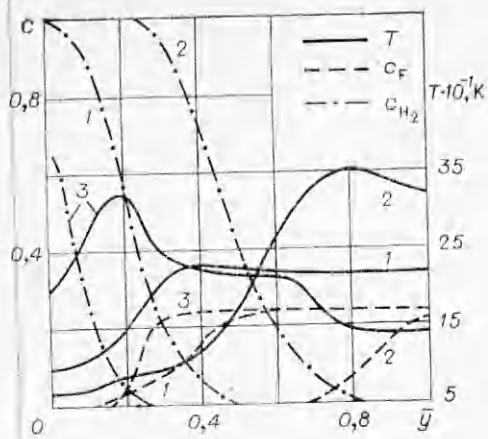


Рис. 1. Профили различных параметров при $x/y_E = 5$.
 1 — $p_I = p_E = 600$ Па; 2 — $p_I = 300$ Па, $p_I/p_E = 0,5$;
 3 — $p_I = 600$ Па, $p_I/p_E = 0,2$; $\bar{v} = v/y_E$.

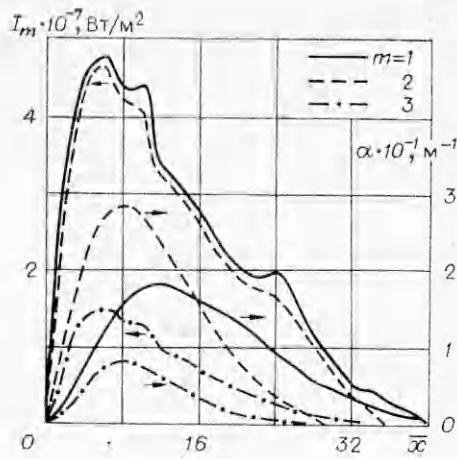


Рис. 2. Изменение вдоль потока α_m в режиме без генерации и I_m в режиме с генерацией ($p_I = p_E = 600$ Па, $\bar{x} = x/y_E$).

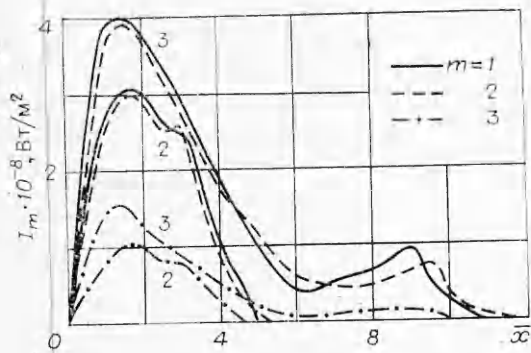


Рис. 3. Изменение I_m вдоль потока для различных нерасчетных режимов (обозначения аналогичны рис. 1).

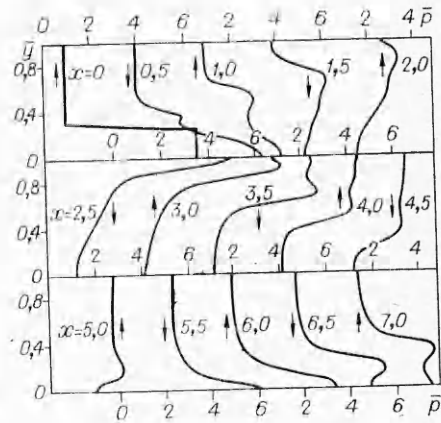


Рис. 4. Эпюры статического давления (стрелками указаны кривые, относящиеся к данной оси).

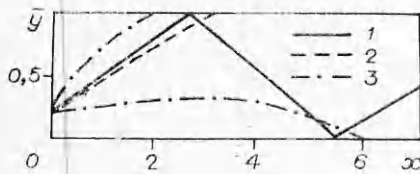
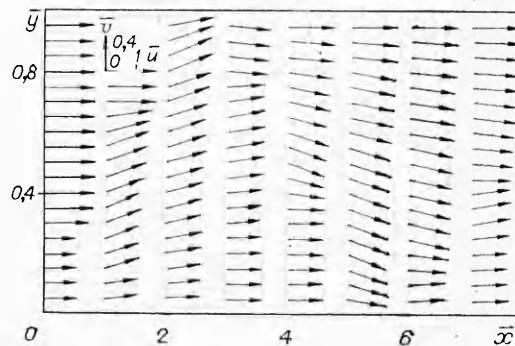


Рис. 5. Расположение скачков уплотнения (1), максимальной концентрации HF(m) (2) и границ слоя смещения (3).

