

УДК 532.517.4:533.6.011.72

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКОГО ПЕРЕПАДА ДАВЛЕНИЙ НА СКАЧКЕ УПЛОТНЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ОТРЫВЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

ТАГИРОВ Р. К.

При достаточной интенсивности взаимодействия скачка уплотнения сверхзвукового потока с пограничным слоем возникает отрыв пограничного слоя и индуцируется косою скачок, отношение давлений на котором принято называть критическим перепадом давлений $p_k = p_2/p_1$. Впервые такое взаимодействие скачка с пограничным слоем было экспериментально исследовано в [1]. В результате был сделан вывод о том, что p_k практически не зависит от конкретного вида возмущения, а определяется лишь местными параметрами потока. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по определению p_k (см., например, [2-4]) и получены различные эмпирические зависимости $p_k = f(M_1)$, где M_1 — число Маха на границе пограничного слоя перед областью взаимодействия.

Экспериментальные данные различных авторов заметно отличаются друг от друга, соответственно отличаются и указанные эмпирические зависимости. Поэтому при разработке математических моделей отрывных течений желательно использовать для определения p_k аналитические методы расчета. Для ламинарных течений имеются в достаточной мере строгие теоретические методы определения p_k [3, 5]. Для турбулентных режимов, которые рассматриваются в данной работе, имеющиеся аналитические методы расчета p_k более приближенные. Тем не менее они позволяют получать правильное представление о влиянии числа M , показателя адиабаты γ и температурного фактора T_w на p_k [4, 6-9].

Что касается влияния числа Рейнольдса Re_x , то здесь имеются противоречивые данные. В ряде экспериментальных и теоретических работ [3, 6, 7] установлено, что с увеличением Re_x величина p_k уменьшается, т. е. уменьшается устойчивость пограничного слоя к отрыву. Одновременно в [2, 3, 10] показывается, что p_k практически не зависит от Re_x . И наконец, в середине 70-х годов появилось несколько работ [11, 12], в которых получено, что при больших Re_x устойчивость турбулентного пограничного слоя к отрыву увеличивается с ростом Re_x . Для получения общего представления о влиянии Re_x на p_k и объяснения указанных выше противоречий необходимо включить в анализ состояние пограничного слоя перед областью взаимодействия. Проведению такого анализа, а также созданию простого аналитического метода расчета p_k с учетом влияния всех основных факторов, включая числа M и Re_x , посвящена данная работа.

1. В пристеночной области потока вязкого газа имеется слой с малыми скоростями. Устойчивость этого слоя к отрыву, т. е. возможность преодоления этим слоем некоторого уровня положительного градиента давления, определяется работой сил трения вышележащего слоя. Эта работа пропорциональна $\int \tau du/dy dy \approx \tau u$, где τ — напряжение сил трения, u — скорость указанного выше характерного слоя. В ламинарном потоке τ по всей толщине пограничного слоя уменьшается с ростом Re_x , поэтому уменьшается и p_k .

Считается [13], что турбулентный пограничный слой состоит из пяти областей: пристеночного ламинарного подслоя, буферного слоя, слоя с логарифмическим изменением скорости, слоя с законом «следа» и слоя перемежаемости. Первые три слоя, называемые внутренним слоем, занимают ~20% толщины пограничного слоя, но генерируют ~80% энергии турбулентности. Вблизи буферного слоя возникают наибольшие турбулентные напряжения трения τ . Установлено [13], что с увеличением Re_x

относительная толщина ламинарного подслоя δ_N/δ уменьшается, следовательно, наполненность профиля скорости увеличивается. Поэтому можно считать, что соответствующая работа сил трения в буферном слое увеличивается с ростом Re_x в области больших Re_x .

