

УДК 532.526.4

© 1993 г. М. А. ГОЛЬДФЕЛЬД

РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ И ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ

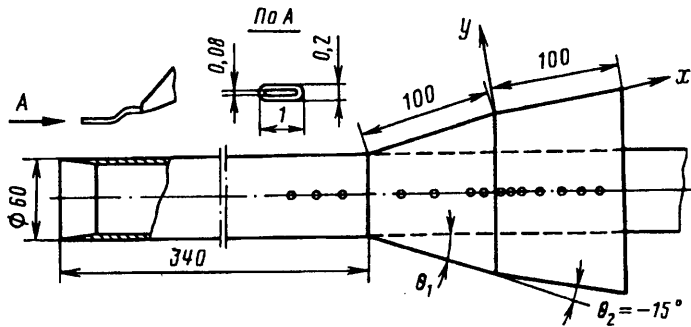
Развитие пограничного слоя при наличии в потоке больших положительных и отрицательных градиентов давления — одна из наиболее важных и сложных задач динамики жидкости. Предельным случаем такого течения может быть протекание пограничного слоя через скачок уплотнения или веер волн разрежения. На практике, например в воздухооборниках или на кормовых частях ракет, часто встречаются ситуации, когда эти два вида воздействия градиента давления на пограничный слой существуют изолированно или следуют друг за другом в той или иной комбинации. До последнего времени исследовалось в основном одиночное воздействие скачка уплотнения или веера волн разрежения на пограничный слой.

Течения, в которых пограничный слой протекает через две области взаимодействия, мало исследованы. Результаты работ [1—3] относятся к протеканию пограничного слоя через два скачка уплотнения. Развитие пограничного слоя при смешанном взаимодействии его со скачком уплотнения и веером волн разрежения изучалось для плоского течения в [14], где анализировались осредненные и пульсационные характеристики пограничного слоя за скачком уплотнения и волнами разрежения. Однако в условиях этого эксперимента не представлялось возможным выяснить влияние интенсивности скачка уплотнения на развитие пограничного слоя за веером волн разрежения, поскольку одновременно с изменением угла сжатия изменялся угол расширения и эти углы были равны, а расстояние между двумя последовательными воздействиями уменьшалось с ростом углов поворота потока, что не исключало взаимного влияния двух областей взаимодействия и передачи возмущений вверх по потоку при увеличении угла поворота потока.

Проведенный анализ известных данных показал, что остается неизученным развитие пограничного слоя за областью его повторного взаимодействия с волнами разрежения на достаточно больших расстояниях вниз по потоку от нее. Поэтому представляет интерес течение, в котором расстояние между двумя областями взаимодействия таково, что перед волнами разрежения реализуется состояние пограничного слоя, близкое к равновесному [5, 6], а за областью второго взаимодействия имеется достаточно протяженный участок, позволяющий изучить релаксацию пограничного слоя вниз по потоку и её зависимость от определяющих параметров течения и геометрии модели.

Для эксперимента была выбрана осесимметричная модель. Это позволило исключить трехмерные эффекты, в частности влияние конечной ширины, характерной для плоских моделей, и исследовать течение на больших расстояниях вниз по потоку от области взаимодействия. Одновременно ставилась задача получения систематических экспериментальных данных для осесимметричных течений в диапазоне чисел Маха и интенсивностей предварительного скачка уплотнения.

1. Модель для исследования осесимметричного пограничного слоя (фиг. 1) представляла собой полуку тонкостенную трубу с установленной на ней «юбкой», состоящей из совокупности конических поверхностей, реализующих последовательно углы сжатия и расширения. При всех числах Маха реализовалось течение без головной ударной волны перед передней кромкой модели. Расстояние от передней кромки модели до первого излома поверхности выбрано так, что перед первым изломом поверхности реализовался развитый турбулентный пограничный слой, что подтверждено в опытах прямым измерением профилей скорости. Углы наклона первой поверхности θ , составляли 12 и 20°, что позволяло получать течение в первой угловой конфигурации без отрыва и с отрывом пограничного



Фиг. 1

слоя соответственно. Угол поворота потока в версе волн разрежения оставался постоянным и составлял $\theta = -15^\circ$.

