

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ВЯЗКОГО СЖИМАЕМОГО ГАЗА И РАВНОВЕСНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПЛОСКОМ СОПЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО ВДУВА

В. А. Кронрод, В. В. Щенников

(Москва)

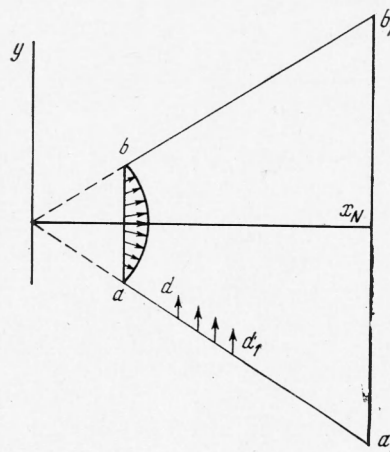
Рассматривается задача взаимодействия вязкого сверхзвукового потока в плоском сопле с поперечной газовой струей того же состава, вдуваемой через щель в одной из стенок сопла. В качестве исходных уравнений используются полные уравнения Навье — Стокса. Постановка задачи в случае отсутствия вдува совпадает с [1]. Условия на срезе вдува получены в предположении, что течение вдуваемой струи вплоть до среза вдува описывается одномерными уравнениями идеальной газовой динамики. Предложенная модель взаимодействия обобщается на случай течения многокомпонентной химически равновесной смеси газов. В качестве граничных условий на входе в рассматриваемый участок сопла используются точные решения, найденные в [2]. Приводятся результаты численных расчетов течений однородного нереагирующего газа, а также равновесной смеси газов, состоящей из четырех компонентов (H_2 , H_2O , CO , CO_2) при различных значениях параметров основного потока и вдуваемой струи. В последнем случае предполагается, что влиянием термо- и бародиффузии можно пренебречь.

1. Проблеме взаимодействия сверхзвукового потока с вдуваемой в него поперечной газовой струей уделяется большое внимание. Это можно объяснить важностью практических задач, в той или иной степени моделируемых в рамках указанного взаимодействия.

Значительное число применений вместе с широким диапазоном изменения характеристик взаимодействующих потоков обусловило ряд подходов к изучению данной проблемы. Эти исследования носили экспериментальный характер и были направлены на получение законов подобия [3], картин течения [4], приближенных методов решения [5-8].

Рассмотрим течение вязкой многокомпонентной смеси газов в плоском расширяющемся канале (фиг. 1). Предполагается, что скорость на линии симметрии в начальном сечении ab сверхзвуковая. Через щель dd_1 производится сильный вдув смеси газов, состоящей из тех же компонентов, что и основной поток. Коэффициенты вязкости, диффузии и число Прандтля газовой смеси полагаются зависящими от состава смеси и термодинамических параметров течения.

Система уравнений, описывающая двумерные течения m компонентной смеси газов, состоящей из ν химических элементов, имеет следующий безразмерный вид [2]:



Фиг. 1

уравнение неразрывности

$$(1.1) \quad \nabla (\rho \mathbf{V}) = 0$$

уравнения сохранения количества движения

$$(1.2) \quad \rho (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = - \frac{1}{\kappa M^2} \nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{3} \nabla (\mu \nabla \mathbf{V}) + \right. \\ \left. + \mu \Delta \mathbf{V} + \nabla (\nabla \mu \mathbf{V}) - \mathbf{V} \Delta \mu - \nabla \times (\nabla \mu \times \mathbf{V}) \right]$$