Таким образом, в соответствии с изменением по числу Рейнольдса работы сил трения характерного слоя изменяется способность пограничного слоя преодолевать область повышения давления, т. е. изменяется p_k . Но с изменением Re_x соответственно изменяется пристеночный коэффициент трения C_f , причем в области больших Re_x величина C_f уменьшается с ростом Re_x . Такое однозначное соответствие позволяет использовать C_f в качестве меры работы сил трения, тем более что C_f является удобным и относительно хорошо изученным параметром, характеризующим состояние пограничного слоя. Из проведенного анализа следует, что в области больших Re_x с уменьшением C_f величина p_k увеличивается.

Удобнее вместо отношения давлений на скачке $p_k = p_2/p_1$ ввести в рассмотрение отношение чисел Маха $M^\circ = M_2/M_1$, а вместо C_f — величину C_{fi} для несжимаемой жидкости, предположив, что с помощью преобразования координат Стюардсона уравнения пограничного слоя сжимаемого газа приведены к уравнениям несжимаемой жидкости. Поскольку из проведенного выше анализа следует, что с уменьшением C_{fi} отношение M° также уменьшается, то предположим наличие между ними простейшей связи вида

$$M^\circ \approx a C_{fi}^n \quad (1)$$

где $a > 0$, $n > 0$ — константы.

Грубая оценка с использованием соотношения для критерия отрыва, полученного в [15], также приводит к такому виду зависимости. Для определения констант воспользуемся приближенным решением интегрального уравнения турбулентного пограничного слоя, полученным Решотко и Таккером в 1955 г. для $T_w = 1$, $Re_x \rightarrow \infty$ и приведенным в [8]

$$M^\circ = \frac{F(H_{i2})}{F(H_{i1})} \quad F(H_i) = \frac{H_i^2 \exp[1/(H_i+1)]}{(H_i+1)\sqrt{H_i^2-1}}, \quad H_i = \frac{\delta_i^*}{\delta_i^{**}} \quad (2)$$

где индекс i отвечает эквивалентной несжимаемой жидкости. Численное сравнение (1) и (2) при $H_i = 1/(1-4,67\sqrt{C_{fi}})$ [14], $H_{i2} = 2$ дает искомое соотношение

$$M^\circ = 1,42 C_{fi} \quad (3)$$

где коэффициент C_{fi} может быть определен перед областью взаимодействия с помощью интерполяционной формулы [16]

$$C_{fi} = (2 \lg Re_x - 0,65)^{-2,3} \quad (4)$$

Отметим, что в области отрыва $H_{i2} = 1,8-2,4$ [16], но такой диапазон изменения H_{i2} слабо влияет на полученный результат. После нахождения M° величина p_k рассчитывается с помощью соотношения для косога скачка уплотнения:

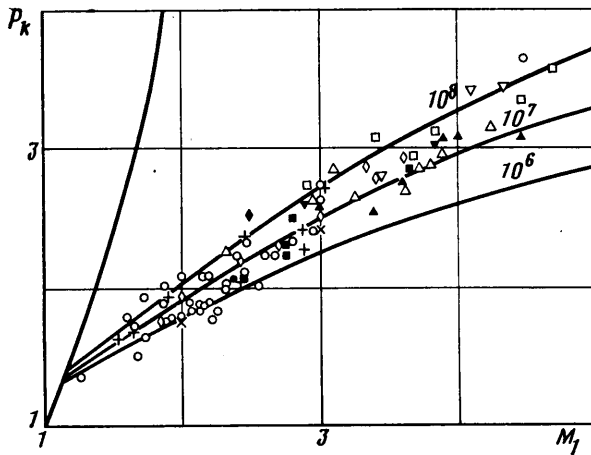
$$p_k = [(A_1^2 + [1 + (\gamma-1)M_1^2/2]A_2)^{1/2} - A_1]/A_2, \quad (5)$$

$$A_1 = (\gamma+1)(A_3-1)M_1^2/4, \quad A_2 = 1 + (\gamma-1)A_3M_1^2/2, \quad A_3 = M^{\circ 2}$$

