

ω_1	1.0	1.2	4.0	5.0	10.0	10 000
R_*	21600	507	192	190	208	310
α_*	0.10400	0.14000	0.20000	0.20000	0.20000	0.18000
C_{T*}	0.27757	0.34413	0.41360	0.41443	0.41558	0.39564

Проведенные исследования показывают, что расслаивающийся пограничный слой в основном менее устойчив к возмущениям типа плоских волн, чем обычный пограничный слой. Однако существует область параметров, где устойчивость двухслойного пограничного слоя к таким возмущениям значительно возрастает, и это позволяет надеяться, что введение в пограничный слой жидкости, отличающейся своими свойствами от свойств жидкости в основном потоке, позволит увеличить устойчивость ламинарного пограничного слоя.

Авторы благодарят Н. Н. Яненко и Б. Г. Кузнецова за полезное обсуждение работы.

Поступила 25 VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yih Chia-shun*. Stability due to viscosity stratification. J. Fluid Mech., 1967, vol. 27, pt. 2.
2. *Колобов В. П.* Расчет двухслойного пограничного слоя. Тр. Всесоюзного семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск, «Наука», 1969.
3. *Колобов В. П., Слепцов А. Г.* Новый метод построения разностных схем для обыкновенных дифференциальных уравнений и его применение к решению задачи гидродинамической устойчивости. В сб. «Численные методы механики сплошной среды», т. 3, № 1. Новосибирск, СО АН СССР, 1972.

УДК 533.6.011-1

ИЗЭНТРОПИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ ТОРМОЖЕНИЯ

Л. М. ДАВЫДОВ, В. М. ЖИРАВОВ

(Москва)

Расчеты газодинамических параметров воздуха с использованием различных уравнений состояния для реального газа в одномерной постановке проводились в [1-3]. Результаты этих работ имеют ограниченный характер, поскольку уравнение состояния реального газа, входящее в систему исходных уравнений, справедливо для достаточно узкого интервала полных давлений и температур. В работах [4, 5] предложено полуэмпирическое уравнение состояния, которое было использовано в [6, 7] для исследования изэнтропического расширения воздуха и азота. В данной работе предложен метод расчета параметров воздуха при его изэнтропическом расширении от высоких давлений торможения с использованием полуэмпирического уравнения состояния, предложенного в [8]. Проведены расчеты течений для воздуха при давлениях торможения $p_0 = 10-900$ бар и температурах торможения $T_0 = 220-450^\circ$ К в диапазоне чисел Маха $M = 0-6$. В указанном широком диапазоне параметров торможения, где велико влияние сил Ван-дер-Ваальса, расчетами показано значительное изменение безразмерных газодинамических параметров воздуха в зависимости от абсолютных значений давления и температуры торможения. Экспериментальные данные подтверждают правильность результатов расчетов.

1. Для описания состояния реального газа воспользуемся полуэмпирическим уравнением, предложенным в работе [8], которое основано на вириальной форме уравнения состояния и имеет следующий вид:

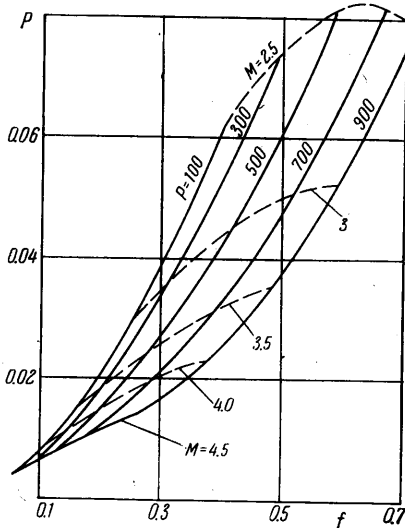
$$(1.1) \quad \frac{p}{\rho RT_*} = \alpha_0 + \alpha_1 \tau + \beta \psi + \gamma \varphi \quad \left(\tau = \frac{T}{T_*}, \psi = \frac{1}{\tau}, \varphi = \frac{1}{\tau^2} \right)$$

где T_* — температура газа в критической точке; p и ρ — давление и плотность соответственно. Коэффициенты $\alpha_0, \alpha_1, \beta, \gamma$ можно аппроксимировать для воздуха полиномами восьмой степени [8].