уравнение сохранения энергии

$$(1.3) \quad \frac{1}{(\kappa-1) M^2} \rho (\mathbf{V} \nabla) \sum_{\alpha=1}^m c_\alpha h_\alpha = \frac{1}{\kappa M^2} \mathbf{V} \nabla p + \\ + \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{1}{(\kappa-1) M^2} \nabla (\lambda \nabla T) + \frac{1}{\text{Re}} \left[- \frac{4}{3} \mu (\nabla \mathbf{V})^2 + \right. \\ \left. + \mu \Delta (\mathbf{V}^2) - 2\mu \mathbf{V} \nabla (\nabla \mathbf{V}) + 2\mu \mathbf{V} (\nabla \times (\nabla \times \mathbf{V})) - \right. \\ \left. - \mu (\nabla \times \mathbf{V})^2 \right] - \frac{1}{\text{Re Sm}} \frac{1}{(\kappa-1) M^2} \sum_{\alpha=1}^m \nabla (\mathbf{J}_\alpha h_\alpha)$$

уравнения диффузии химических элементов

$$(1.4) \quad \sum_{\alpha=1}^m n_{\beta\alpha} \nabla (\rho c_\alpha \mathbf{V} + \mathbf{J}_\alpha) = 0 \\ \beta = 1, 2, \dots, v-1 \\ \sum_{\alpha=1}^m c_\alpha = 1$$

уравнения химического равновесия

$$(1.5) \quad K_{p\beta} = p^a \prod_{\alpha=1}^m \bar{c}_\alpha^{b_\alpha}, \quad \beta = 1, 2, \dots, m-v \\ b_\alpha = v_{\alpha\beta}'' - v_{\alpha\beta}', \quad a = \sum_{\alpha=1}^m b_\alpha$$

соотношения Стефана — Максвелла

$$(1.6) \quad \sum_{\alpha=1, \alpha \neq \beta}^m \frac{\bar{c}_\alpha \bar{c}_\beta}{\rho D_{\alpha\beta}} \left(\frac{\mathbf{J}_\alpha}{c_\alpha} - \frac{\mathbf{J}_\beta}{c_\beta} \right) = \left(\sum_{\alpha=1}^m \bar{c}_\alpha \right)^2 \nabla \sum_{\alpha=1}^m \frac{\bar{c}_\beta}{c_\alpha} \\ \beta = 1, 2, \dots, m-1 \\ \sum_{\alpha=1}^m \mathbf{J}_\alpha = 0$$

уравнение состояния

$$(1.7) \quad p = \rho T \sum_{\alpha=1}^m \bar{c}_\alpha$$

где $\mathbf{V}$, ρ , p , T , μ , λ обозначают соответственно вектор скорости, плотность, давление, температуру, коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси газов; c_α , h_α , $D_{\alpha\beta}$, $\mathbf{J}_\alpha$ — концентрацию, удельную энтальпию, коэффициенты бинарной диффузии, вектор плотности диффузионного пото-

ка компонента α ; $n_{\beta\alpha}$ — количество атомов элемента β в компоненте α ; $v_{\alpha\beta}$ ($v_{\alpha\beta}'$ ($v_{\alpha\beta}''$)) — стехиометрические коэффициенты компонента α в β -й прямой (обратной) реакции; $K_{p\beta}$ — константа равновесия β -й реакции; ∇ — оператор Гамильтона, $\Delta = \nabla^2$; Re, Pr, Sm — числа Рейнольдса, Прандтля, Шмидта; κ — показатель адиабаты

$$\bar{c}_\alpha = c_\alpha / M_\alpha, \quad \bar{J}_\alpha = J_\alpha / M_\alpha$$

M_α — молекулярный вес компонента α .

При обезразмеривании в качестве характерных величин были выбраны x_1 , $u_1 = V_{x1}$, ρ_1 , T_1 , μ_1 , λ_1 , c_{p1} , $p_1 = \rho_1 R T_1$, $D_{\alpha\beta 1}$, равные значениям соответствующих величин на линии симметрии в начальном сечении канала (R — универсальная газовая постоянная, x_1 — абсцисса начального сечения, V_x — составляющая вектора скорости вдоль оси x).

Зависимости $K_{p\beta}(T)$, $h_\alpha(T)$, $c_{p\alpha}(T)$, $\mu(T)$, $\lambda(T)$, $D_{\alpha\beta}(p, T)$ замыкают систему уравнений (1.1) — (1.7).

