

может быть только нейтрально-устойчивым. Если исключить из рассмотрения возмущения, смещающие центр масс, то при $\beta < \beta_* = (1 - \pi^2/l^2)$ состояние равновесия неустойчиво (относительно осесимметричных возмущений), а при $\beta > \beta_*$ устойчиво. Как отмечалось в п. 2, при $\beta = \beta_*$ происходит ветвление цилиндрического состояния. При $l \rightarrow \infty$ значение β_* равно единице.

Согласно результатам данной работы, при $\theta = 0$ простая равновесная поверхность неустойчива. Неустойчивыми являются конфигурации, схематично изображенные на рис. 3, а, б (1, 2 — области, заняты жидкостью и газом). Этот результат не противоречит выводу об устойчивости пересекающих ось вращения равновесных конфигураций в бесконечном цилиндре, сделанному в [2], так как здесь анализировались возмущения, удовлетворяющие другим краевым условиям. Для устойчивости необходимо, чтобы хотя бы с одним торцом цилиндра газовый пузырь имел только одну точку контакта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пухначев В. В. Ветвление вращательно-симметричных решений, описывающих течение вязкой жидкости со свободной поверхностью // ПМТФ.— 1973.— № 2.
2. Joseph D. D., Preziosi L. Stability of rigid motions and coating films in bicomponent flows of immiscible liquids // J. Fluid Mech.— 1987.— V. 185.
3. Бадратнинова Л. Г. О запасе устойчивости цилиндрического равновесного состояния вращающейся жидкости // ПМТФ.— 1981.— № 4.
4. Joseph D. D., Renardy Y., Renardy M., Nguyen K. Stability of rigid motions and rollers in bicomponent flows of immiscible liquids // J. Fluid Mech.— 1985.— V. 155.
5. Бабский В. Г., Копачевский Н. Д., Мышкин А. Д. и др. Гидромеханика невесомости.— М.: Наука, 1976.
6. Ляпунов А. М. Об устойчивости эллипсоидальных форм равновесия вращающейся жидкости.— М.: Изд-во АН СССР, 1959.— Т. 3.
7. Румянцев В. В. К теории движения твердых тел с полостями, наполненными жидкостью // ПММ.— 1966.— Т. 30, вып. 1.
8. Самсонов В. А. Устойчивость и бифуркация равновесия тела с жидкостью // Науч. тр. Ин-та механики МГУ.— 1971.— № 16.
9. Владимиров В. А., Румянцев В. В. К обращению теоремы Лагранжа для твердого тела с полостью, содержащей вязкую жидкость // ПММ.— 1990.— Т. 5, вып. 2.
10. Gillis I., Kaufman B. The stability of a rotating viscous jet // Quart. Appl. Math.— 1962.— V. 19, N 4.
11. Balmer R. T., Wang T. G. An experimental study of internal hydrocysts // Trans of the ASME.— 1976.— V. 98.

г. Новосибирск

Поступила 27/I 1992 г.,
в окончательном варианте —
6/IV 1992 г.

УДК 532.526

А. А. Желтоводов, Э. Х. Шилейн, С. С. Хорстман

РАЗВИТИЕ ОТРЫВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ, ВОЗМУЩЕННЫМ ВОЛНАМИ РАЗРЕЖЕНИЯ

Решение многих задач сверхзвуковой аэрогазодинамики требует изучения течений, характеризующихся взаимодействием турбулентного пограничного слоя с различными возмущениями, например со скачками уплотнения и волнами разрежения. Существенная их особенность по сравнению с однопочными взаимодействиями — возможность проявления в пограничном слое релаксационных эффектов, обусловленных предшествующим возмущением в зоне последующего. В таких условиях свой

© А. А. Желтоводов, Э. Х. Шилейн, С. С. Хорстман, 1993

ства релаксирующего течения и, в частности, его способность противостоять отрыву могут изменяться с удалением от возмущения, а также в зависимости от его типа и интенсивности.