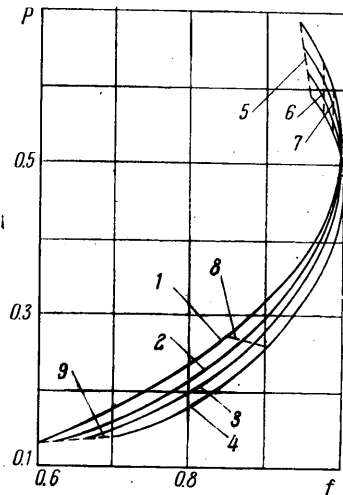
Для расчета изэнтропического расширения использовались уравнение состояния (1.1) и уравнения сохранения массы, энергии и энтропии

$$(1.2) \quad \rho w F = \text{const}, \quad h_0 = h(\omega, T) + \frac{w^2}{2}, \quad s_0 = s(\omega, T)$$

Здесь s, h, h_0, w — соответственно энтропия, энтальпия и энтальпия торможения. скорость газа, а величина $\omega = \rho/\rho_*$ — приведенная плотность, определяемая как отношение плотности газа к его плотности в критической точке. Неизвестными величинами систем (1.1), (1.2) являются давление p , температура T , скорость w . Для вы-



Фиг. 1



Фиг. 2

числения энтальпии h , энтропии s и скорости звука были использованы известные соотношения, связывающие термодинамические функции неидеального газа с уравнением состояния.

Изложим схему счета. Первоначально задаем давление и температуру торможения и определяем s_0 и h_0 в ресивере. Для расчета параметров в некотором сечении струйки тока задаемся приведенной плотностью ω . Из последнего уравнения (1.2) находим температуру T . Подставляя ω и T в уравнение (1.1), находим давление p . Из уравнения энергии (1.2) находим скорость w . Вычислив скорость звука a , находим число Маха $M = w/a$. Из уравнения неразрывности (1.2) находим площадь струйки тока.

Следует отметить, что расчеты параметров изэнтропического расширения азота, кислорода, аргона проводятся так же, как и для воздуха. Отличие состоит в том, что постоянные коэффициенты в уравнении состояния этих газов берутся для каждого случая свои по данным работы [8].

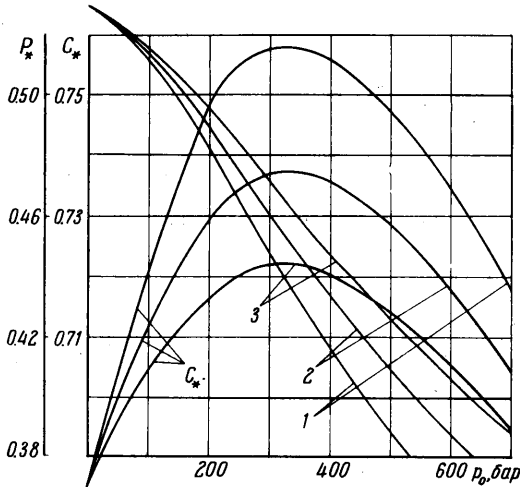
2. Расчеты параметров реального воздуха проведены в диапазонах полного давления $p_0 = 10-900 \text{ бар}$ и температур торможения $T_0 = 220-450^\circ \text{ К}$ при числах Маха $M = 0.6$. На фиг. 1 приведена зависимость отношения давлений $P = p/p_0$ от отношения площадей $j = F^*/F$ в сверхзвуковой области течения для постоянной температуры торможения $T_0 = 300^\circ \text{ К}$. Видно, что увеличение полного давления приводит к уменьшению отношения P и, следовательно, к увеличению числа Маха при фиксированной геометрии сопла. Влияние температуры торможения на параметры воздуха более слабое и состоит в том, что при увеличении T_0 состояние газа приближается к состоянию совершенного газа и отношение P при прочих равных условиях увеличивается в сверхзвуковой области течения. С увеличением числа Маха зависимость газодинамических параметров от абсолютных величин параметров торможения также уменьшается.

На фиг. 2 для $T_0=250^\circ\text{K}$ представлено отношение давлений P в зависимости от отношения площадей f для чисел Маха $M=0.75\div 2.0$. На этой фигуре кривая 1 соответствует идеальному газу, остальные соответствуют разным полным давлениям: 2 - $p_0=100\text{ бар}$; 3 - $p_0=160\text{ бар}$; 4 - $p_0=250\text{ бар}$. Линии $M=\text{const}$: 5 - $M=0.75$; 6 - $M=0.8$; 7 - $M=0.85$; 8 - $M=1.5$; 9 - $M=2.0$. Видно, что в дозвуковой области течения увеличение полного давления приводит к уменьшению числа Маха в сопле фиксированной геометрии.