В случае течения однородного химически не реагирующего газа соответствующая система уравнений может быть получена из (1.1) — (1.3), (1.7), если в последних положить

$$\sum_{\alpha=1}^m c_\alpha h_\alpha = h, \quad J_\alpha = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^m \bar{c}_\alpha = 1$$

2. Существенным моментом в постановке рассматриваемой задачи взаимодействия двух газовых потоков является формулировка граничных условий на концах рассматриваемого участка сопла и на срезе вдува.

Рассмотрим случай взаимодействия двух однородных химически не реагирующих газовых потоков. Следуя [1], в качестве условий на входе в сопло (сечение ab) будем использовать точное решение [9,10]

$$(2.1) \quad u = u^*(z), \quad v = v^*(z), \quad T = T^*(z), \quad p = p^*(z)$$

($z = y / x_1$; u, v — составляющие вектора скорости вдоль осей x и y), отвечающее течению вязкого сжимаемого газа в плоском сопле без тепло- и массоподвода при заданных значениях полуугла раствора сопла, чисел M и Re.

На выходе из рассматриваемого участка сопла (сечение $a_1 b_1$) можно задать условия автомодельности течения

$$(2.2) \quad \partial u / \partial r = \partial T / \partial r = v = 0$$

где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$.

Условия (2.2), как показали численные расчеты [1], оказываются весьма «жесткими» с вычислительной точки зрения, поскольку приводят к необходимости увеличивать длину рассматриваемого участка сопла с ростом Re. В предлагаемой постановке задачи вместо (2.2) используются более «мягкие» условия экстраполяционного типа

$$(2.3) \quad \partial^3 u / \partial x^3 = \partial^3 T / \partial x^3 = \partial^3 v / \partial x^3 = 0$$

На стенках сопла (за исключением среза вдува) задаются условия прилипания и непротекания

$$(2.4) \quad u = v = 0$$

и условие отсутствия теплообмена через стенки

$$(2.5) \quad \partial T / \partial n = 0$$

(n — нормаль к стенке сопла).

При формулировке граничных условий на срезе вдува (сечение dd_1) будем предполагать, что течение вдуваемой струи до среза вдува включительно адиабатическое и описывается одномерными уравнениями газовой динамики невязкого совершенного газа. Тогда параметры струи на срезе вдува удовлетворяют соотношениям

$$(2.6) \quad \begin{aligned} M_S^2 &= M^2 v_S^2 / T_S \\ T_S^* &= \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_S^2\right) T_S \\ p_S^* &= \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_S^2\right)^{\kappa/(\kappa-1)} p_S \\ p_S &= \rho_S R T_S \end{aligned}$$

Индекс S соответствует параметрам струи на срезе вдува; p_S^* , T_S^* — давление и температура торможения струи; M — характерное число Маха основного потока. Полагая, что составляющая скорости u основного потока на срезе вдува равна нулю, получаем из стационарного уравнения неразрывности

$$(2.7) \quad (\rho v)_S = (\rho v)_0$$

(индекс 0 относится к параметрам основного потока на срезе вдува).

Соотношения (2.6), (2.7) при заданных значениях p_S^* , T_S^* позволяют определить все характеристики струи — v_S , T_S , ρ_S , т. е. необходимые граничные условия на срезе вдува, как функции параметра $(\rho v)_0$. Таким образом, в рамках предложенной модели $(\rho v)_0$ является определяющим параметром взаимодействия основного потока и вдуваемой струи. Значение этого параметра выбирается из условия выполнения уравнения сохранения количества движения вдоль оси y в каждой точке среза вдува. При этом предполагается, что в окрестности среза вдува можно пренебречь влиянием вязких сил.

3. При постановке граничных условий в случае взаимодействия двух химически реагирующих газовых потоков будем исходить из модели взаимодействия не реагирующих однородных газовых потоков.