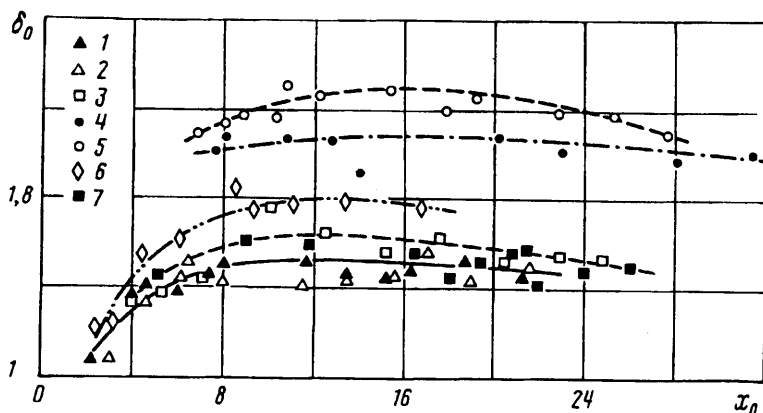
Для измерения статического давления модель дренирована вдоль образующей в 24 точках. Измерение полного (за прямым скачком уплотнения) давления в пограничном слое производилось микронасадком, размеры входного отверстия которого показаны на фиг. 1. Микронасадок устанавливался на координатном устройстве, обеспечивающем перемещение по координате y с точностью 0,1 мм и по координате x с точностью 1 мм. Для измерения давлений использовались датчики ДМИ-1 и соответствующая аппаратура для автоматизации эксперимента с непосредственным вводом результатов эксперимента в ЭВМ и последующей их обработкой и расчетом пограничного слоя в темпе эксперимента. Метод и алгоритм расчета описаны в [4, 5, 7].

Эксперименты проводились в сверхзвуковой трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР при числах Маха 3 и 4 и единичных числах Рейнольдса $3,5 \cdot 10^7$ и $5,6 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ соответственно. Температура торможения в опытах была в пределах 270—278 К. При обработке результатов эксперимента стенка предполагалась адиабатической.

Основная особенность исследуемого течения состоит в том, что распределения давления характеризуется двумя областями сильного изменения давления, следующими друг за другом на фиксированном расстоянии между ними. Первая область за скачком уплотнения — это область с положительным градиентом давления, протяженность которой составляет $5-10\delta$, где δ — толщина пограничного слоя перед скачком, и зависит от интенсивности скачка уплотнения и появления отрыва пограничного слоя. Особенности распределения давления и состояние пограничного слоя в этой области подробно рассмотрены в [8]. В настоящих опытах проведены повторные измерения лишь для «привязки» полученных результатов и проверки воспроизводимости результатов, которая во всех случаях была хорошей. В дальнейшем данные [8] для течения за скачком уплотнения приводятся вместе с вновь полученными результатами.

2. Особенности изменения толщины пограничного слоя за скачком уплотнения (за областью первого взаимодействия) подробно анализировались в [8], где показано, что за скачком уплотнения образуется «горло» при $x_0 \approx 3-5$ и затем толщина слоя монотонно увеличивается, достигая при $x_0 \approx 20-25$ толщины слоя перед областью взаимодействия. Результаты настоящей работы хорошо согласуются с полученными ранее данными, что естественно для одинаковых условий эксперимента.

Характер изменения толщины пограничного слоя за веером волн разрежения (за областью второго взаимодействия) показан на фиг. 2 в виде зависимости $\delta_0 = \delta_2/\delta_1 = f(x_0)$, где δ_1 и δ_2 — толщины слоя перед и за областью взаимодействия, $x_0 = x/\delta_1$ — безразмерная координата. Видно, что при числе Маха в невозму-