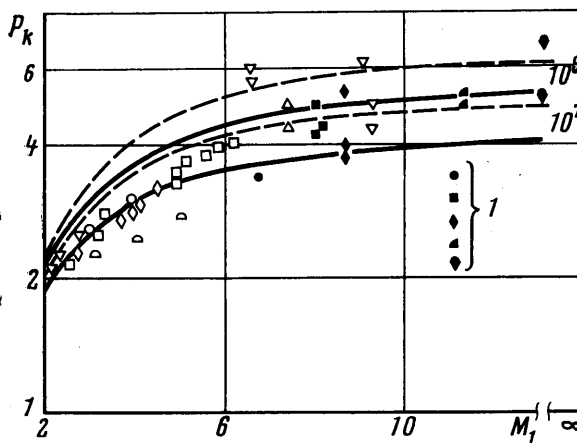
Разработанный метод расчета p_k можно распространить на случай нетеплоизолированной стенки ($T_w \neq 1$). Для этого предположим, что $M^\circ(T_w)/M^\circ(1) \sim T_w^n$, и из сравнения с экспериментальными данными [9] найдем

$$M^\circ = 1,42 C_{fi}^{0,1} T_w^{0,04}$$

Соотношение (3) справедливо только для совершенного газа с $\gamma = 1,4$. Однако можно получить результаты и для других γ , если воспользоваться приемом, предложенным в [3] на основе анализа экспериментальных



Фиг. 1



Фиг. 2

данных. Установлено, что величины p_k двух потоков, имеющих разные γ , будут равны, если равны их относительные давления

$$p(M_{1e}, \gamma_1) = p(M_1, \gamma_2), \quad p(M, \gamma) = [1 + (\gamma - 1)M^2/2]^{\gamma/(\gamma-1)}$$

Отсюда для заданного $M_1(\gamma_2)$ можно определить эквивалентное число M_{1e} для $\gamma_1 = 1,4$, а затем и искомое $p_k(\gamma_2) = p_k(\gamma_1)$.

Предположим, что соотношение (3) справедливо как для технически гладких, так и для шероховатых стенок. Для коэффициента трения шероховатых стенок имеется эмпирическая формула [16]

$$C_{fw} = [2,87 + 1,58 \lg (X/K_s)]^{-2,5}$$

где K_s — высота шероховатости. Величина C_{fw} определяется наряду с C_{11} , большая из них используется для нахождения M° и p_k .

Выше рассматривалось определение p_k при отсутствии градиента давления dp/dX в набегающем потоке. Наличие такого градиента, например в соплах, приведет к изменению параметров пограничного слоя и, следовательно, величины p_k . Влияние градиента давления можно учесть на основе теоретических результатов работы [15], где получено линейное уменьшение p_k при увеличении dp/dX .

2. В качестве примера были проведены расчеты p_k для турбулентного пограничного слоя на пластине с использованием полученных соотноше-

Таблица 1

γ	$M_1=2$	3	4	6	8
1,2	2,09	3,15	3,95	4,80	5,15
1,4	2,12	2,98	3,64	4,41	4,80
1,67	2,15	2,94	3,47	4,15	4,50

Таблица 2

K_S/X	$M_1=2$	3	4	6	8	10	12
0	2,12	2,98	3,64	4,41	4,8	5,00	5,15
10^{-5}	1,88	2,51	2,97	3,5	3,76	3,89	3,97
10^{-3}	1,55	1,89	2,14	2,4	2,52	2,59	2,62

ний. Результаты расчета для $1 < M_1 < 5$, $\gamma = 1,4$, $T_w = 1$ и $Re_x = 10^8$, 10^7 , 10^6 приведены на фиг. 1. Слева они ограничиваются кривой, соответствующей отношению давлений на прямом скачке уплотнения. На этот же график нанесены экспериментальные данные, собранные в [2]. Поскольку числа Re_x в указанной работе не приведены, то экспериментальные точки даются здесь лишь для представления об общем уровне p_k . Рассчитанные p_k в целом согласуются с экспериментальными данными. Это тем более важно, что при расчете не использовались никакие поправочные коэффициенты.