На входе в сопло задаются профили $u^*(z)$, $T^*(z)$, $\rho^*(z)$, $c_\alpha^*(z)$, отвечающие точному решению [2] для фиксированных значений угла раствора сопла, чисел M и Re , концентраций химических элементов и температуры на линии симметрии в начальном сечении. Условия (2.4) переносятся на рассматриваемый случай без изменения.

В случае некаталитичных, теплоизолированных стенок сопла можно написать условия

$$\partial T / \partial n = \partial c_\alpha / \partial n = 0, \quad \alpha = 1, 2, \dots, m$$

На выходе из сопла к условиям (2.2) или (2.3) следует добавить условия для концентраций

$$\partial c_\alpha / \partial r = 0, \quad \alpha = 1, 2, \dots, m$$

или

$$\partial^3 c_\alpha / \partial x^3 = 0, \quad \alpha = 1, 2, \dots, m$$

Для получения условий на срезе вдува, как и раньше, полагаем, что вдув осуществляется по нормали к плоскости симметрии сопла, и течение вдуваемой равновесной газовой смеси из бесконечности до среза вдува изэнтропическое и описывается одномерными уравнениями газовой динамики невязкого, совершенного газа с учетом равновесных химических

реакций. Последние можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 (3.1) \quad & \sum_{\alpha=1}^m c_{\alpha q} h_{\alpha q} + \frac{v_q^2}{2} = \sum_{\alpha=1}^m c_{\alpha q_0} h_{\alpha q_0} \\
 & (\rho v)_q = (\rho v)_0 \\
 & s_q = \sum_{\alpha=1}^m \frac{1}{M_\alpha} \left[s_{\alpha q} - R \lg \left(\bar{c}_{\alpha q} / \sum_{\alpha=1}^m \bar{c}_{\alpha q} \right) \right] = s_{q_0} \\
 & p_q = \rho_q R T_q \sum_{\alpha=1}^m \bar{c}_{\alpha q} \\
 & \sum_{\alpha=1}^m n_{\beta \alpha} \bar{c}_{\alpha q} = \sum_{\alpha=1}^m n_{\beta \alpha} \bar{c}_{\alpha q_0}, \quad \beta = 1, 2, \dots, v-1 \\
 & \sum_{\alpha=1}^m c_{\alpha q} = 1 \\
 & K_{p\beta} = p_q^a \prod_{\alpha=1}^m \bar{c}_{\alpha q}^b \\
 & b = v_{\alpha\beta}'' - v_{\alpha\beta}', \quad a = \sum_{\alpha=1}^m b
 \end{aligned}$$

($s_{\alpha q}$ — энтропия компонента α при $p = 1$ атм, индекс q соответствует параметрам струи на срезе вдува, индекс q_0 — параметрам заторможенной струи, индекс 0 — параметрам основного потока на срезе вдува).

Система уравнений (3.1) при заданных значениях параметров заторможенной струи является однопараметрической. Ее решение, т. е. значения $v_q, \rho_q, T_q, p_q, c_{\alpha q}$ ($\alpha = 1, 2, \dots, m$), единственным образом определяется, если известен расход струи $(\rho v)_0$. Последний, как и в п. 2, находится из уравнения сохранения количества движения (1.2) в проекции на нормаль к плоскости симметрии сопла.

4. Для численного решения поставленной задачи использовался явный метод установления [11] с некоторыми модификациями [12, 13], позволяющими уменьшить время установления и ослабить условие устойчивости, доведя его до известного условия Куранта — Фридрихса — Леви [14].