Рис. 6. Распределение скорости ($\bar{u} = u/u_I$, $\bar{v} = v/u_I$).



вдоль течения только качественно соответствует изменению α_m . Так, например, α_1, α_2 существенно по-разному меняются вдоль потока, в то время как I_1, I_2 — практически одинаково.

Влияние нерасчетности на изменение I_m иллюстрирует рис. 3. Видно, что для обоих представленных вариантов длина зоны генерации су-

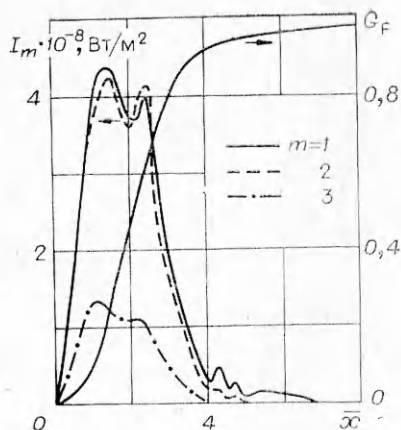


Рис. 7. Изменение вдоль потока I_m и коэффициента выгорания фтора

$$G_F = 1 - \int_0^{y_E} \rho u c_F dy \Big|_{x=0}^{\bar{x}}$$

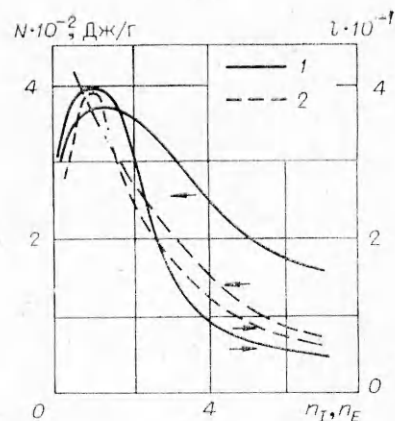


Рис. 8. Зависимость энергозатрат N и длины зоны генерации $l = x/y_E$ от давления.

$$1 - p_{E0} = 600 \text{ Па, } n_I = p_I/p_{E0}; \quad 2 - p_{I0} = 600 \text{ Па, } n_E = p_E/p_{I0}.$$

ществено уменьшается по сравнению с расчетом (см. рис. 2). Это связано с повышением интенсивности химических реакций вследствие увеличения среднего давления в струях (см. рис. 1). Максимум интенсивности возрастает почти на порядок, поэтому с точки зрения уменьшения лучевых нагрузок на зеркала режимы течения с сильной нерасчетностью нежелательны. Оба варианта характеризуются значительной неравномерностью интенсивности вдоль потока.

На рис. 4—7 показана картина смещения при $n = 7$ для варианта $p_I = 4200$ Па, $p_I/p_E = 7$. Видно, что в начале области смещения наблюдается существенное расширение струи H_2 . При этом максимальное значение v достигает 20% от величины u . Интенсивность отраженного от плоскости симметрии косога скачка уплотнения существенно меньше, чем первоначального. Область максимальных концентраций $HF(m)$ приблизительно совпадает с положением косога скачка уплотнения при $\bar{x} \approx 3$. Большая часть фтора сгорает при $\bar{x} \leq 4$. Генерация практически заканчивается при $\bar{x} \approx 4$. Таким образом, данный режим характеризуется высоким коэффициентом использования атомарного фтора, но значение удельного энергозатрата N невелико.

Зависимость основных характеристик лазера от давлений в струях H_2 и $F + He$ представлена на рис. 8. Увеличение p в струе $F + He$ приводит к монотонному уменьшению N . По-видимому, это связано с ростом среднего давления в системе. Кривая зависимости энергозатрат от давлений в струе H_2 имеет максимум, который достигается в расчетном варианте. Одна из причин уменьшения N при $p_{H_2} < p_F$, по-видимому, состоит в снижении количества подаваемого горючего. Как известно, в экспериментальных исследованиях неоднократно отмечалось резкое уменьшение мощности в том случае, если в лазере отсутствовал 5—10-кратный избыток H_2 от стехиометрически необходимого значения.