На фиг. 3 представлены зависимости безразмерного приведенного расхода для единичной площади минимального сечения сопла

$$C_* = \rho_* a_* \sqrt{RT_0/p_0}$$

и отношения давления P_* в минимальном сечении сопла p_* к полному давлению p_0 от полного давления и температуры. Кривые 1-3 отличаются температурой тормо-



Фиг. 3

жения: 1 - $T_0=275$, 2 - 300, 3 - 325°K . Результаты расчетов, представленные на фиг. 3, показывают, что с изменением параметров торможения изменяется отношение давлений в минимальном сечении сопла P_* и безразмерный приведенный расход C_* для величины площади минимального сечения сопла, равного единице. Увеличение температуры торможения увеличивает отношение давлений, приближая его к значению $P_*=0.5283$ для идеального воздуха, при этом приведенный расход C_* уменьшается и стремится к значению $C_*=0.6847$ для идеального воздуха.

Рассмотрим значение коэффициента m в уравнении расхода

$$(2.1) \quad G = m(p_0, T_0) p_0 F_* T_0^{-1/2} \mu$$

Здесь F_* , μ - площадь минимального сечения и коэффициент расхода, зависящий от геометрии сопла и состояния пограничного слоя. Для реального воздуха коэффициент m определяется по формуле $m=0.5791C_*$, в которой значение C_* берется для воздуха из фиг. 3.

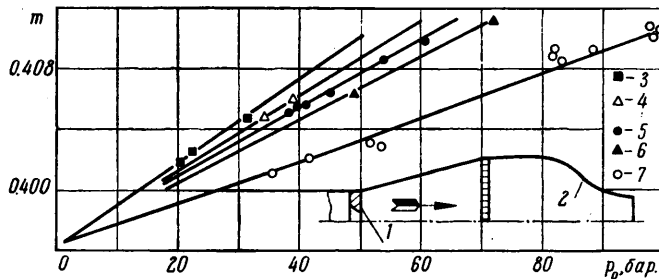
3. Сравнение результатов расчетов и экспериментов проводилось, во-первых, по коэффициенту m в уравнении расхода (2.1) в зависимости от полного давления и температуры. На фиг. 4 показана схема этого эксперимента, где воздух последовательно протекает через сопла 1 и 2, имеющие одинаковый контур в безразмерных координатах, но различный диаметр критического сечения. Перед эталонным соплом 2, имеющим относительный радиус входа $r=2r_*$, поддерживалось постоянное давление $p_2=2\text{ бар}$, чтобы создать в минимальном сечении сопла скорость, равную скорости звука.

При этом считалось, что состояние воздуха при давлении $p_2=2\text{ бар}$ и $T_2=260-265^\circ\text{K}$ соответствует идеальному газу с коэффициентом $m_2=0.3965$. Погрешность в определении m_2 при этом составляет не более 0.1%. Температура перед соплом 1 изменялась в диапазоне $T_1=267-290^\circ\text{K}$, диапазон давлений $p_1=20-100\text{ бар}$. Изменение давления p_1 при постоянном давлении p_2 достигалось установкой сменных

сопл. 1. Коэффициенты расхода μ сопел 1 и 2 считались одинаковыми, поскольку на всех режимах в минимальном сечении этих сопел имел место автомодельный турбулентный пограничный слой. Записывая уравнение неразрывности между минимальными сечениями сопел 1 и 2 и принимая величину $m_2=0.3965$, получаем выражение для коэффициента m_1 реального воздуха

$$(3.1) \quad m_1 = 0.3965 p_2 / p_1 F_2 / F_1 (1 - \Delta T / T_1)^{-1/2}$$

Здесь T_1 — температура торможения перед соплом 1, ΔT — разница температур торможения, обусловленная эффектом Джоуля — Томпсона. В проведенных экспериментах погрешность определения коэффициента m_1 не более 0.5%. Сравнение расче-



Фиг. 4

тов с экспериментами, представленное на фиг. 4, показывает их хорошее согласование. Здесь сплошные линии — расчеты изложенным выше методом для условий экспериментов. Эксперимент: 3 — $T_1=267$, 4 — 270, 5 — 273, 6 — 276, 7 — 290° К.