В [1] было отмечено, что разностная схема [11] теряет устойчивость в том случае, если в областях малых значений скорости потока имеет место возмущение плотности. Такой областью в рассматриваемой задаче является окрестность среза вдува. Расчеты течений с вдувом, проведенные с использованием стандартной схемы [11], подтвердили правильность этого замечания. Для обеспечения устойчивости разностной схемы в широком диапазоне изменения значений параметра $(\rho v)_0$ в разностное уравнение, аппроксимирующее уравнение неразрывности, был введен дополнительный «вязкий» член вида

$$(4.1) \quad C \left(|u_{ij}^n| \frac{\rho_{i+1j}^n - 2\rho_{ij}^n + \rho_{i-1j}^n}{h_1^2} + |v_{ij}^n| \frac{\rho_{ij+1}^n - 2\rho_{ij}^n + \rho_{ij-1}^n}{h_2^2} \right)$$

где C — константа, $\rho_{ij}^n = \rho(n\tau, ih_1, jh_2)$; $h_1 = \Delta x$, $h_2 = \Delta y$, $\tau = \Delta t$ — шаг пространственно-временной сетки.

Выбор $C = O(h^2)$ ($h = \min(h_1, h_2)$) оказался достаточным для получения монотонных профилей плотности в зоне вдува.

В результате проведенных методических расчетов было установлено, что можно вести устойчивый счет с $\tau = O(h)$, если допустить, что параметры торможения вдуваемой струи выводятся на требуемые значения по линейному закону

$$(4.2) \quad \varphi_{q0}^* = t\varphi_{q0} + (1-t)\varphi_0^*, \quad 0 \leq t \leq 1$$

где φ_{q0}^* — текущее значение параметра заторможенной струи, φ_{q0} — требуемое значение данного параметра, φ_0^* — значение соответствующего параметра основного потока в точках среза вдува при отсутствии вдува.

Если ограничиться рассмотрением эквимолекулярных реакций, то в уравнениях (1.5) $a = 0$. В этом случае для решения уравнений диффузионной части задачи (уравнения (1.3) — (1.5)) можно использовать прием [15], заключающийся в следующем. Логарифмически продифференцируем уравнения (1.5) по времени

$$(4.3) \quad \frac{d \ln \bar{K}_{n\beta}}{dT} \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{\alpha=1}^m \frac{b}{\bar{c}_\alpha} \frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial t}$$

$$\beta = 1, 2, \dots, m - v$$

Далее запишем уравнения (1.4), вводя нестационарный член и дифференцируя по времени последнее уравнение, в виде

$$(4.4) \quad \sum_{\alpha=1}^m n_{\beta\alpha} \frac{\partial \rho c_\alpha}{\partial t} = \sum_{\alpha=1}^m n_{\beta\alpha} \nabla (\rho c_\alpha \mathbf{V} + \mathbf{J}_\alpha)$$

$$\beta = 1, 2, \dots, v - 1$$

$$\sum_{\alpha=1}^m M_\alpha \frac{\partial \bar{c}_\alpha}{\partial t} = 0$$

Система уравнений (1.3) (с дополнительным нестационарным членом), (4.3), (4.4) линейна относительно производных $\partial T / \partial t$, $\partial \bar{c}_\alpha / \partial t$ ($\alpha = 1, 2, \dots, m$) и позволяет определить эти производные в каждой точке рассматриваемой области течения.

Аналогичный прием можно использовать для расчета параметров вдуваемой струи на срезе вдува. Система уравнений, полученная из (3.1) формальным дифференцированием по времени, с учетом (4.2) позволяет найти производные $\partial c_{\alpha q} / \partial t$, $\partial T_q / \partial t$, $\partial \rho_q / \partial t$, $\partial p_q / \partial t$, $\partial v_q / \partial t$ в зависимости от $\partial (\rho v)_0 / \partial t$. Последняя величина находится из нестационарного уравнения сохранения количества движения вдоль y .

Плотность на стенках сопла (за исключением среза вдува) определяется из нестационарного уравнения неразрывности, расписанного в граничных точках со вторым порядком аппроксимации по пространственным переменным. Разностные уравнения, аппроксимирующие со вторым порядком соответствующие дифференциальные условия некаталитичности и нетеплопроводности стенок сопла, позволяют определить температуру и концентрации компонентов на стенке сопла.