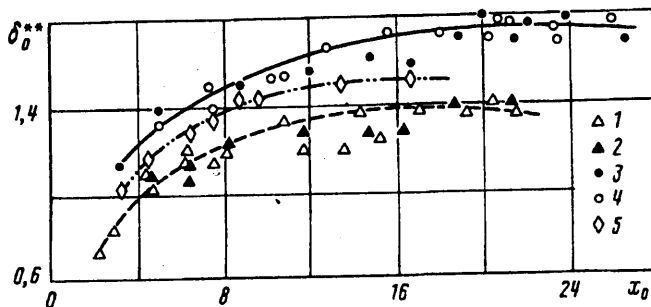
Фиг. 2

щенном потоке $M = 2,98$, которое соответствует числу Маха перед волнами разрежения $M_1 = 2,13$ (при $\theta_1 = 20^\circ$), толщина пограничного слоя возрастает примерно в 1,5 раза. Увеличение толщины слоя слабо зависит от числа Рейнольдса $Re^{**} = u_e \delta^{**} / \nu$, вычисленного по толщине потери импульса δ^{**} , и скорости на внешней границе u_e , что подтверждают данные фиг. 2, где точки 1 соответствуют $Re^{**} = 9880$, точки 2 — $Re^{**} = 5010$. Этот результат согласуется с данными для двумерного течения при $M_1 = 2,02$ (точки 3 — $Re^{**} = 9800$). Сравнение данных для одиночного взаимодействия при $M_1 = 2,18$ и числах $Re^{**} = 4140$ (точки 4) и 2720 (точки 5, работа [9]) с полученными результатами свидетельствует о значительном влиянии числа Рейнольдса на изменение толщин слоя за одиночным веером волн разрежения. Аналогичная ситуация имела место в плоском течении [5].

Уменьшение интенсивности скачка уплотнения за счет снижения угла θ_1 до 12° приводит к росту толщины пограничного слоя за веером волн разрежения (точки 6 — $Re^{**} = 9200$). Этот эффект не связан с увеличением числа Маха перед волнами разрежения ($M_1 = 2,45$), поскольку увеличение числа Маха до значения 2,84, соответствующего $M = 4,02$, при $\theta_1 = 20^\circ$ не приводит к увеличению толщины пограничного слоя (точки 7 — $Re^{**} = 9400$).

Таким образом, можно заключить, что предварительное воздействие скачка уплотнения вследствие усиления турбулентного обмена приводит к снижению влияния числа Рейнольдса и числа Маха на изменение толщины пограничного слоя в области большого отрицательного градиента, следующего за скачком уплотнения, что не характерно для одиночного взаимодействия как в плоском [5], так и в осесимметричном течениях [6].

3. При протекании пограничного слоя через веер волн разрежения происходит увеличение относительной толщины потери импульса $\delta_0^{**} = \delta_2^{**} / \delta_1^{**}$, где δ_1^{**} , δ_2^{**} — толщины потери импульса перед и за веером волн разрежения. Это следует из данных фиг. 3, на которой приведены зависимости $\delta_0^{**}(x_0)$ при $M_1 = 2,13$ (точки 1, 2 соответствуют $Re^{**} = 9880, 5010$) и при $M_1 = 2,84$ (точки 3 — $Re^{**} = 9800$). При этом, как и для толщины слоя, отмечается слабая зависимость от числа Рейнольдса. Видно, что увеличение числа Маха сопровождается ростом относительной толщины потери импульса, но темп нарастания ее вниз по потоку сохраняется таким же, как и при $M_1 = 2,13$. Сравнение с данными для двумерного течения [5] при близких числах Маха (точки 4 — $M_1 = 2,98, Re^{**} = 9800$) показывает, что при одиночном взаимодействии относительная толщина потери импульса возрастает, как и в осесимметричном течении. При совпадающих числах



Фиг. 3

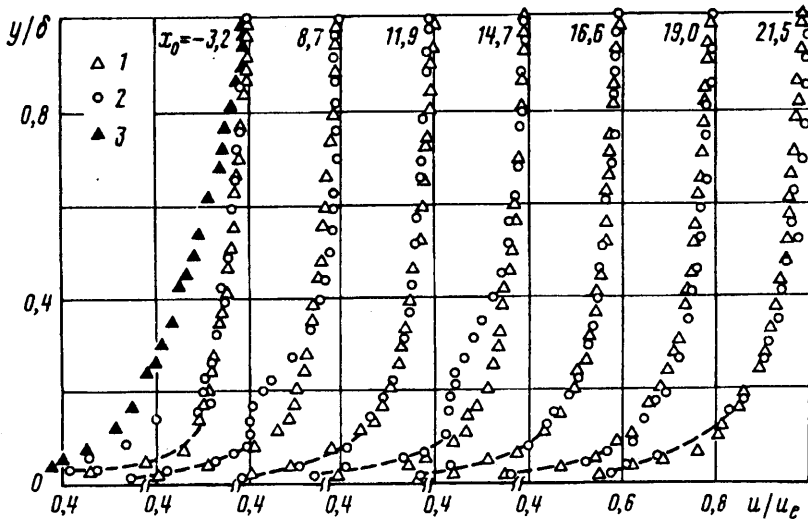
Маха и Рейнольдса такое сопоставление подтверждает влияние предварительного воздействия скачка уплотнения.

