МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА № 6 • 1978

УДК 533.6.011.8:532.525.2

О ПОДОБИИ ТЕЧЕНИЙ В СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ ВЯЗКОГО ГАЗА

В. Н. ГУСЕВ, Т. В. КЛИМОВА, В. В. РЯБОВ

(Москва)

Исследуется выполнение сформулированных в [1] условий подобия течений в сильно недорасширенных струях вязкого термодинамически совершенного газа. Устанавливаются границы применимости этих условий на основании точных решений одномерных уравнений Навье – Стокса и экспериментальных исследований.

1. Рассмотрим сильно недорасширенные струи вязкого термодинамически совершенного газа, истекающие из произвольных сопл в покоящуюся среду. Необходимые условия подобия таких течений были сформулированы в [1] на основании теории размерности и выражаются равенствами следующих критериев подобия:

$$M_j,\ K_2=\mathrm{Re}_j\sqrt{p_\infty/p_{0j}},\ U_j\sqrt{\rho_\infty/p_\infty},\ \mu_j/\mu_\infty \tag{1.1}$$

$$M_j=U_j/\sqrt{\gamma_j R T_j},\ \mathrm{Re}_j=\rho_j U_j d_j/\mu_j,\ p_{0j}=p_j(1+0.5(\gamma_j-1)M_j^2)^{\gamma_j/(\gamma_j-1)}$$

Здесь p, ρ, T, U, μ – соответственно давление, плотность, температура, скорость и коэффициент вязкости, индекс j относится к параметрам в начальном сечении струи, индекс ∞ – к параметрам на бесконечности, d_j – характерный размер начального сечения струи.

Распределение параметров потока в начальных сечениях струй, отнесенные к соответствующим характерным величинам, предполагаются одинаковыми, а константы, определяющие физические свойства газов в струях и в окружающем пространстве, например отношение удельных теплоемкостей γ, показатель степени n в законе $\mu\sim T^n$, числа Прандтля, Шмидта и т. д., считаются входящими в число критериев подобия.

Если физические свойства газов в струях и окружающем пространстве одинаковы, система критериев подобия (1.1) сокращается до трех

$$M_j,\ K_2,\ T_{0j}/T_\infty,\ T_{0j}=T_j(1+0.5(\gamma-1)M_j^2) \tag{1.2}$$

Безразмерные зависимые и независимые переменные задачи записываются в виде

$$\bar U=U/\sqrt{\gamma_\infty R T_\infty},\ \bar p=p/p_\infty,\ \bar\rho=\rho/\rho_\infty,\ \bar T=T/T_\infty \tag{1.3}$$

$$\bar x=\frac{x}{d_j}\sqrt{\frac{p_\infty}{p_{0j}}},\quad \bar y=\frac{y}{d_j}\sqrt{\frac{p_\infty}{p_{0j}}},\quad \bar z=\frac{z}{d_j}\sqrt{\frac{p_\infty}{p_{0j}}}$$

Сформулированный выше закон подобия получен в предельном случае, когда $p_\infty/p_{0j}\to 0$. Однако при таком предельном переходе для сильно недорасширенных струй характерно появление областей, течение в которых полностью определяется заданием начальных данных в выходном сечении сопла и соответствует истечению газа в вакуум ($p_\infty=\rho_\infty=0$). Очевидно, что использование в этих областях в качестве масштабов характерных параметров окружающей среды может привести при $p_\infty/p_{0j}\to 0$ к бесконечному возрастанию или уменьшению безразмерных переменных. Физически это связано с тем, что ограниченное ударными волнами течение внутри струи становится бесконечно перерасширенным относительно внешнего давления p_∞.

При строгом подходе в этой области необходим переход к новой системе характерных параметров задачи, которыми могут стать критические значения параметров потока при $M=1$ (обозначаются далее индексом $*$). В этом случае система критериев подобия и безразмерных зависимых и независимых переменных запишется в виде

$$M_j,\ \mathrm{Re}_d=\rho_* U_* d_j/\mu_* \tag{1.4}$$
$$U'=U/U_*,\ p'=p/p_*,\ \rho'=\rho/\rho_*,\ T'=T/T_*$$
$$x'=x/d_j,\ y'=y/d_j,\ z'=z/d_j$$

С другой стороны, экспериментальные исследования (см., например, [10]) показывают, что для некоторых параметров подобие в переменных (1.3) продолжает выполняться внутри струи. В связи с этим представляет интерес установить условия, при которых переход к новым переменным в этой области становится необходимым.