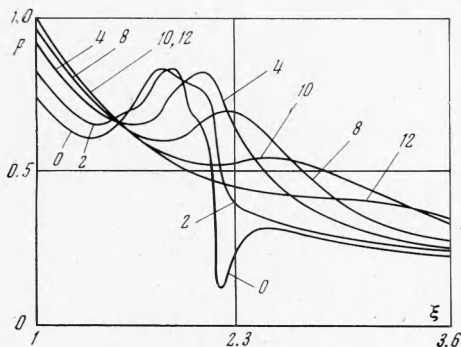
Условия (2.3) в разностном представлении имеют вид

$$f_{Nj}^{n+1} = f_{N-3j}^n - 3(f_{N-2j}^n - f_{N-1j}^n)$$

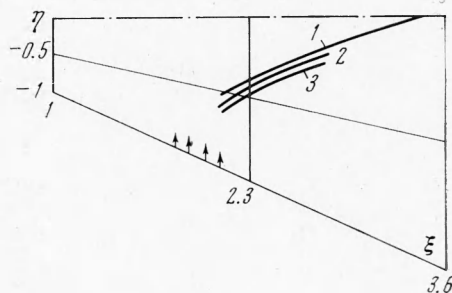
($i = N$ соответствует выходному сечению сопла).

В качестве начальных условий выбираются функции $u^*(z)$, $v^*(z)$, $T^*(z)$, $p^*(z) x^{-1}$, $c^*_\alpha(z)$, отвечающие точному решению [9, 10] (химически не реагирующие потоки) или точному решению [2] (с учетом равновесных химических реакций).

С целью проверки корректности постановки граничных условий и точности расчетов на сетке с $h_1 = h_2 = 0.1$ были выполнены контрольные расчеты для случая $M = 1.5$, $Re = 400$, $\kappa = 1.22$. При $t = 6$ максимальное отклонение параметров потока от значений, соответствующих точному решению, наблюдалось у стенок сопла и составляло 2% для плотности и 1% для остальных величин. Оценка влияния граничных условий на выходе из сопла была получена из сравнения результатов расчетов короткого

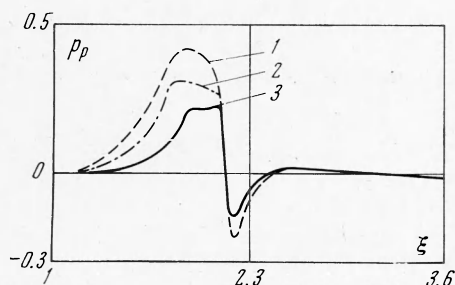


Фиг. 2

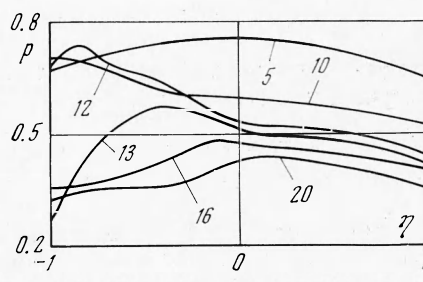


Фиг. 3

($x_N = 2.9$) и длинного ($x_N = 3.6$) сопел при $M = 2$, $Re = 100$, $p_s^* / p_l = 1.1$ (p_l — давление на линии симметрии сопла при $x = 1.9$). Вдуп производился через щель $1.9 \leq x \leq 2.1$. Начальному сечению соответствовало значение $x = 1$. Сравнение показало, что максимальное отличие параметров имеет место при $x = 2.9$ и не превышает 1% у стенок сопла и 0.5% на линии симметрии.



Фиг. 4



Фиг. 5

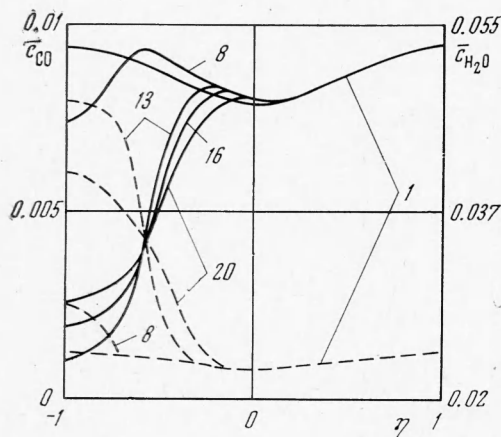
Проверка выполнения законов сохранения, проведенная для варианта, соответствующего наибольшей интенсивности вдува ($M = 3$, $Re = 135$, $p_s^* / p_l = 1.62$), показала, что ошибка не превышает 3%.