Этот вывод согласуется качественно и количественно с данными для осесимметричных течений. Уменьшение интенсивности предварительного скачка уплотнения при $\theta_1 = 12^\circ$ приводит к увеличению толщины потери импульса за веером волн разрежения (точки 5 — $Re^{**} = 9200$), что вызвано при близких числах Рейнольдса увеличением числа Маха ($M_1 = 2,51$, $M = 3,04$). Изменение толщины вытеснения пограничного слоя качественно соответствует развитию толщины потери импульса, хотя количественно толщины вытеснения при тех же условиях возрастают в 2—2,6 раза, т. е. больше, чем толщины потери импульса. Такой характер изменения толщин вытеснения и потери импульса объясняется особенностями изменения наполненности пристенной части профиля скорости пограничного слоя и его толщины.

4. Изменение профиля скорости пограничного слоя за скачком уплотнения и следующим за ним веером волн разрежения показано на фиг. 4 в виде зависимости $u_0 = f(y_0)$, где $u_0 = u/u_1$, $y_0 = y/\delta$. Прежде всего обращает на себя внимание высокая наполненность профиля скорости за скачком уплотнения ($x_0 = x/\delta_1 = -3,2$). Ранее было показано [8], что наполненность профиля скорости быстро возрастает и достигает максимума на длине около 20δ . В условиях настоящего эксперимента максимум достигался непосредственно перед вторым изломом контура. Влияние числа Маха (точки 1, 2 — $M_1 = 2,13$, $2,84$) при фиксированном угле поворота потока $\theta_1 = 20^\circ$ и близких числах Рейнольдса $Re^{**} = 9800$ и 9400 проявляется слабо и ограничивается пристенной частью слоя $y_0 < 0,1$. Уменьшение числа Рейнольдса приводит к уменьшению наполненности профиля скорости (точки 3 — $Re^{**} = 5010$).

За веером волн разрежения профиль скорости сохраняет высокую наполненность, причем это происходит на фоне сильного утолщения пограничного слоя (фиг. 4, $x_0 > 0$). Отмечается также уменьшение наполненности профиля скорости вниз по потоку аналогично тому, как это происходит в случае протекания пограничного слоя через одиночный веер волн разрежения. Такой характер изменения профилей скорости качественно сохраняется при рассмотренных числах Маха и Рейнольдса.

Для количественной оценки изменения профиля скорости пограничного слоя можно воспользоваться степенным законом представления профиля скорости в виде $u = y_0^{1/n}$. Уменьшение показателя степени $1/n$ соответствует росту наполненности профиля скорости. Известно, что для невозмущенного пограничного слоя $n \approx 7$. В настоящих опытах перед скачком уплотнения значение $n = 6,3-7,1$ и оно уменьшалось при снижении Re^{**} . Перед веером волн разрежения параметр $n \approx 18-19$, что вообще не характерно для невозмущенного равновесного течения с умеренными числами Рейнольдса. Такое значительное увеличение параметра



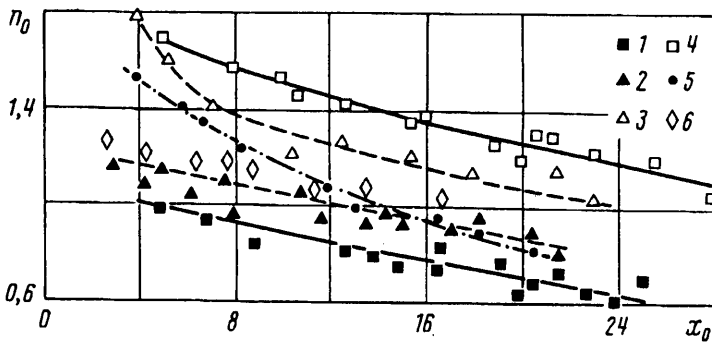
Фиг. 4

n в степенном законе для профиля скорости в течении за скачком уплотнения должно было бы соответствовать числам $Re^{**} = 10^5 - 10^6$ [10]. Поэтому объяснение отмеченному факту следует искать в усилении турбулентного обмена под воздействием скачка уплотнения [12, 13].