2. Рассмотрим сначала выполнение сформулированных выше условий подобия на примере сферического расширения газа в затопленное пространство ($M=1$). Выбор этого течения объясняется, с одной стороны, наличием точного решения уравнений Навье — Стокса [2], а с другой — эквивалентностью течения в гиперзвуковой области струи одномерному [3].

Разделим исследуемую область рассматриваемого одномерного течения координатой r_+, в которой параметры потока экстремальны, на сверхзвуковую область $r<r_+$ и область перехода сверхзвукового течения в дозвуковое $r>r_+$. В случае идеального газа это течение будет состоять из сверхзвуковой и дозвуковой ветвей идеального источника, разделенных сферической ударной волной, положение которой определяется координатой r_+. При $p_\infty/p_{0*}\to 0$

$$\bar r_+=\frac{r_+}{r_*}\sqrt{\frac{p_\infty}{p_{0*}}}=\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1}\right)^{1/2}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/4(\gamma-1)}\left[\frac{(\gamma+1)^2}{2\gamma(\gamma-1)}\right]^{\gamma/2(\gamma-1)} \tag{2.1}$$

Для параметров потока здесь справедливы следующие соотношения: при $r<r_+$

$$U'\left(\tfrac{1}{2}(\gamma+1)-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)U'^2\right)^{1/(\gamma-1)}=r'^{-2}, \tag{2.2}$$
$$\rho'=\left(\tfrac{1}{2}(\gamma+1)-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)U'^2\right)^{1/(\gamma-1)}$$
$$T'=\left(\tfrac{1}{2}(\gamma+1)-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)U'^2\right),$$
$$p'=\left(\tfrac{1}{2}(\gamma+1)-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)U'^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

при $r>r_+$

$$\left(\tfrac{1}{2}(\gamma+1)\right)^{\frac{1}{2}(\gamma+1)/(\gamma-1)}\bar U\left(1-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)\bar U^2\right)^{1/(\gamma-1)}=\bar r^{-2}, \tag{2.3}$$
$$\bar\rho=\left(1-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)\bar U^2\right)^{1/(\gamma-1)}$$
$$\bar T=\left(1-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)\bar U^2\right),\ \bar p=\left(1-\tfrac{1}{2}(\gamma-1)\bar U^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}$$

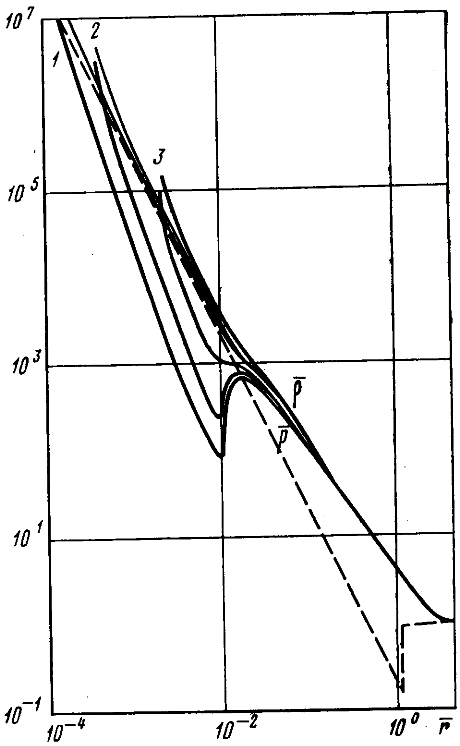
В соответствии с выбранными двумя системами характерных параметров первые соотношения записаны в переменных (1.4), в которых $r'=r/r_*$, последние — в переменных (1.3), в которых $\bar r=rr_*^{-1}\sqrt{p_\infty/p_{0*}}$. При $p_{0*}\gg p_\infty$ координата $r_+\gg r_*$ и в гиперзвуковой области течения из соотношений (2.2) следуют асимптотические выражения

$$
\begin{aligned}
&U'=\sqrt{(\gamma+1)/(\gamma-1)}+\ldots,\quad \rho'=\sqrt{(\gamma+1)/(\gamma-1)}\,r'^{-2}+\ldots\\
(2.4)\qquad &T'=((\gamma-1)/(\gamma+1))^{1/2(\gamma-1)}r'^{-2(\gamma-1)}+\ldots\\
&p'=((\gamma-1)/(\gamma+1))^{1/2\gamma}r'^{-2\gamma}+\ldots
\end{aligned}
$$