Проведенные к настоящему времени исследования свидетельствуют о том, что отрывные свойства турбулентного пограничного слоя в различных ситуациях заметно зависят от наполненности его профиля средней скорости. Такая зависимость характерна для развивающегося на пластине турбулентного пограничного слоя [1—3]. Наблюдаемое уменьшение наполненности профиля при повышении чисел Рейнольдса до $Re_\delta \approx 10^5$ снижает способность слоя противостоять отрыву, а последующий ее рост в развитом течении при более высоких значениях Re повышает устойчивость к отрыву. Аналогичные особенности отмечались и для возмущенных пограничных слоев, в которых увеличение наполненности достигалось различными воздействиями. Так, в [4] на основе теоретического анализа сделан вывод о возможности подавления отрыва в ускоренных течениях. В [5] экспериментально зафиксировано увеличение критической интенсивности скачка в течениях с отсосом или сливом пограничного слоя. В [6] аналогичный эффект наблюдался в турбулентном пограничном слое, предварительно возмущенном скачком уплотнения. Согласно [5], такое влияние наполненности профиля скорости объясняется ростом полного давления в характерной пристенной области пограничного слоя, определяющей его отрывные свойства. Вместе с тем очевидно, что в общем случае изменение отрывных свойств возмущенных пограничных слоев может быть связано не только с трансформацией профиля средней скорости, но и с изменением эффективной вязкости в пристенной области. Дальнейшее уточнение роли каждого из указанных факторов, несомненно, является актуальным. С учетом результатов отмеченных выше исследований вызывает интерес экспериментальное изучение взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, предварительно возмущенным волнами разрежения. Такая ситуация представляется экстремальной для тестирования современных численных расчетов, использующих различные модели турбулентности.

Данная работа — результат совместных исследований, проведенных в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН и в NASA Эймсе (США). Она посвящена экспериментальному и расчетному изучению взаимодействия турбулентного пограничного слоя с волнами разрежения и скачком уплотнения при обтекании наклонных уступов. Эксперименты проводились в сверхзвуковых аэродинамических трубах Т-313 и Т-325 ИТМ СО РАН с сечениями рабочей части соответственно $0,6 \times 0,6$ м и $0,2 \times 0,2$ м в условиях адиабатической поверхности модели. Модель представляла собой плоский уступ фиксированной высоты $h = 15$ мм для Т-313 и 6 мм для Т-325 с углами отклонения подветренной грани $\beta = 8, 25$ и 45° . Достаточно большая относительная ширина моделей $b/h = 20—26,7$, а также использование боковых ограничительных пластин исключали влияние пространственных концевых эффектов на характеристики течения в окрестности плоскости симметрии. На горизонтальной поверхности перед уступом реализовался развитый турбулентный пограничный слой. Толщина слоя δ , толщины вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} перед уступами приведены в таблице вместе с основными параметрами потока, при которых проводилось подробное пневмометрическое зондирование течений. Дополнительно к этому в широком диапазоне чисел Маха ($M_\infty = 1,9—3,9$) и единичных чисел Рейнольдса ($Re = (3,5—60) \cdot 10^6$ 1/м) при различных давлениях p_0 и температуре T_0 торможения проведены визуализация течений и измерения давления на поверхности.

Измерения полей полного и статического давлений в вертикальной плоскости симметрии модели выполнены с помощью соответствующих микрозондов. Их ориентация с учетом ожидаемых скосов потока позволяла гарантировать погрешность измерения полного давления менее 1 %

M_∞	β , град	$Re \cdot 10^{-7}$, 1/м	p_0 , МПа	T_0 , К	δ , мм	δ^* , мм	δ^{**} , мм	Аэродинами- ческая труба	
2,20	8—45	2,6	0,236	268 ± 4	5,45	1,45	0,44	Т-313	
2,85	8	3,8	0,426	265 ± 2	5,1	1,84	0,38		
	25	3,8	0,427	268 ± 3	5,1	1,84	0,38		
	45	3,3	0,420	292 ± 4	5,1	1,84	0,38		
3,80	8—45	5,8	1,068	269 ± 2	4,9	2,04	0,29		
2,90	25	4,0	0,480	287 ± 5	1,94	0,71	0,14		Т-325

и статического в пределах 5%. Измерения распределения давления на поверхности выполнялись вдоль линии симметрии модели с точностью не хуже 0,5%. Расчет скорости по измеренным полям давлений в пограничном слое проводился в рамках обобщенного интеграла Крокко. Для определения коэффициента поверхностного трения по суммарным профилям скорости использовалась методика [7], основанная на соотношении Людвига—Тиллмана, обобщенном для сжимаемых течений. Точность измерения этой величины составляла около 10%, за исключением областей с сильными градиентами давления, где она могла снижаться до 15%. Визуализация течений осуществлялась с помощью тепловеского метода и метода маслосажевого покрытия. Более подробное описание методик и условий эксперимента дано в [8].