Характер изменения параметра n_2 за веером волн разрежения в виде зависимости $n_0 = n_2/n_1 = f(x_0)$ показан на фиг. 5 для чисел Маха 2,84 (точки 1) и 2,13 (точки 2). Прежде всего следует отметить, что влияние предварительного воздействия скачка уплотнения приводит к тому, что наполненность профиля скорости остается такой же, как и перед угловой точкой ($n_0 \approx 1$) или незначительно возрастает при $M_1 = 2,13$ ($n_0 = 1,16$). Здесь приведены данные [9, 11] для течения за веером волн разрежения в случае одиночного взаимодействия (точки 3, 4 — $M_1 = 2,04, 2,84$). Можно видеть, что в этом случае параметр n_2 за веером волн разрежения существенно возрастает и это увеличение практически не зависит от числа Маха.

Влияние предварительного скачка уплотнения на изменение наполненности профиля скорости проявляется в том, что параметр n_2 существенно уменьшается (примерно на 40%) и становится меньше, чем перед угловой точкой, тогда как при одиночном взаимодействии даже при $x_0 = 28$ наполненность профиля все еще остается высокой ($n_0 > 1$). Сравнение полученных результатов с данными для одиночного взаимодействия [5, 6], а также для случая смешанного взаимодействия в плоском течении [4, 12] свидетельствует, что параметр n_2 за веером волн разрежения возрастает в 1,5—2 раза и остается больше величины перед веером волн разрежения на всей исследованной длине.

Установленное в настоящей работе свойство осесимметричного турбулентного пограничного слоя может быть связано с очень высокой наполненностью профиля скорости перед повторным взаимодействием с веером волн разрежения, которая не характерна для плоских течений, а также для течений с одиночным взаимодействием в осесимметричном течении. В плоском течении при взаимодействии возможно существование упорядоченных продольных структур [4], влияние которых на состояние и развитие пограничного слоя за областью взаимодействия может быть существенным. Специально проведенные опыты по визуализации поверхностных линий тока на осесимметричных моделях не выявили упомянутых



Фиг. 5

выше регулярных структур как за скачком уплотнения, так и за веером волн разрежения.

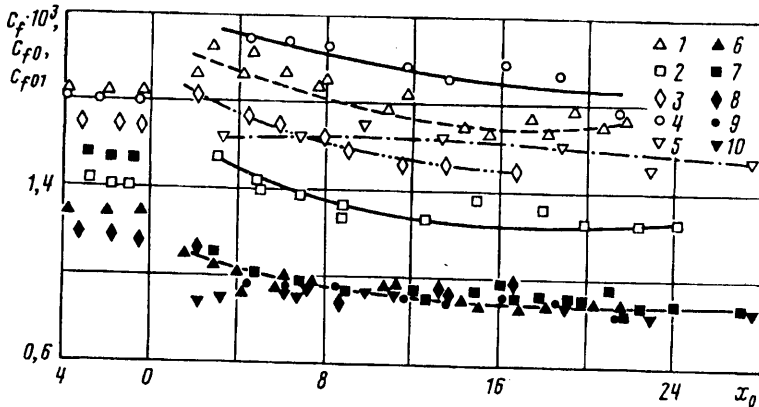
Снижение числа Рейнольдса вдвое при $M_1 = 2,13$ (точки 5 — $Re^{**} = 5010$) приводит к увеличению параметра n_2 за угловой точкой и он приближается к значениям в течениях при одиночном взаимодействии. Однако вниз по потоку величина n_2 быстро убывает благодаря увеличению Re^{**} вследствие увеличения толщины пограничного слоя, так что уже при $x_0 > 12 - 14$ зависимость $n_0(x_0)$ согласуется с зависимостью при $Re^{**} = 9800$ (точки 2).