Переходя в (2.4) к переменным (1.3), получим

$$
\begin{aligned}
&\bar U=\sqrt{2/(\gamma-1)}+\ldots,\quad \bar\rho=(2/(\gamma+1))^{1/(\gamma-1)}\sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)}\,\bar r^{-2}+\ldots\\
(2.5)\qquad &\bar T=\frac{2}{(\gamma+1)}((\gamma-1)/(\gamma+1))^{1/2(\gamma-1)}(p_\infty/p_{0*})^{(\gamma-1)}\bar r^{-2(\gamma-1)}+\ldots\\
&\bar p=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}((\gamma-1)/(\gamma+1))^{1/2\gamma}(p_\infty/p_{0*})^{(\gamma-1)}\bar r^{-2\gamma}+\ldots
\end{aligned}
$$

Из (2.5) следует, что при $p_\infty/p_{0*}\to 0$ давление и температура в гиперзвуковой области течения пренебрежимо малы по сравнению с их значениями на бесконечности. Следовательно, как уже отмечалось выше, их представление в этой области необходимо приводить в переменных (1.4). Для скорости и плотности такое разделение в гиперзвуковом приближении не нужно (см. соотношения (2.3) и (2.5)). При $\gamma=1.4$ распределение этих параметров в переменных (1.3) дано на фиг. 1, 2 штриховыми линиями ($K_2=\infty$).



Фиг. 1

Аналогичная картина течения сохраняется и при наличии вязкости. При $r<r_+$ течение продолжает не зависеть от условий на бесконечности и при относительно больших значениях числа Рейнольдса остается близким к идеальному. Это подтверждается результатами численных расчетов [4], а также следует из асимптотического решения, справедливого в гиперзвуковой области течения [5].

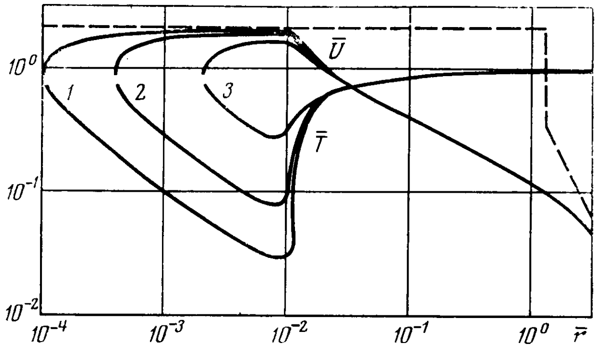
Выполнение условий подобия при $r>r_+$ иллюстрируется фиг. 1, 2, на которых представлены результаты численных расчетов при $K_2=0.061$, $\gamma_*=\gamma_\infty=1.4$, $T_{0*}/T_\infty=1$, $n_*=n_\infty=1$. Кривые *1*–*3* на этих фигурах соответствуют $\mathrm{Re}_*=\rho_*U_*r_*/\mu_*=565$, 157, 30. Несмотря на то что приведенные данные были получены при конечных значениях перепада давления p_∞/p_{0*}, подобие в переменных (1.3) в дозвуковой области течения выполняется достаточно хорошо. Соответствующие асимптотические решения в этой области при $p_\infty/p_{0*}\to 0$ даны в [5] при $T_{0*}/T_\infty=1$ и в [4] при $T_{0*}/T_\infty\neq 1$.

В сверхзвуковой области течения приведенные на фиг. 1, 2 зависимости расслаиваются. Однако при $p_\infty/p_{0*}\to 0$, так же как и в случае идеального газа, давление и температура в гиперзвуковой области течения уменьшаются, стремясь к нулю. Для них необходим переход к критериям (1.4).