Расчетные исследования выполнены в NASA Эймсе на основе численного решения осредненных по Фавру нестационарных уравнений Навье—Стокса для двумерного течения. При этом использована явнонеявная конечно-разностная схема МакКормака типа предиктор—корректор [9]. Схема имеет второй порядок точности и обеспечивает выполнение законов сохранения для каждой расчетной ячейки. Для замыкания исходных уравнений использованы две модели турбулентности в рамках концепции вихревой вязкости: предложенная Джонсом и Лаундером $k-\epsilon$ -модель [10] и ее модификация, обоснованная Роди [11].

Первая модель может быть представлена следующими основными соотношениями:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \mu_t \left[S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{u}^2 \right] - \frac{2}{3} \rho k \operatorname{div} \mathbf{u} - \rho \epsilon + D + \text{НР},$$

$$\frac{D\rho \epsilon}{Dt} = \frac{\epsilon}{k} \left[C_1 \mu_t \left(S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{u}^2 \right) - C_1 \frac{2}{3} \rho k \operatorname{div} \mathbf{u} - C_2 f_2 \rho \epsilon \right] + D + \text{НР},$$

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad \mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon.$$

Здесь D , НР — члены, учитывающие диффузию и влияние низких чисел Рейнольдса вблизи стенки; $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,96$, $C_\mu = 0,09$ — константы [12].

Вторая модель является двухслойной, и для некоторой пристенной части дифференциальное уравнение для скорости диссипации ϵ заменено алгебраическим соотношением

$$\epsilon = \frac{k^{1,5}}{L} \left(1 + \frac{13,2}{\rho \sqrt{k} L / \mu} \right),$$

а турбулентная вязкость описывается уравнением

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \rho L \sqrt{k}.$$

Значения f_μ и характерного числа Рейнольдса R_ν определяются соотно-

шевиями

$$f_{\mu} = 1 - \exp(-0,0198R_y), \quad R_y = \rho \sqrt{k} y / \mu$$

(y — расстояние по нормали от стенки).

Масштаб длины L описывается простым уравнением $L = C_r y$, где $C_r = 2,4$. Указанная модель, используемая для пристенной области, сращивается с исходной моделью на расстоянии от стенки, определяемом из условия $R_y = 150$ ($f_{\mu} = 0,95$). Изменение координаты точки срачивания в пределах $R_y = 100-200$ приводило к изменению результатов численных расчетов в пределах 3 %.

Использовавшаяся расчетная сетка была равномерной в продольном направлении и в зависимости от конкретной конфигурации имела от 200 до 220 сечений, расположенных с шагом от 0,15 до 0,25 толщины невозмущенного пограничного слоя. По вертикальной координате во внешнем потоке сетка равномерная, а по мере приближения к стенке сгущалась по геометрической прогрессии. Общее количество точек в этом направлении достигало 70—100, из которых не менее 30 находились в пределах пограничного слоя. Минимальное расстояние от стенки до ближайшего узла в каждом сечении соответствовало $y^+ = 0,05-0,1$ (y^+ — переменная закона стенки).

Начальные условия определялись равномерным внешним потоком и профилем пограничного слоя в сечении, достаточно удаленном от зоны взаимодействия. Такой начальный профиль получался в результате расчета течения на пластине исходя из достижения расчетной толщиной вытеснения заданного экспериментального значения. На правой границе расчетной области использовались условия равенства нулю градиентов параметров течения в продольном направлении. На стенке задавались условия прилипания, постоянства температуры, а также равенства нулю кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации. Характерное время расчета на Сгау УМР с одним процессором составляло около 25 мин.