Расчеты p_k были продолжены до больших чисел Маха. Результаты приведены на фиг. 2 для $\gamma = 1,4$, $Re_x = 10^9$ и 10^7 , $M_1 = 2-12$, при этом сплошные линии отвечают $T_w = 1$, штриховые — $T_w = 0,3$. На этой же фигуре нанесены экспериментальные данные, собранные в [17] и воспроизведенные в [18]. При сравнении следует иметь в виду, что автор работы [17] привел данные других авторов в основном для $T_w = 1$, а свои (точки 1 на фиг. 2) — для $T_w = 0,2-0,4$, $Re_x \approx 10^7-10^8$, $M_1 = 6,5-13$ (это важное обстоятельство не отмечено в [18]). Были проведены дополнительные расчеты p_k для $\gamma = 1,4$, $M_1 = 3$, $Re_x = 10^7$, $T_w = 0,3-2$. Результаты хорошо совпали с экспериментальными данными, приведенными в [9], во всем сравниваемом диапазоне T_w .

Для демонстрации влияния γ в табл. 1 приведены p_k , полученные с помощью изложенного метода для $T_w = 1$, $Re_x = 10^9$. Они качественно хорошо согласуются с теоретическими результатами [7].

Для демонстрации влияния шероховатости K_S были проведены расчеты p_k при $\gamma = 1,4$, $T_w = 1$, $Re_x = 10^9$. Результаты даны в табл. 2.

Эти результаты показывают, что турбулентный пограничный слой легче отрывается на шероховатой стенке, чем на гладкой. Этот вывод нуждается в экспериментальной проверке, но никаких данных по этой проблеме в литературе нет.

Приведенные на фиг. 1 расчетные кривые дают повышение p_k с ростом Re_x . Такая зависимость отличается от результата теоретических оценок работы [6], показывающего обратную зависимость $(p_2 - p_1)/p_1 \sim Re_x^{-0,1}$ В [6] могли быть потеряны функции, зависящие от Re_x . Об этом, в частности, говорит тот факт, что оценка длины области взаимодействия $l/\delta^* \sim 1/\sqrt{C_f}$ даже качественно не согласуется с экспериментальными результатами [19] для больших Re_x . В то же время эти оценки для p_k в общем согласуются с экспериментальными данными самих авторов работы [6]. С другой стороны, данные для двух разных экспериментальных моделей, представляющих собой пластину с уступом и турбулизатором, не согласуются друг с другом. На одной получено уменьшение p_k от Re_x , на другой — нет. Как показал анализ, вторая модель отличается от первой более «сильным» турбулизатором, следовательно, она имела более развитый турбулентный

пограничный слой. Отсюда следует, что переходные режимы по числу Рейнольдса, когда пограничный слой не достигает еще развитого состояния, могут оказывать влияние на p_k . Аналогичное представление содержится и в работе [17]. Приведенные на фиг. 1 экспериментальные точки могут соответствовать развитому или неразвитому турбулентному пограничному слою, в то время как расчетные результаты показаны для развитого слоя. Для возможности более строгого сравнения, а также для объяснения указанных во введении противоречий по влиянию Re_x необходимо провести анализ влияния переходных чисел Рейнольдса на p_k .

3. Предположим, что основное соотношение (3) справедливо не только для развитой турбулентной области, но и для некоторого диапазона Re_x переходной области. В [16] даются следующие соотношения для определения C_{f1} : уравнение (4) — для турбулентного, $C_{f1N} = 0,664/\sqrt{Re_x}$ — для ламинарного, $C_{f1R} = C_{f1} - (C_{f1} - C_{f1N})Re_*/Re_x$ — для переходного режимов. Здесь Re_* — число Рейнольдса начала перехода ламинарного слоя в турбулентный, определяемое координатой X_* .