5. Некоторые результаты численных расчетов представлены на фиг. 2—7. Фиг. 2 иллюстрирует распределение давления по длине сопла в различных сечениях $y = \text{const}$ (номера кривых соответствуют сечениям $y_j = j \Delta y - y_w$, $y_w = x \tan \theta_w$) для случая $M = 3$, $Re = 135$, $p_s^* / p_l = 1.62$, $\theta_w = 24^\circ 6'$ и отсутствия химических реакций.

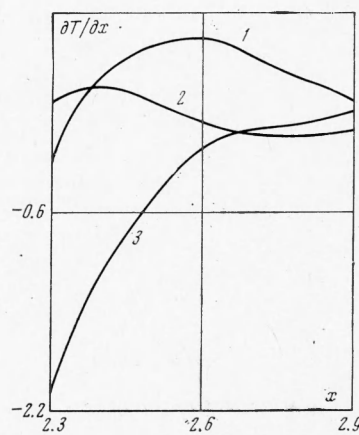
На фиг. 3 изображены положения ударных волн, возникающих при взаимодействии нереагирующих потоков, для случая $M = 3$, $Re = 135$, и различных значений параметра p_s^* / p_l . Кривая 1 соответствует $p_s^* / p_l = 1.62$, кривая 2 — $p_s^* / p_l = 1.32$, кривая 3 — $p_s^* / p_l = 1.125$.

На фиг. 4 представлены распределения параметра $p_p = p_s - p_0$ (p_s — давление на стенке сопла при вдуве химически не реагирующей струи, p_0 — та же величина в течении без вдува) для случая $M = 3$, $Re = 135$ и различных значений p_s^* / p_l . Соответствие номеров кривых и значений этого параметра то же, что и на фиг. 3.

На фиг. 5—7 представлены некоторые результаты численных расчетов взаимодействия двух потоков равновесной газовой смеси, состоящей из четырех компонентов: H_2O , H_2 , CO , CO_2 . Предполагалось, что в смеси про-

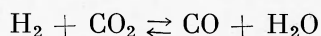


Фиг. 6



Фиг. 7

исходят равновесные химические реакции, которые описываются следующей суммарной реакцией:



константа равновесия которой связана с концентрациями реагирующих компонентов соотношением

$$K_p = (\bar{c}_1 \bar{c}_2) / (\bar{c}_3 \bar{c}_4) \\ (\bar{c}_1 = \bar{c}_{H_2O}, \bar{c}_2 = \bar{c}_{CO}, \bar{c}_3 = \bar{c}_{CO_2}, \bar{c}_4 = \bar{c}_{H_2})$$

Характерное число Шмидта на линии симметрии сопла выбиралось равным единице. Коэффициент вязкости смеси газов вычислялся по формуле [16], число Прандтля смеси — по формуле

$$Pr = c_p / (1.204c_p + 1.47)$$

Термодинамические параметры смеси находились с использованием формул [17].

На фиг. 5 изображены профили давления в различных сечениях $x = \text{const}$ (номера кривых соответствуют сечениям $x_i = i\Delta x + 1$) для случая $M = 2$, $Re = 100$, $T_s = 1700^\circ K$, $\bar{c}_4 = 0.0066$, $\bar{c}_1 = 0.0235$, $\bar{c}_2 = 0.0078$ (концентрации компонентов в начальном сечении сопла) и вдува смеси газов с большим содержанием паров воды ($c_1 = 0.9$). Параметры заторможенной струи в этом случае равны $c_0 = 0.05229$, $c_s = 0.00229$, $c_H = 0.112$ (c_0 , c_s , c_H — приведенные концентрации соответствующих химических элементов), $T_{q0} = 1.33$, $p_{q0} / p_l = 1.36$, $H_\Sigma = -13.161$ (H_Σ — энтальпия смеси).