На основе подробных измерений полей давлений, скорости, поверхностного трения, оптической визуализации и анализа предельных линий тока установлены основные закономерности развития рассматриваемых течений. Показано, что характерными режимами являются: 1) безотрывное течение при малых β , 2) возникновение в угле сжатия локальной отрывной зоны со свободной точкой отрыва при умеренных β , 3) формирование крупномасштабного отрывного течения с фиксированной точкой отрыва при достаточно больших β , аналогичного обтеканию прямого уступа. Характерные для этих этапов количественные газодинамические схемы и распределения давления на поверхности показаны на рис. 1 для $M_{\infty} = 2,85$.

Как видно, при малых отклонениях подветренной грани наклонного уступа (рис. 1, а, $\beta = 8^\circ$) последовательно реализуются безотрывные течения, характерные для изолированных углов расширения и сжатия. Черными кружками на схеме обозначена внешняя граница пограничного слоя в исследованных сечениях, отвечающая местной скорости $u_s = -0,99u_e$ (u_e — скорость внешнего потока). Скачки уплотнения и волны сжатия показаны жирными и тонкими сплошными линиями. Первая и последняя характеристики веера волн разрежения обозначены штриховыми линиями. Относительный уровень давления на поверхности (рис. 1, в, экспериментальные точки I) достигает расчетных значений по соотношениям Прандтля — Майера за углом расширения и для косяка скачка уплотнения за углом сжатия. Такое соответствие наступает с удалением от изломов поверхности на расстоянии около пяти толщин слоя, реализующегося перед ними. Положение вершины угла сжатия для этой и других рассматриваемых ситуаций указано стрелками на оси абсцисс.

Характерная для второго режима локальная отрывная зона в угле сжатия ограничена линиями стекания (отрыва) S и растекания (при-

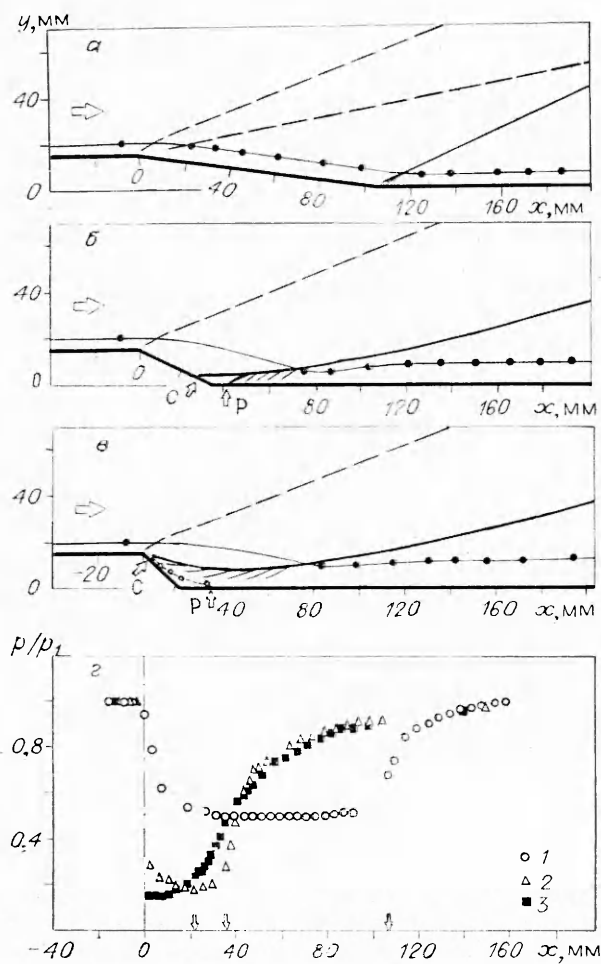


Рис. 1

Увеличение числа Маха или сокращение протяженности наклонной грани способствуют усилению этого влияния. Обнаруженной примечательной особенностью в распределении давления, которая наиболее четко видна при высоких числах Маха (рис. 2, а, $M_\infty = 3,80$, $\beta = 25^\circ$), является формирование участка с локальным минимумом давления на некотором удалении от точки присоединения (рис. 2, б, точки 1, $x = 70-75$ мм). Выполненные в [13] измерения обнаружили за наклонным уступом качественно аналогичные изменения интенсивности теплообмена с подобным четким минимумом. Очевидно, что отмеченная особенность в распределении параметров на стенке обусловлена центрированным веером волн разрежения, исходящим из тройной точки λ -конфигурации скачков над отрывной зоной (рис. 2, а, штриховые линии). Существование таких волн обосновано результатами исследования интерференции двух слабых скачков уплотнения одного семейства [14]. На тепловых фотографиях течения отчетливо виден и распространяющийся из тройной точки контактный разрыв (рис. 2, а, штрихпунктирная линия), который дополняет газодинамическую схему течения в окрестности зоны отрыва.