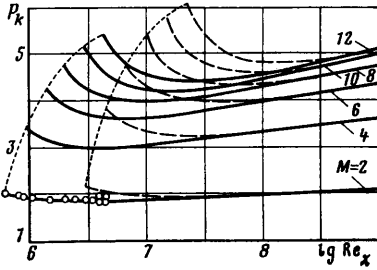
Величина Re_* может изменяться в довольно широком диапазоне в зависимости от условий течения [16, 20]. На основе анализа экспериментальных данных, собранных в [21], примем эмпирическую формулу: $Re_*(M) \approx A \exp(0,2M)$, где $A = \text{const}$. Она несколько отличается от эмпирической зависимости, принятой в [21], и лучше согласуется с экспериментальными данными. Кроме того, она согласуется с численными результатами [20] при $M \geq 4$. Для определенности примем, что известна величина Re_* для $M=2$. Тогда $Re_*(M) = Re_*(2) \exp(0,2(M-2))$.

Можно считать, что $Re_*(2)$ является функцией внешней турбулентности ε . Для имитации двух уровней ε , например в двух аэродинамических трубах, проведем расчеты p_k для $Re_*(2) = 4 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^6$. Предполагаем, что соотношение (3) справедливо с некоторого значения $Re_m > Re_*$. Из-за отсутствия достаточных экспериментальных данных в области перехода нельзя пока установить величину Re_m . Скорее всего она будет пропорциональна Re_* , т. е. $Re_m \approx B Re_*$. В расчетах принимается $B=1,5$. При уменьшении Re_x от Re_m до Re_* величина p_k резко уменьшается и достигает минимального значения, соответствующего ламинарному режиму. Предполагается, что на этом участке происходит линейное изменение p_k . Результаты расчета для $\gamma=1,4$, $T_w=1$, $Re_m \leq Re_x \leq 10^9$, $M_1=2-12$ приведены на фиг. 3. Достижимые при $Re_x = Re_m$ максимальные значения p_k соединены пунктирными линиями. Точками даны экспериментальные данные [6] для $M_1=2$. Видно, что эти точки, которые авторы указанной работы приписывали развитому турбулентному режиму, относятся в действительности к переходному режиму.

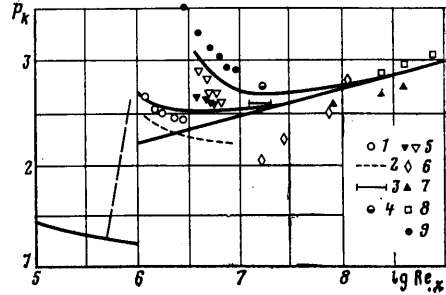
Ранее параметры, характеризующие устойчивость пограничного слоя к отрыву, получали при умеренных Re_x . Только в середине 70-х годов появились уникальные экспериментальные данные [11, 12], полученные при очень больших числах Рейнольдса. Было исследовано влияние Re_δ на угол клина α_s , при котором появляется отрыв. Этот угол, так же как p_k , характеризует устойчивость пограничного слоя к отрыву, но, так же как p_k , является в определенной мере условной величиной, зависящей от способа определения. Поэтому важно для правильного выявления влияния того или иного фактора определять α_s (или p_k) однотипными способами, не стремясь точно устанавливать момент появления отрыва. В [11, 12] получено, что при больших Re_δ устойчивость турбулентного пограничного слоя к отрыву увеличивается с ростом Re_δ . Такую же тенденцию показывают экспериментальные данные, полученные в [22] с помощью пленки керосина и графита в трех секциях аэродинамической трубы.

Попытаемся сравнить эти экспериментальные данные с расчетными результатами данной работы. Рассчитанные величины p_k для $\gamma=1,4$, $T_w=1$, $M_1=3$ показаны на фиг. 4 сплошными линиями, причем при $Re_x > 10^6$ нижняя кривая отвечает развитому турбулентному режиму, а средняя и

верхняя получены для $Re_* = 5 \cdot 10^5$ и $2,4 \cdot 10^6$. Здесь же приведены экспериментальные данные из [6] (1) и из [23] (2-4). Для возможности сравнения с данными [11, 12, 22] был осуществлен приближенный переход от α_s к p_k при условии, что $Re_x \approx 120 Re_0$. Для этого по величинам α_s определялись вначале отношения давлений p_c на косом скачке уплотнения. Затем из условия приближительного соответствия точек 1 из [6] и 5 из [22] определялся поправочный коэффициент и величина $p_k \approx p_c / 1,2$. Пересчитан-



Фиг. 3



Фиг. 4

ные таким образом экспериментальные точки 5 из [22], 6 из [11], 7 из [22], 8 из [12] и 9 из [11] нанесены на фиг. 4. В целом экспериментальные точки подтверждают теоретически найденный характер изменения p_k от Re_x , включая области переходных чисел Рейнольдса.