В то же время для скорости и плотности такое разделение в этой области не нужно. С погрешностью Re_*^{λ}, $\lambda=2(\gamma-1)\omega$, $\omega=[2\gamma-1-2n(\gamma-1)]^{-1}$ они представимы в переменных (1.3) во всем поле течения, исключая окрестность критического сечения источника.

По мере увеличения перепада давления p_∞/p_{0*} сверхзвуковая область течения уменьшается, скорость в ней становится меньше своего предельного значения (см. фиг. 2), и здесь уже необходим переход к критериям (1.4) для всех параметров потока.

Следует отметить, что рассмотренный выше при столь малом значении параметра подобия K_2 режим течения относится к такому уровню разрежения, при котором в течении исчезают многие газодинамические призна-



Фиг. 2

ки сплошной среды. Об этом, например, свидетельствует монотонное изменение плотности газа. Существование этого режима подтверждается результатами измерения плотности в сильно недорасширенных струях [6].

3. Как уже отмечалось, проведенное выше исследование одномерного расширения вязкого газа может быть использовано при анализе течения в гиперзвуковой области сильно недорасширенной струи. Взаимная эквивалентность этих течений в изэнтропическом случае была показана в [3]. Строгое ее доказательство при наличии вязкости приведено ниже.

Рассмотрим стационарное истечение сильно недорасширенной струи из осесимметричного сопла. Для невязкого газа уравнения Эйлера допускают следующее асимптотическое решение:

$$u'=u_0+u_1\left[\frac{r_*'(\varphi)}{r'}\right]^{2(\gamma-1)}+\ldots,$$

$$v'=v_1\left[\frac{r_*'(\varphi)}{r'}\right]^{2(\gamma-1)}\frac{d\ln r_*'(\varphi)}{d\varphi}+\ldots \tag{3.1}$$

$$\rho'=\frac{1}{u_0}\left[\frac{r_*'(\varphi)}{r'}\right]^{2}+\ldots,\quad T'=\theta_1\left[\frac{r_*'(\varphi)}{r'}\right]^{2(\gamma-1)}+\ldots,$$

$$p'=\frac{\theta_1}{u_0}\left[\frac{r_*'(\varphi)}{r'}\right]^{2\gamma}+\ldots$$

$$u_0=\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}},\quad u_1=-\frac{\theta_1}{\sqrt{\gamma^2-1}},\quad v_1=-\frac{2\theta_1}{[1-2(\gamma-1)]u_0}$$

$$\theta_1=\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{1/2(\gamma-1)}$$

Здесь u, v — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты скорости, $r'=r/r_j$, r_j — радиус выходного сечения сопла, $r_*'(\varphi)=r_*(\varphi)/r_j$ — некоторая произвольная функция от φ, зависимые переменные обезразмерены относительно своих критических значений при $M=1$.

Из сравнения выражений (2.4) и (3.1) в соответствии с результатами работы [3] следует, что изэнтропическое течение в струе на больших расстояниях от выходного сечения сопла асимптотически стремится вдоль каждого луча $\varphi=\mathrm{const}$ к течению от некоторого источника с переменной от луча к лучу интенсивностью. Чтобы получить зависимость радиуса критического сечения эквивалентного источника $r_*(\varphi)$ от угла φ, полученное решение необходимо срастить с решением при малых r. Обычно для этой цели используют результаты численных расчетов методом характеристик.

На расстояниях $r'=O(\mathrm{Re}^{\omega})$ в течении от источника существенными становятся диссипативные процессы, и асимптотические разложения (3.1) в этой области теряют силу. Для нахождения решения здесь воспользуемся уравнениями Навье — Стокса в сферической системе координат с началом в выходном сечении сопла и перейдем в них к новым зависимым и независимым переменным

$$W=\frac{-u_0+u'}{\alpha^{\lambda}},\quad V=\frac{v'}{\alpha^{\lambda}},\quad \Theta=\frac{T'}{\alpha^{\lambda}},\quad X=\frac{r_*'(0)}{r'\alpha^{\omega}}$$

$$\left(\alpha=\frac{4}{3\,\mathrm{Re}\,r_*'(0)},\quad \mathrm{Re}=\frac{\rho_* U_* r_j}{\mu_*}\right)$$