Дальнейшее увеличение угла до 45° сопровождается ростом протяженности области отрыва в угле сжатия с формированием характерной структуры волн над ней (рис. 1, в). При этом точка отрыва С стремится к предельному положению непосредственно за вершиной расширения. Расстояние от вершины до этой точки практически не зависит от числа Рейнольдса и в диапазоне $Re_\delta = (2-15) \cdot 10^4$ для различных значений

соединения) P (рис. 1, б, $\beta = 25^\circ$). Внутри утолщающегося за углом расширения пограничного слоя возникает λ -конфигурация волн в основании скачка уплотнения. Дополнительной особенностью этого течения является взаимодействие волн разрежения со скачком уплотнения внутри и вне пограничного слоя, вследствие чего он ослабевает и искривляется. Кроме того, минимальный уровень относительного давления (рис. 1, г, точки 2) за углом расширения несколько выше расчетного значения по теории Прандтля — Майера ($p/p_1 = 0,101$). Погрешность измерения давления отвечает размеру экспериментальных точек на рисунке. Очевидно, что реализующиеся давления не достигают расчетных значений за волнами разрежения в первую очередь из-за влияния скачка и отрывной зоны, повышенное давление в которой распространяется несколько выше точки отрыва С.

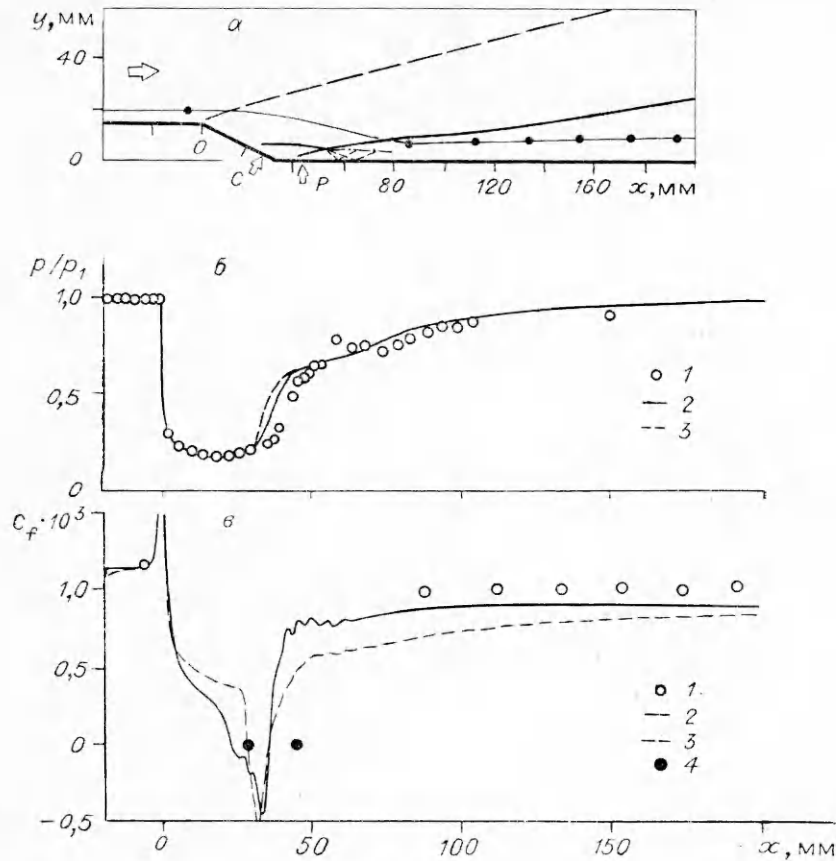


Рис. 2

числа Маха составляет примерно 1; 2; 4 мм ($M_\infty = 2,20; 2,85; 3,80$). Светлыми точками на схеме показано зафиксированное положение линии нулевых скоростей в отрывной зоне. Такое течение вполне напоминает обтекание прямого уступа, для которого при относительно высоких значениях M_∞ и умеренных Re_δ возникает аналогичная структура волн в результате объединения краевого и концевого скачков [15]. Существенное искривление этих скачков связано с