Снижение интенсивности предварительного скачка уплотнения за счет уменьшения угла поворота стенки до 12° приводит к увеличению параметра n_2 за веером волн разрежения (точки 6 — $M_1 = 2,51$, $Re^{**} = 9200$). Полученные данные подтверждают определяющее влияние турбулизирующего воздействия скачка уплотнения на состояние пограничного слоя и его протекание через веер волн разрежения. Сравнение кривых 1, 2 и 6 свидетельствует, что интенсивность скачка уплотнения оказывает более сильное воздействие на профиль скорости пограничного слоя, чем изменение числа Маха.

5. На основании измеренных профилей средней скорости получено распределение поверхностного трения приближенным методом, который позволяет с приемлемой точностью определить коэффициент поверхностного трения не только в безградиентных течениях, но и в сложных течениях с градиентом давления. Методика расчета, анализ погрешностей и возможность применения такого подхода для сложных течений, в том числе и течений с отрывом потока, обсуждаются в [7].

Измерения коэффициента поверхностного трения $c_f = \tau_w / \rho_e u_e$ показали, что за скачком уплотнения его абсолютное значение выше, чем на цилиндрической части модели (фиг. 6, $x_0 < 0$). Максимальное значение c_f наблюдается даже в случае появления локальной отрывной зоны при $M_1 = 2,13$ и $\theta_1 = 20^\circ$ (точки 1), что свидетельствует о быстрой релаксации пограничного слоя за скачком уплотнения. Уменьшение числа Маха приводит к снижению c_f (точки 3 — $M_1 = 2,51$, $Re^{**} = 9200$). Наименьшее изменение имеет место при $M_1 = 2,84$, $\theta_1 = 20^\circ$ (точки 2 — $Re^{**} = 9400$). Этот результат согласуется с данными работ [8, 12].

На фиг. 6 точками 6—8 при $x_0 < 0$ показано относительное изменение трения за скачком уплотнения непосредственно перед веером волн разрежения в виде $c_{f0} = c_f / c_{f0}$, где c_f — коэффициент трения на цилиндрической трубе перед скачком уплотнения. Видно, что коэффициент трения может возрастать на 20—50% в зависимости от числа Маха и угла поворота потока. Из приведенных данных следует, что перед веером волн разрежения коэффициент поверхностного трения в этих условиях отличается от соответствующих значений в безградиентном



Фиг. 6

равновесном течении. Уменьшение числа Рейнольдса вдвое при $M_1 = 2,13$ не влияет на изменение коэффициента трения за скачком уплотнения (точки 4 — $Re^{**} = 5100$), поскольку турбулизирующее воздействие скачка уплотнения в этих условиях преобладает.

За веером волн разрежения ($x_0 > 0$) коэффициент поверхностного трения монотонно убывает вниз по потоку (фиг. 6). Такой характер изменения c_f сохраняется при различных числах Маха перед областью взаимодействия (точки 1, 2, 3 — $M_1 = 2,84, 2,13, 2,51, \theta_1 = 12^\circ$). Эти зависимости получены при близких числах Рейнольдса $Re^{**} = 9200-9800$. Влияние уменьшения числа Рейнольдса при $M_1 = 2,13$ можно видеть из сравнения данных, показанных точками 2 и 4 ($Re^{**} = 5010$).

На фиг. 6 приведен также коэффициент поверхностного трения за одиночным веером волн разрежения в осесимметричном течении (точки 5 — $M_1 = 2,45, Re^{**} = 4600$). Из сравнения этих данных с данными, полученными в близких условиях при предварительном воздействии скачка уплотнения (точки 4), видно сильное увеличение поверхностного трения в результате предварительного воздействия скачка уплотнения. Другая особенность состоит в том, что за одиночным веером волн разрежения коэффициент c_f изменяется очень слабо. Воздействие предварительного скачка уплотнения приводит к тому, что ни при каких условиях обтекания выпуклой угловой конфигурации признаки реламинаризации не появлялись ни в распределении $c_f(x_0)$, ни в структуре профиля скорости пограничного слоя.