Полученные в данной работе аналитические результаты позволяют систематизировать и понять поведение разрозненных экспериментальных точек разных авторов. Если, например, экспериментальные точки α_s , собранные в [17], анализировать вместе с теоретическими результатами для p_k на фиг. 3, то можно отметить их качественное согласование и некоторые закономерности. В частности, с увеличением M_1 кривые $\alpha_s = f(Re_0)$, так же как $p_k = f(Re_x)$, располагаются ближе друг к другу, а интенсивность влияния числа Рейнольдса возрастает. Отрезки, соединяющие экспериментальные точки для каждого M_1 , показывают уменьшение или увеличение α_s в зависимости от области располагаемых чисел Рейнольдса.

Например, экспериментальные данные Куена показывают уменьшение α_s при росте Re_0 от $\sim 10^4$ до $\sim 10^5$ ($M_1 = 2, 3, 4$), данные Рошко и Томке — увеличение α_s при росте Re_0 от $\sim 10^6$ до $\sim 10^7$ ($M_1 = 1,95; 2,95; 3,93; 4,92$). Данные Холдена (1972) показывают уменьшение α_s при росте Re_0 от $\sim 3 \cdot 10^5$ до $\sim 10^6$ ($M_1 = 6,5; 7,9; 11,3; 13$). Дополнительные исследования Холдена (1975) дали для α_s кривую с минимумом при росте Re_0 от $\sim 5 \cdot 10^5$ до $\sim 5 \cdot 10^6$. Пример такой кривой для $M_1 = 8,1$ приведен в [17] (в [18] она ошибочно приписана Рошко и Томке). Аналогично ведут себя и теоретические величины p_k в зависимости от Re_x .

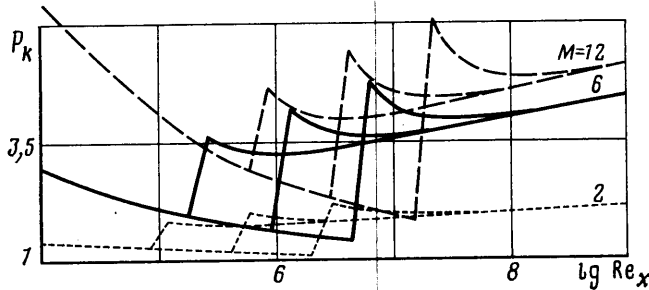
Для получения более полного представления о влиянии M_1 и Re_x на p_k на фиг. 5 приведены результаты расчета p_k для ламинарного и турбулентного режимов. Величины p_k для ламинарного режима определялись по формуле [3]

$$p_k = 1 + 0,93 \gamma M_1^2 / [(M_1^2 - 1) Re_x]^{0,25}$$

Величины для турбулентного режима были рассчитаны для $Re_*(2) = 8 \cdot 10^4; 4 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^6$. Видно, что с увеличением M_1 интенсивность влияния Re_x возрастает как в ламинарной, так и в турбулентной области.

Таким образом, разработанный в данной работе метод позволяет определять p_k в зависимости от семи основных параметров потока: $p_k = f(M_1, Re_x, Re_*, T_w, \gamma, K_s, p/dX)$.