их взаимодействием между собой и с волнами разрежения. Распределение давления также качественно соответствует характерному для течений за прямым уступом (рис. 1, г, точки 3). Относительное давление вдоль наклонной грани практически не изменяется и удовлетворительно отвечает донному за прямым уступом, которое для рассматриваемого числа Маха равно 0,2 [16].

Полученные экспериментальные данные позволяют проанализировать влияние параметров набегающего потока и предыстории на развитие отрыва в угле сжатия, установленном в возмущенном волнами разрежения течения. С этой целью на рис. 3, а на фоне обобщающей зависимости 1 для протяженности отрывной зоны в изолированных углах сжатия показаны экспериментальные данные, полученные в течении со свободной точкой отрыва за наклонным уступом при $\beta = 25^\circ$ (полосы 2—4 — $M_\infty = 2,20; 2,85; 3,80$). Обобщающая зависимость 1 получена в [17] на основе уточнения ранее известной [18] и многочисленных экспериментальных данных разных авторов о протяженности развитого отрыва в углах сжатия для широкого диапазона M_∞ и Re_δ . Здесь L_0 — кратчайшее расстояние между точками отрыва и присоединения, M_∞ и δ — число Маха во внешнем потоке и толщина пограничного слоя перед скачком, p_2 — давление за скачком, p_* — платовое давление в

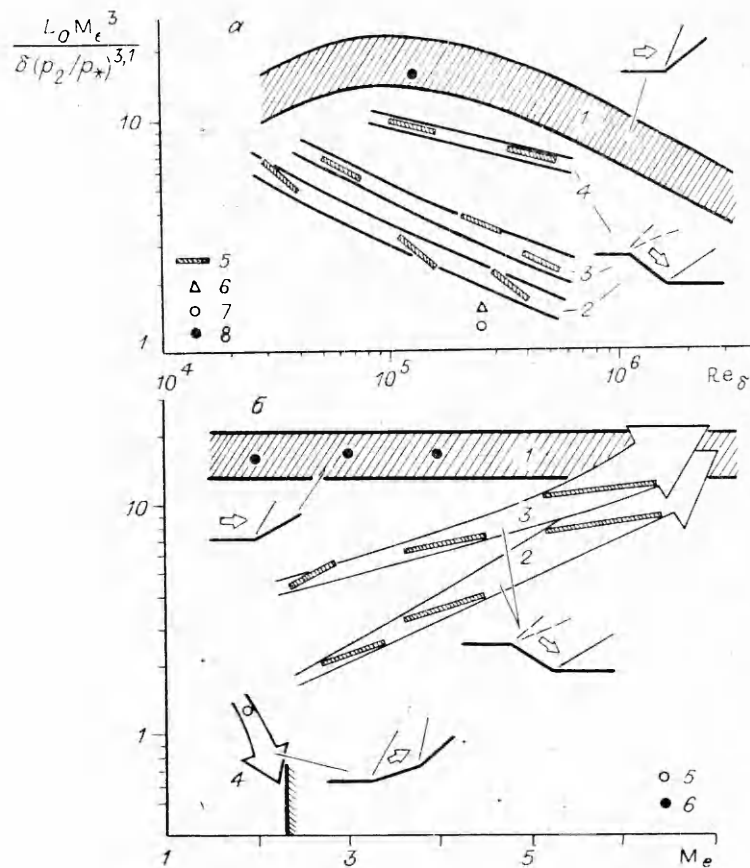


Рис. 3

отрывной зоне. В связи с интерференцией веера волн разрежения и скачка уплотнения в окрестности наклонного уступа параметры потока перед точкой отрыва определялись приближенно. Размеры и положение прямоугольников 5 в пределах обобщающих полос 2—4 характеризуют суммарную погрешность определения локальных значений M_e , Re_δ и p_2/p_* . Величина δ находилась по тепловым фотоснимкам течения, p_* — по [19].