Второе сравнение расчетов с экспериментами проведено для случая течения реального воздуха в осесимметричном коническом сверхзвуковом сопле с полууглом $\theta=8^\circ 40'$ и отношением площадей $f=0.224$. Первичные данные авторам были представлены С. Л. Вишневецким и В. М. Ануфриевым. В ресивере и точке сверхзвуковой

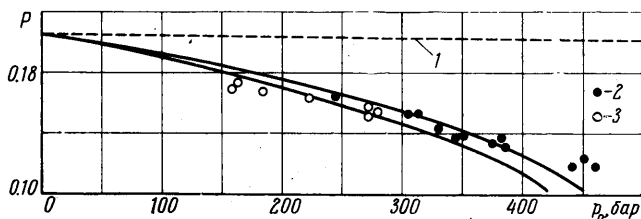
Эксперимент, №	p_0 , бар	T_0 , °К	P_e	P_c	Отличие, %
1	453	255	0.13	0.124	4.8
2	499.5	255	0.13	0.130	0
3	441	253	0.12	0.130	7.7
4	383	247	0.14	0.138	1.4
5	381	246	0.13	0.139	6.5
6	375.5	244	0.14	0.139	0.7
7	348.5	240	0.14	0.142	1.4
8	344	240	0.148	0.144	2.8
9	342	244	0.142	0.148	4
10	316	236	0.153	0.148	3.4
11	313	235	0.136	0.149	8.7
12	283.5	230	0.158	0.154	2.6
13	270.5	229	0.157	0.157	0
14	268	227	0.153	0.157	2.6

части сопла, характеризуемой отношением площадей $f=0.752$, было измерено статическое давление в диапазоне параметров торможения $p_0=270 \div 453$ бар и $T_0=227 \div 256$ ° К. Точность измерения давления оценивается в 10%.

Воздух в сопло поступал из замкнутого ресивера, в котором давление падало по мере вытекания его через исследуемое сопло. В связи с этим необходимая для сравнения результатов температура торможения определялась путем расчета адиабатического расширения реального воздуха с начальной температурой, равной температуре окружающей среды, от известного давления в ресивере до давления в данный момент времени, которое измерялось непрерывно. Так как течение в коническом сопле, вообще говоря, неоднородное, то для уточнения одномерных значений P необходимо проведение двумерного расчета течения в заданном контуре методом рабо-

ты [9]. Двумерный расчет методом [9] для идеального газа с показателем политропы расширения $\kappa=1.4$ в данной точке сопла дает величину $P=0.223$, а одномерный — $P=0.2053$. При допущении о том, что отношение величин P в двумерном и одномерном расчетах для идеального и реального газов одинаково, сделана поправка в одномерных расчетах течений реального воздуха, и эти данные сравнивались с экспериментальными значениями P в данной точке сопла.

Сравнение результатов расчетов и экспериментов дано ниже в таблице и показано на фиг. 5 в виде зависимости отношения давления P в точке конического сопла, характеризуемой отношением площадей $f=0.752$, от величины полного давления p_0



Фиг. 5

перед соплом. Здесь 1 — одномерный расчет для $\kappa=1.4$; 2 — $T_0=250^\circ\text{K}$, 3 — $T_0=230^\circ\text{K}$, P_e и P_c — давление в экспериментах и расчетах.

Сопоставляя результаты расчетов с экспериментами, следует отметить их хорошее согласование.

Авторы благодарят У. Г. Пирумова за руководство работой, С. Л. Вишневецкого и В. М. Ануфриева — за представление материалов испытаний.

Поступила 20 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsien H. S. One-dimensional flows of a gas characterised by Van der Waals equation of state. J. Math. and Phys., 1947, vol. 25, No. 4.
2. Eggers A. J. One-dimensional flows of an imperfect diatomic gas. Nat. Advis. Comm. Aeronaut. Rept, 1950, No. 959.
3. Tsien H. S. Correction on the paper. One-dimensional flows of a gas characterised by Van der Waals equation of state. J. Math. and Phys., 1947, vol. 26, No. 1.
4. Зыков Н. А., Севастьянов Р. М. Уравнение состояния плотного газа при высоких температурах. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 6.
5. Севастьянов Р. М., Зыков Н. А. Уравнение состояния плотного газа. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, № 5.
6. Зыков Н. А., Севастьянов Р. М. Материалы к расчету газодинамических установок с высокими параметрами торможения азота. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1329.
7. Зыков Н. А., Севастьянов Р. М. Таблицы термодинамических и газодинамических функций воздуха при высоких давлениях и температурах торможения от 600 до 3000° К. Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1398.
8. Вассерман А. А., Казавчинский Я. Э., Рабинович В. А. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. М., «Наука», 1966.
9. Пирумов У. Г., Росляков Г. С., Сухоруков В. П. Исследование течения в сверхзвуковых конических соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 3.