Следует подчеркнуть, что этот метод является полуэмпирическим, поэтому диапазон его применимости определяется на основе сопоставления с экспериментальными данными. Проведенные сравнения показывают, что при $M_1=1-12$, $T_w=0,3-2$, $\gamma=1,2-1,4$, $Re_x=Re_m-10^9$ метод в общем дает результаты, согласующиеся с экспериментальными данными различных авторов. Следовательно, представленный анализ можно считать справедливым по меньшей мере для указанного выше диапазона влияющих параметров. Из-за отсутствия соответствующих экспериментальных исследо-



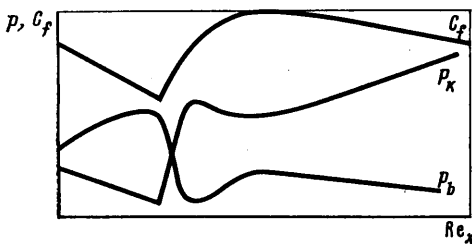
Фиг. 5

ваний достоверность полученных зависимостей p_k от Re_* и K_s в настоящее время точно не может быть установлена. Некоторое качественное представление о влиянии K_s можно получить на основе рассмотрения задачи о донном течении.

4. Проведенный в первом разделе анализ справедлив не только для исследуемой задачи, но и в других случаях, когда рассматривается процесс преодоления неравномерным профилем скорости области повышения давления. В частности, такой анализ может быть применен для области присоединения оторвавшегося вязкого слоя в задачах о донном течении. Очевидно, чем больше здесь работа сил трения (она зависит от наполненности профиля скорости и, следовательно, от состояния начального пограничного слоя), тем большая масса газа сможет преодолеть зону повышенного давления, следовательно, тем меньше будет расход возвратного потока и величина донного давления p_b . Отсюда следует, что p_b изменяется в зависимости от Re_x обратно пропорционально работе сил трения, в то время как p_k — пропорционально ей.

Построенная на основе проведенного анализа качественная зависимость p_b от Re_x показана на фиг. 6 вместе с кривыми для p_k и C_f . Характер кривой для p_b (обратный характеру кривой для p_k) согласуется с известным характером изменения $p_b=f(Re)$ [24-26]. Это является дополнительным подтверждением правильности полученных в данной работе зависимостей $p_k=f(Re_x)$.

Обобщая изложенное выше, рассмотрим общие закономерности изменения величин p_k , Re_* , $1/p_b$. Очевидно, что каждая из них определяется устойчивостью неравномерного профиля скорости к воздействию возмущений. Поэтому можно ожидать одинаковый характер их изменения в зависимости от основных параметров потока. Действительно, в зависимости от M_1 величины p_k , Re_* и $1/p_b$ увеличиваются,