После замены и перехода к $\alpha\to 0$ получим

$$r^{\circ 2}\frac{\partial W}{\partial X}+nu_0\frac{\Theta^{(n-1)}}{X}\frac{\partial\Theta}{\partial X}-2\frac{u_0\Theta^n}{X^2}=-\frac{r^{\circ 2}}{\gamma u_0}\left(\frac{\partial\Theta}{\partial X}+\frac{2}{X}\Theta\right)$$

$$r^{\circ 2}\frac{\partial\Theta}{\partial X}+u_0(\gamma-1)\left(r^{\circ 2}\frac{\partial W}{\partial X}+\frac{nu_0}{X}\Theta^{(n-1)}\frac{\partial\Theta}{\partial X}-\frac{u_0}{X^2}\Theta^n\right)=0 \tag{3.2}$$

$$r^{\circ 2}\left(\frac{\partial V}{\partial X}-\frac{V}{X}\right)-\frac{1}{\gamma u_0 X}\frac{\partial}{\partial\varphi}(r^{\circ 2}\Theta)+\frac{nu_0}{2}\frac{\Theta^{n-1}}{X^2}\frac{\partial\Theta}{\partial\varphi}=0$$

Здесь $r^{\circ}=r_*(\varphi)/r_*(0)$.

Интегрирование первых двух уравнений системы (3.2) дает при $n\neq 1$

$$W=-\frac{\Theta}{u_0(\gamma-1)}-\frac{u_0\Theta^n}{r^{\circ 2}X}$$

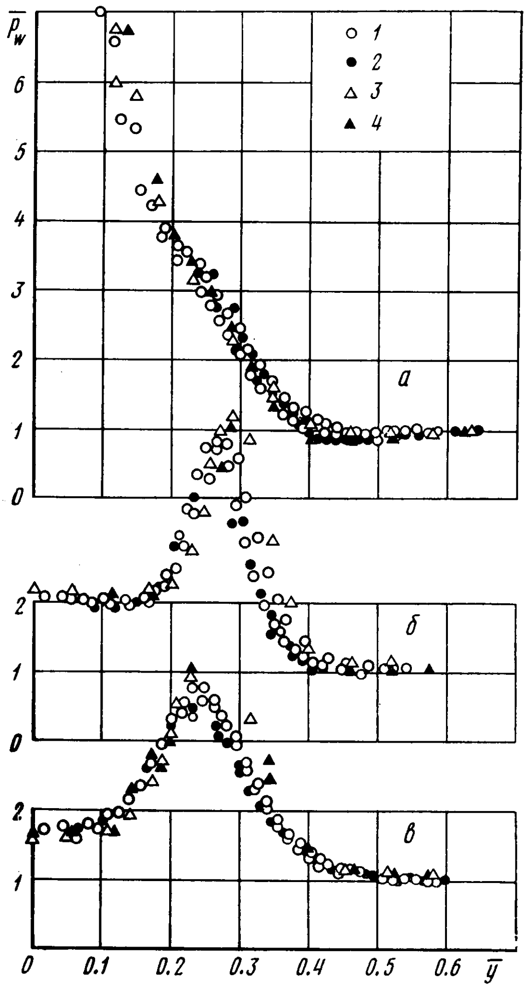
$$\Theta=\left[\frac{\gamma(\gamma+1)(1-n)\omega}{r^{\circ 2}X}+\theta_1^{1-n}(r^{\circ}X)^{2(\gamma-1)(1-n)}\right]^{1/(1-n)}$$

При $\varphi=0$ это решение совпадает с решением [5]. Следовательно, с принятой здесь точностью вязкое течение вдоль оси осесимметричной струи на больших расстояниях от выходного сечения сопла асимптотически стремится к одномерному от сферического источника. Для распределения параметров здесь будут справедливы следующие из одномерного решения соотношения

$$U'=u_0+R^{-\lambda}W,\ \rho'=R^{-2\omega}X^2/(u_0+R^{-\lambda}W)$$
$$T'=R^{-\lambda}\Theta,\ p'=R^{-2\omega-\lambda}\theta X^2/(u_0+R^{-\lambda}W)$$
$$X=R^{\omega}r_*'(0)/r',\ R=\tfrac{3}{4}r_*'(0)\,\mathrm{Re}$$