Представленные в такой форме данные для отрыва предварительно возмущенного пограничного слоя (рис. 3, а, полосы 2—4) располагаются существенно ниже указанной корреляции 1. Такое поведение характерно для неразвитых отрывных течений, что в данном случае является следствием значительного увеличения наполненности профиля скорости в предшествующих волнах разрежения. Очевидно, что способность противостоять отрыву возмущенного течения непосредственно за волнами разрежения значительно возрастает. При этом она становится соизмеримой с характерной для течения, релаксирующего за скачком на достаточно большом удалении от него [6] (рис. 3, а, точки 6, 7). Рассмотренная в этой работе конфигурация представляла собой последовательность углов сжатия β_1 и β_2 . Точки 6 соответствуют $\beta_1 = 18^\circ$, $\beta_2 = 15^\circ$, $M_e = 2,0$, 7 — $\beta_1 = \beta_2 = 18^\circ$, $M_e = 2,0$ (M_e — число Маха перед вторым скачком). Данные этой работы для протяженности отрыва в невозмущенном течении (точка 8, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 18^\circ$, $M_e = M_\infty = 2,0$) хорошо согласуются с зависимостью 1. Обратим внимание, что в сопоставляемых течениях повышенная наполненность профиля скорости обусловлена различными физическими факторами: ускорением волнами разрежения и турбулизирующим воздействием скачка уплотнения, проявляющимся в релаксирующем течении.

Основываясь только на изложенных представлениях о влиянии наполненности профиля скорости на отрывные свойства пограничного слоя, нельзя полностью объяснить отличия между процессами развития отрыва в возмущенных и невозмущенных течениях. Так, наряду с общим подавлением отрыва в исследуемых возмущенных течениях обращает на себя внимание увеличение его протяженности с уменьшением Re_δ , рассчитанного по локальным параметрам потока за веером волн разрежения (рис. 3, а, полосы 2—4). Такую тенденцию в развитии отрыва нельзя объяснить изменением наполненности профиля скорости в невозмущенном потоке перед углом расширения, поскольку для реализованного в этом течении диапазона значений $Re_\delta = (1,5-25) \cdot 10^4$ она изменяется не-

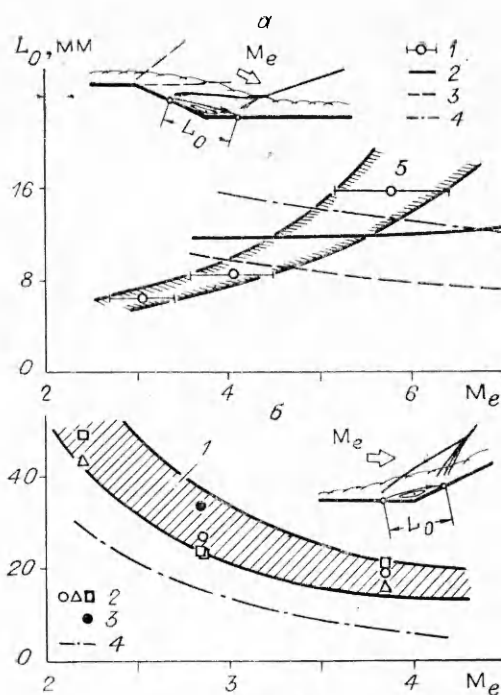


Рис. 4

монотонно и поэтому немонотонно влияет на отрывные свойства (зависимость 1). В связи с этим обнаруженное монотонное увеличение протяженности отрыва можно объяснить, по-видимому, лишь уменьшением эффективной вязкости в пристенной части пограничного слоя вследствие более интенсивного подавления турбулентных пульсаций волнами разрежения в условиях уменьшающегося числа Рейнольдса. Такое заключение находится в соответствии с выводом о влиянии числа Рейнольдса на процесс реламинизации турбулентного пограничного слоя за выпуклым углом, сделанным в [20].