Фиг. 6

а в зависимости от T_w — уменьшаются. Эксперимент показывает, что с увеличением K_s величины Re_* и $1/p_b$ уменьшаются [16, 25]. Следовательно, величина p_k тоже должна уменьшаться. Результат данной работы согласуется с таким представлением. Поскольку с увеличением dp/dx величины p_k и Re_* уменьшаются, то следует ожидать также и уменьшения $1/p_b$. Это подтверждается экспериментальными результатами [27]. Отсос потока приводит к увеличению $1/p_b$, p_k , Re_* [7, 28, 29]. В данной работе получено, что при $M_1 \leq 2,5$ с ростом γ p_k увеличивается, а при $M_1 \geq 2,5$ — уменьшается. Такой же характер изменения можно ожидать для Re_* и $1/p_b$. Такое представление для $1/p_b$ не противоречит результатам работ [26, 30, 31]. О влиянии γ на Re_* в литературе данных нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г. И., Лизушин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения.— Тр. ЦИАМ, 1952, № 224. 28 с.
2. Панов Ю. А., Швец А. И. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Прикл. механика. 1966, т. 2, № 1, с. 99—105.
3. Herbert M. V., Herd R. J. Boundary-Layer separation in supersonic propelling nozzles.— Aeronaut. Res. Council. Rep. and Mem., 1964, № 3421. 71 p.
4. Sunley H. L. G., Ferriman V. N. Jet separation in conical nozzles.— J. Roy. Aeronaut. Soc., 1964, v. 68, № 648, p. 808—818.
5. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1216, с. 15—20.
6. Chapman D. A., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition.— NASA, Rep., 1958, № 1356, 40 p.
7. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979.
8. Le Fur B. Étude des Tuyères convergentes-divergentes de sortie avec écoulement externe supersonique.— Technique et Sci. Aéronautiques, 1958, № 4, p. 181—191.
9. Захаров Н. Н. Влияние теплообмена на отрыв турбулентного пограничного слоя.— Тр. ЦИАМ, 1971, № 507, с. 70—84.
10. Love E. S. On the effect of Reynolds number upon the peak pressure-rise coefficient associated with the separation of a turbulent boundary layer in supersonic flow.— J. Aeronaut. Sci., 1955, v. 22, № 5, p. 345.
11. Law C. H. Supersonic shock wave turbulent boundary-layer interactions.— AIAA Journal., 1976, v. 14, № 6, p. 730—734.
12. Roshko A., Thomke G. J. Flare-induced separation lengths in supersonic turbulent boundary layers.— AIAA Pap., 1975, № 6, 12 p.
13. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982. 312 с.
14. Cebeci T., Smith A. M. O. Analysis of turbulent boundary layers. New York: Acad. Press, 1974. 404 p.
15. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя.— Изв. АН СССР. ОТН, 1954, № 12, с. 68—85.
16. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 711 с.
17. Holden M. S. Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flow.— AIAA Pap., 1977, № 45. 30 p.
18. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
19. Settles G. S., Bogdonoff S. M. Scaling of two- and three-dimensional shock/turbulent boundary-layer interactions at compression corners.— AIAA Journal., 1982, v. 20, № 6, p. 782—789.
20. Холщевникова Е. К. Изучение возможности использования дифференциальной модели турбулентной вязкости для расчета различных течений в пограничном слое.— Тр. ЦИАМ, 1982, № 994. 14 с.
21. Thyson N., Neuringer J., Pallone A., Chen K. K. Nose tip shape change predictions during atmospheric re-entry.— AIAA Pap., 1970, № 827, 14 p.
22. Settles G. S., Bogdonoff S. M., Vas I. E. Incipient separation of a supersonic turbulent boundary layer at high Reynolds numbers.— AIAA Journal, 1976, v. 14, № 1.
23. Gadd G. E., Holder D. W. Boundary layer separation in two-dimensional supersonic flow.— Aeronaut. Res. Council. Current papers, 1956, № 270, 8 p.
24. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976.
25. Захарченко В. Ф., Карданов Ю. X. Донное давление тел вращения при вдуве газа через их поверхность в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 3.
26. Мишин Г. И., Шелудько Ю. В. О возможностях баллистического метода для изучения особенностей течения в отрывных зонах.— В сб.: Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980, с. 57—67.
27. Charwat A. F., Burghart G. H., Nurick W. H. Base wakes in accelerated supersonic free streams.— Proc. Heat. Transfer and Fluid Mech. Inst., San Diego—La Jolla. Calif., 1967. Stanford, Calif.: Univ. Press, 1967, p. 382—393.
28. Огородников Д. А. Управление пограничным слоем путем отсоса или слива.— Тр. ЦИАМ, 1971, № 507, с. 42—57.
29. Гапонов С. А., Левченко В. Я. Современные проблемы перехода пограничного слоя.— Успехи механики, 1981, т. 4, № 4, с. 47—90.
30. Бондарев Е. Н. Приближенная оценка влияния турбулентного пограничного слоя и отношения удельных теплоемкостей на донное давление за плоским уступом.— Изв. АН СССР. Механ. и машиностр., 1964, № 3, с. 166—167.
31. Славянов Н. Н., Тагиров Р. К. Экспериментальное исследование влияния отношения теплоемкостей на донное давление за кольцевым уступом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 4, с. 143—144.

Москва

Поступила в редакцию
23.IV.1984

Примечание редакции. В статье Тагирова Р. К. «Расчет критического перепада давлений на скачке уплотнения, возникающего при отрыве турбулентного пограничного слоя» (1985, № 4, с. 39) допущена опечатка. Формула (3) имеет следующий вид:

$$M^0 = 1,42 C_f^{0,1}$$