В этих соотношениях для $r_*'(0)$ существуют многочисленные приближенные зависимости, содержащие M_j и γ. Соотношения записаны в переменных (1.4). Однако при $|WR^{-\lambda}|\ll u_0$, так же как и в случае идеального газа, для скорости и плотности остаются справедливыми соотношения (2.4) и для переменных с принятой точностью возможен переход к переменным (1.3).

Соответствующий анализ влияния вязкости на течение газа вблизи оси струи, основанный на одномерной аналогии, был дан в [7]. Там же было отмечено достаточно хорошее согласие некоторых экспериментальных данных с законом подобия [1], например, для координаты r_+, в которой экстремальна плотность, и для самой плотности ρ_+.



Фиг. 3

Более подробную экспериментальную проверку подобия можно найти в работах [8–10], в которых при обработке экспериментальных данных с точностью до обозначений также использовался критерий подобия K_2. Из этих исследований также следует, что при умеренно малых значениях перепада давления p_∞/p_{0j} для плотности ρ и скоростного напора p_0', который в гиперзвуковой области струи пропорционален ρU^2, подобие в переменных (1.3) сохраняется во всем поле течения, исключая окрестность выходного сечения звукового сопла.

4. В заключение рассмотрим взаимодействие сильно недорасширенных струй с телами. Здесь также приходится различать два случая. Когда внешнее давление p_∞ оказывает заметное влияние на возмущенное около тела течение, условия подобия будут выполнены при равенстве помимо критериев (1.1) параметров [1]

$$K_1=Ld_j^{-1}\sqrt{p_\infty/p_{0j}},\quad T_w/T_{0j}$$

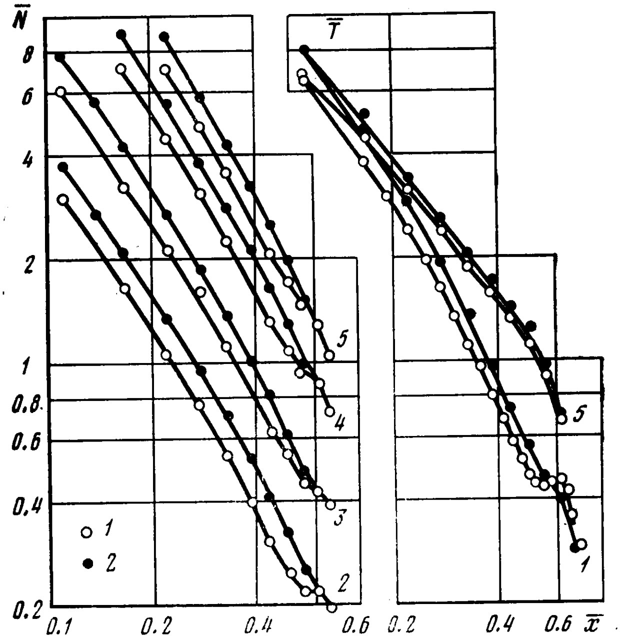
где L — характерный размер обтекаемого тела, а T_w — его температура.

В этом случае в подобных точках обтекаемого тела ($\bar{x}$=const, $\bar{y}$=const, $\bar{z}$=const) значения чисел Маха и Рейнольдса будут одинаковыми.

Выполнение этих условий подобия было проверено экспериментально. В качестве моделей использовались пластины, поперечное сечение которых было выполнено в виде прямого угла со стороной L, а продольный размер был больше максимального поперечного размера струи. Исследования проводились в сильно недорасширенных струях воздуха ($\gamma_j=1.4$), истекающих из звуковых сопл ($M_j=1$). В экспериментах измерялось распределение давления по поверхности пластины.