На фиг. 6 представлены распределения концентраций $\bar{c}_2$ (сплошные линии) и $\bar{c}_1$ (штриховые линии) в различных сечениях $x = \text{const}$ (соответствие номеров кривых и сечений то же, что и на фиг. 5) при тех же значениях параметров основного потока и значениях параметров вдуваемой струи, равных $c_2 = 0.88$, $c_0 = 0.0367$, $c_c = 0.003319$, $c_H = 0.00722$, $T_{q0} = 1.33$, $p_{q0} / p_l = 1.24$, $H_\Sigma = -4.87$.

Тепловой эффект химических реакций можно проследить на фиг. 7, где приведены профили $\partial T / \partial x$ за срезом вдува. Кривая 1 соответствует случаю вдува газовой смеси с $c_2 = 0.88$, $p_{q0} / p_l = 1.24$; кривая 2 — вдуву с $c_1 = 0.9$, $p_{q0} / p_l = 1.34$; кривая 3 — вдуву с $p_S^* / p_l = 1.3$ (без химических реакций).

Видно, что вдув смеси с энтальпией, большей, чем энтальпия основного потока, вызывает дополнительный прирост температуры за счет химических реакций. При вдуве смеси с большой (по модулю) отрицательной энтальпией температура в потоке сначала падает из-за эндотермических реакций, а затем возрастает, так как ниже по потоку преобладающее влияние приобретает диссипативный эффект.

Поступила 20 XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Биркин А. П., Щенников В. В. Расчет течений вязкого газа в плоских каналах. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 3.
2. Кронрод В. А., Щенников В. В. Об одном точном решении уравнений Навье—Стокса для химически реагирующей смеси газов. ПМТФ, 1973, № 4.
3. Спейд, Зукоски. Исследование взаимодействия газовой струи, вытекающей из поперечной щели, со сверхзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1968, № 2.
4. Заккей, Калариз, Сейкелл. Экспериментальное исследование взаимодействия поперечной звуковой струи с гиперзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1971, № 4.
5. Виллинг, Орс, Лэски. Обобщенный анализ проникновения газовых струй. Ракетная техника и космонавтика, 1971, № 6.
6. Гирикович Т. А. О турбулентной струе в сносящем потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
7. Визел Я. М., Мостинский И. Л. Искривление струи в сносящем потоке. Инж.-физ. ж., 1965, т. 8, № 2.
8. Тинг Л. Распределение давления на поверхность при интенсивной инжекции перпендикулярно поверхности. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 9.
9. Биркин А. П. Об одном точном решении уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. ПММ, 1969, т. 33, вып. 1.
10. Щенников В. В. Об одном классе точных решений уравнений Навье — Стокса для случая сжимаемого теплопроводного газа. ПММ, 1969, т. 33, вып. 3.
11. Браиловская И. Ю. Разностная схема для численного решения двумерных нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. Докл. АН СССР, 1965, т. 160, № 5.
12. Браиловская И. Ю. Явные разностные методы для расчета отрывных течений вязкого сжимаемого газа. В сб. «Некоторые применения метода сеток в газовой динамике», вып. 4. М., Изд. МГУ, 1971.
13. Crocco L. A suggestion for the numerical solution of the steady Navier — Stokes equations. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 10.
14. Курант Р., Фридрикс К., Леви Г. О разностных уравнениях математической физики. Усп. матем. н., 1940, вып. 8.
15. Щенников В. В. Расчет ламинарного пограничного слоя у сублимирующей поверхности. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, вып. 5.
16. Бретинайдер С. Свойства газов и жидкостей. М.—Л., «Химия», 1966.
17. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 1, 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.