В заключение сформулируем основные результаты.

1. Предложен эффективный алгоритм и составлена программа расчета химического HF-лазера в режиме генерации на основе системы упрощенных уравнений Навье—Стокса. Методика позволяет проводить расчеты в широком диапазоне изменения режимных параметров и получать достаточно точные результаты при сравнительно небольших затратах машинного времени.

2. Проанализированы характерные особенности гидродинамики течения в резонаторе в нерасчетных режимах.

3. Исследовано влияние нерасчетности на энергетические характеристики лазера.

Авторы благодарят Т. А. Бунгову, Г. Н. Волчкову за помощь в работе и В. А. Поспелова, М. Х. Стрельцова, М. Л. Шура за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 12/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Emanuel, N. Cohen, T. Jacobs. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1973, 13, 1341.
2. W. S. King, H. Mirels. AIAA Paper, 1972, № 146.
3. В. Г. Крутова, А. И. Ораевский, А. А. Степанова и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 1919.
4. В. И. Головичев, Н. Г. Преображенский. ФГВ, 1977, 13, 3, 366.
5. J. D. Ramshaw, R. C. Miolsness, O. A. Farmer. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1977, 17, 149.
6. А. В. Лавров, В. А. Поспелов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, 3, 95.
7. А. В. Лавров, В. А. Поспелов, А. В. Федотов и др. ФГВ, 1979, 15, 1, 89.
8. В. И. Головичев, А. А. Яник.— В кн.: Исследование рабочего процесса газодинамических и химических лазеров. Новосибирск: ИТПМ, 1979.
9. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Квантовая электроника, 1979, 6, 747.
10. В. А. Поспелов, М. Л. Шура.— В кн.: Теплообмен в химически реагирующих системах. Минск: ИТМО, 1980.
11. W. L. Hendricks, R. R. Mikatarijan, B. J. Gross a. o. AIAA Paper, 1981, N 1133.
12. Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец, М. Л. Шура. ФГВ, 1982, 2, 5, 89.
13. В. А. Поспелов. ЧММСС, 1982, 13, 99.
14. Т. А. Бунгова, А. В. Лавров, С. С. Харченко. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 3, 18.
15. W. L. Hendricks, S. C. Kurzins. AIAA Paper, 1977, N 656.
16. В. М. Ковеня, С. Г. Черный. ЧММСС, 1978, 10, 71.
17. Ю. П. Головачев, А. А. Фурсенко. Препринт ЛФТИ, № 734, 1981.
18. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
19. Н. П. Яненко. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
20. Е. П. Бондарев, А. П. Горина. Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, 4, 17.
21. Г. П. Волčkova, А. В. Лавров, С. С. Харченко. ТВТ, 1981, 6, 1198.
22. Б. М. Павлов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, 4, 57.
23. Н. Ханг, Г. Маккормак. РТК, 1976, 4, 73.
24. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

О РЕЖИМАХ КОНВЕКЦИИ И ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ РЕАГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

Е. А. Еремин
(Пермь)

В плоском вертикальном слое жидкости или газа, ограниченном изотермическими плоскостями, при наличии реакции нулевого порядка возникает плоскопараллельное конвективное течение, состоящее из восходящего вдоль оси слоя и двух нисходящих вдоль границ потоков жидкости [1]. Распределение температуры поперек слоя определяется при этом решением известной задачи Франк-Каменецкого. Такой режим конвекции существует при любых значениях параметра Франк-Каменецкого FK , не превышающих некоторого критического FK_0 , характеризующего порог теплового взрыва. Однако при достаточно большом значении второго характерного параметра задачи — числа Грасгофа Gr , определяющего интенсивность движения, стационарное плоскопараллельное конвективное течение становится неустойчивым и сменяется вторичным движением, имеющим структуру дрейфующих вдоль границ раздела потоков цепочек вихрей. Исследование устойчивости плоскопараллельного течения по отношению к малым возмущениям проведено в [1, 2].

При $FK > FK_0$ постановка линейной задачи устойчивости теряет смысл, поскольку основной плоскопараллельный режим невозможен. Тем не менее развитие конвективных возмущений конечной амплитуды в не-