На фиг. 6 точками 6—10 показано относительное изменение коэффициента поверхностного трения за веером волн разрежения ($x_0 > 0$) $c_{f01} = c_f/c_{f1}$, где c_{f1} — коэффициент трения перед волнами разрежения. Видно, что значение c_{f01} непосредственно за волнами разрежения остается близким к соответствующим значениям перед второй угловой точкой ($c_{f01} \approx 1$) и затем слабо уменьшается вниз по потоку до значений 0,8—0,85. При этом следует подчеркнуть независимость отношения c_{f01} как от числа Маха, так и от числа Рейнольдса. В случае протекания пограничного слоя через одиночный веер волн разрежения значения c_{f01} при $x_0 \approx 3$ оказываются на 15—20% ниже, чем перед областью взаимодействия (точки 10 — $M_1 = 2,45$), и вписываются в универсальную зависимость $c_{f01}(x_0)$ уже при $x_0 \approx 10$, что свидетельствует об ослаблении влияния предварительного воздействия скачка уплотнения на пограничный слой на длине $x_0 > 10$.

Таким образом, проведенные исследования показали, что предварительное воздействие скачка уплотнения приводит к существенному ослаблению влияния

числа Рейнольдса на характеристики пограничного слоя за веером волн разрежения, исключению реламинаризации и сокращению длины области релаксации пограничного слоя. Выяснилось, что последовательное воздействие скачка уплотнения и веера волн разрежения нельзя рассматривать как простую суперпозицию двух одиночных воздействий противоположных градиентов давления. Процесс существенно нелинеен, зависит от широкого круга определяющих параметров, в частности от спектральных и энергетических характеристик пограничного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Огородников Д. А.* Управление пограничным слоем путем отсоса или слива//Тр. ЦИАМ. 1971. № 507. С. 42—57.
2. *Гольдфельд М. А., Затолока В. В.* Об улучшении отрывных свойств турбулентного пограничного слоя в результате воздействия скачка уплотнения//Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1979. Вып. 3. № 13. С. 40—47.
3. *Босняков С. М., Ремеев Н. Х.* Расчетное и экспериментальное исследования интегральных параметров пограничного слоя на ступенчатых клиньях плоских сверхзвуковых воздухозаборников//Тр. ЦАГИ. 1981. Вып. 2098. 34 с.
4. *Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н.* Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения: Препринт № 28. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983. 51 с.
5. *Гольдфельд М. А., Тютин Э. Г.* Реламинаризация сверхзвукового турбулентного пограничного слоя при быстром расширении около угловой точки: Препринт № 12. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982. 49 с.
6. *Гольдфельд М. А., Лисенков И. Г.* Влияние числа Рейнольдса на развитие пограничного слоя за веером волн разрежения//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 5. С. 40—47.
7. *Гольдфельд М. А., Сарен Ю. А.* Приближенное определение поверхностного трения по профилю скорости двумерного сжимаемого турбулентного пограничного слоя//3-я Всесоюз. школа по методам аэродинамических исследований: Сб. докл. Новосибирск, 1982. С. 129—132.
8. *Гольдфельд М. А.* Структура сверхзвукового турбулентного пограничного слоя при его взаимодействии со скачком уплотнения//Изв. АН СССР МЖГ. 1985. № 5. С. 75—82.
9. *Гольдфельд М. А., Зиновьев В. Н., Лебига В. А.* Структура и пульсационные характеристики сжимаемого турбулентного пограничного слоя за веером волн разрежения: Препринт № 16. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1985. 27 с.
10. *Репик Е. У.* Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления//Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1218. С. 19—36.
11. *Гольдфельд М. А.* Особенности развития сверхзвукового турбулентного пограничного слоя после протекания через веер волн разрежения//Исследование пристенных турбулентных течений вязкого газа. Новосибирск, 1979. С. 103—122.
12. *Желтоводов А. А., Яковлев В. Н.* Этапы развития, структура и характеристики турбулентности сжимаемых отрывных течений в окрестности двумерных препятствий: Препринт № 27. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР. 1986, 55 с.
13. *Anyiwo J. C., Bushnell D. M.* Turbulence amplification in shock-wave boundary layer interaction//AIAA Journal. 1982. V. 20. № 7. P. 893—899.

Новосибирск

Поступила в редакцию
10.11.1992