Результаты этих исследований приведены на фиг. 3 при $K_1=0.115$ и $K_2=94$. На ней дано распределение давления $\bar{p}_w=p_w/p_\infty$ на поверхности пластины в зависимости от $\bar{y}$ в трех сечениях струи $\bar{x}=0.29$, 0.58, 0.86 (данные *а*, *б*, *в*). Экспериментальные точки на этой фигуре соответствуют следующим значениям параметров: *1* – $p_{0j}=440$ *мм* рт.ст., $p_\infty=0.027$ *мм* рт.ст., $L=40$ *мм*, $d_j=1.89$ *мм*, $T_{0j}=295°$ K; *2* – $p_{0j}=220$ *мм* рт.ст., $p_\infty=0.027$ *мм* рт.ст., $L=20$ *мм*, $d_j=1.89$ *мм*, $T_{0j}=295°$ K; *3* – $p_{0j}=31$ *мм* рт.ст., $p_\infty=0.104$ *мм* рт.ст., $L=20$ *мм*, $d_j=10.1$ *мм*, $T_{0j}=900°$ K; *4* – $p_{0j}=59.4$ *мм* рт.ст., $p_\infty=0.104$ *мм* рт.ст., $L=20$ *мм*, $d_j=7.3$ *мм*, $T_{0j}=900°$ K.

Эксперимент охватывает широкий диапазон изменения параметров p_{0j}, p_∞, T_{0j}, L, d_j и подтверждает справедливость закона подобия [1]. Измерен-



Фиг. 4

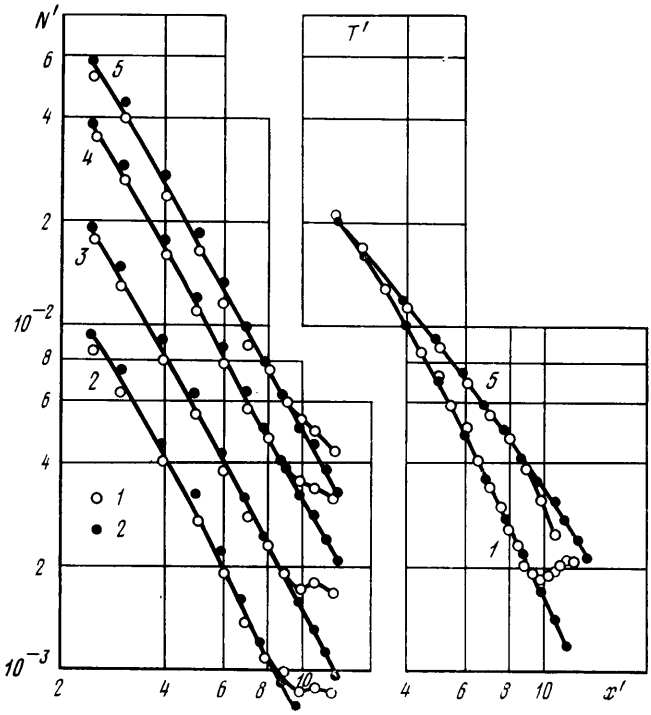
ное давление на пластине представляется здесь единым образом в переменных (1.3), так как его величина в гиперзвуковой области струи пропорциональна скоростному напору ρU^2, подобие для которого в этих переменных сохраняется во всем поле течения, исключая окрестность выходного сечения сопла.

В общем случае такое представление результатов будет возможно всегда в режиме гиперзвуковой стабилизации для тех областей струи, в которых $M\to\infty$. Течение около обтекаемого тела в этом случае зависит только от плотности и скорости в невозмущенном потоке, т. е. от тех переменных, для которых подобие в переменных (1.3) сохраняется во всем поле течения струи.

При нарушении принципа независимости течения от числа Маха, например, при достаточно малых углах τ между вектором скорости и поверхностью обтекаемого тела подобие в переменных (1.3) в гиперзвуковой области струи при конечных значениях перепада давления p_∞/p_{0j} будет нарушаться и тем больше, чем меньше будет становиться гиперзвуковой параметр подобия $M\tau$.

На фиг. 4 это иллюстрируется на примере обтекания прямоугольной пластины с характерным размером L и относительной толщиной $t/L=0.05$.

На ней при значениях угла атаки α=0, 5, 10, 20, 30° (кривые *1–5* соответственно) в переменных (1.3) представлено изменение действующих на пластину тангенциальной $\bar{T}=T/p_\infty L^2$ и нормальной $\bar{N}=N/p_\infty L^2$ сил в зависимости от $\bar{x}$ вдоль оси сильно недорасширенной струи воздуха (γ_j=1.4), истекающей из звукового сопла (M_j=1). Исследования проводились при K_1=0.055, K_2=90, T_w/T_{0j}=1, экспериментальные точки на фигуре соответствуют следующим значениям параметров: *1* – p_{0j}=440 *мм* рт. ст., p_∞=0.012 *мм* рт. ст., L=20 *мм*, d_j=1.89 *мм*, T_{0j}=295° K; *2* – p_{0j}=27 *мм* рт. ст., p_∞=0.024 *мм* рт. ст., L=10 *мм*, d_j=5.4 *мм*, T_{0j}=295° K. Отчетливо видна



Фиг. 5

разница в приведенных зависимостях при $\bar{x}<\bar{x}_+$, увеличивающаяся по мере уменьшения угла атаки.

В этом случае при взаимодействии гиперзвуковой области струи с телами система критериев подобия и безразмерных зависимых и независимых переменных должна быть записана в виде (1.4) и дополнена параметрами L/d_j и T_w/T_{0j}.

Результаты соответствующих экспериментальных исследований приведены на фиг. 5. На ней, так же как и в предыдущем случае, при тех же значениях угла атаки α, но уже в переменных (1.4) (Re_j=1044, L/d_j=1, T_w/T_{0j}=1) представлено изменение действующих на прямоугольную пластину тангенциальной $T'=T/p_{0j}L^2$ и нормальной $N'=N/p_{0j}L^2$ сил в зависимости от x' вдоль оси сильно недорасширенной струи воздуха (γ_j=1.4), истекающей из звукового сопла (M_j=1). Экспериментальные точки на фигуре соответствуют следующим значениям параметров: *1* – p_{0j}=2.59 *мм* рт. ст., p_∞=0.007 *мм* рт. ст., d_j=20 *мм*, T_{0j}=295° K; *2* – p_{0j}=5.2 *мм* рт. ст., p_∞=0.007 *мм* рт. ст., d_j=10 *мм*, T_{0j}=295° K.

Соблюдение подобия в этих переменных в гиперзвуковой области струи очевидно.

Следует обратить внимание на то, что при уменьшении температурного фактора T_w/T_{0j} от 1 до 0.5 (фиг. 3) критериальные зависимости, построенные в параметрах подобия, в пределах точности эксперимента изменяются слабо. Это не противоречит установленному ранее выводу (см., например, [11]) о незначительном влиянии температурного фактора на аэродинамические характеристики тел при их обтекании потоком разреженного газа в режиме гиперзвуковой стабилизации.

Поступила 14 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гусев В. Н., Михайлов В. В.* О подобии течений с расширяющимися струями. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.
2. *Gusev V. N., Zhbakova A. V.* The flow of a viscous heat-conducting compressible fluid into a constant pressure medium. Rarefied Gas Dynam., vol. 1. New York — London, Acad. Press., 1969.
3. *Ладыженский М. Д.* Анализ уравнений гиперзвуковых течений и решение задачи Коши. ПММ, 1962, т. 26, вып. 2.
4. *Гусев В. Н., Жбакова А. В.* Особенности сферического расширения вязкого газа в затопленное пространство. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 4.
5. *Freeman N. C., Kumar S.* On the solution of the Navier — Stokes equations for a spherically symmetric expanding flow. J. Fluid Mech., 1972, vol. 56, pt 3.
6. *Muntz E. P., Hamel B. B., Maguire B. L.* Some characteristics of exhaust plume rarefaction. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 9.
7. *Гусев В. Н.* О влиянии вязкости в струйных течениях. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 6.
8. *Авдуевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я.* Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
9. *Авдуевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я.* Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи. Докл. АН СССР, 1971, т. 197, № 1.
10. *Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г.* Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления. ПМТФ, 1973, № 2.
11. *Гусев В. Н., Ерофеев А. И., Климова Т. В., Перепухов В. А., Рябов В. В., Толстых А. И.* Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1855.