Кроме того, согласно полученным данным, протяженность отрывной зоны в угле сжатия за волнами разрежения растет и с увеличением характерного числа Маха (рис. 3, б, полоса 2), что несвойственно для изолированных углов сжатия (зависимость 1). С учетом возрастающей при этом наполненности профиля скорости в волнах разрежения [20] такое поведение кажется неожиданным. Важно, что аналогичным образом ведут себя и данные (полоса 3), полученные на меньшей по размерам модели в аэродинамической трубе Т-325. Зависимости 1—3 приведены на рис. 3, б для фиксированного значения $Re_\delta = 2 \cdot 10^5$.

Отмеченное влияние числа Маха еще более отчетливо проявляется при анализе протяженности отрыва в размерном виде (рис. 4). Очевидно, что поведение L_0 за наклонным уступом $\beta = 25^\circ$ и $h = 15$ мм (рис. 4, а, заштрихованная полоса и точки 1 соответствуют M_∞ и Re_δ , указанным в таблице) противоположно характерному для изолированных углов сжатия (рис. 4, б, полоса 1 отвечает зависимости 1 на рис. 3, а, 2 — эксперимент [21], $\beta = 25^\circ$). Обнаруженное поведение протяженности отрыва за наклонным уступом с фиксированным углом β может быть объяснено все более эффективным подавлением турбулентности с ростом интенсивности веера волн разрежения, вызванным увеличением M_∞ .

Характер изменения протяженности отрыва в угле сжатия в течении, предварительно возмущенном скачком уплотнения [6] (рис. 3, б, полоса 4), с увеличением M_e явно противоположен свойственному течениям за волнами разрежения (полосы 2, 3). Приведенная тенденция 4 характеризует уменьшение до нуля протяженности отрыва при обтека-

нии последовательности углов сжатия $\beta_1 = \beta_2 = 18^\circ$ с изменением характерного числа Маха перед вторым скачком M_e от 1,9 (точка 5) до 2,3 (линия со штрихами на оси абсцисс). Аналогичный изолированный угол сжатия $\beta = 18^\circ$ (точки 6 [6]) обтекается с развитым отрывом вплоть до $M_e = M_\infty = 4$. По всей видимости, подавление отрыва за скачком следует объяснять не только ростом наполненности профиля скорости [6], но и увеличением эффективной вязкости вследствие усиления турбулентных пульсаций.

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют о возможности подавления отрыва из-за повышенной наполненности профиля скорости в возмущенном пограничном слое за волнами разрежения, как и за скачком уплотнения. В то же время можно полагать, что в условиях роста наполненности профиля под влиянием различных факторов именно направление изменения турбулентных пульсаций (уменьшение или рост) может оказывать решающее влияние на тенденции развития отрывных течений. В частности, в исследованном течении с увеличением числа Маха действие второго механизма (гашение турбулентности) все более проявляется на фоне влияния первого (повышение наполненности профиля скорости).

Несомненный интерес представляет анализ возможностей современных расчетных моделей предсказывать характерные особенности развития отрыва в предварительно возмущенных турбулентных течениях. Проведенные в [22] численные расчеты осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса с привлечением различных моделей турбулентности продемонстрировали такие возможности на примерах обтекания наклонных ступенек и уступов. Показано определенное качественное и количественное соответствие экспериментам расчетных газодинамических схем течений, а также распределений давления и трения в зонах взаимодействия. Вместе с тем дополнительный анализ этих результатов обнаруживает очевидную ограниченность таких расчетов (см. рис. 4). Так, в случае обтекания наклонного уступа ($\beta = 25^\circ$) расчеты с использованием $k - \epsilon$ -модели [10] (рис. 4, а, линия 3) и $q - \omega$ -модели [23] (линия 4) предсказывают тенденцию $L_0(M_e)$, противоположную экспериментальной (полоса 5). Аналогичную тенденцию расчет дает (рис. 4, б, линия 4 — $q - \omega$ -модель) для изолированного угла сжатия $\beta = 25^\circ$, которая качественно соответствует экспериментальному обобщению 1. Расчет с $k - \epsilon$ -моделью (точка 3), проделанный, к сожалению, лишь для одного числа Маха, продемонстрировал и количественное совпадение.

Очевидно, что отмеченное несоответствие для наклонного уступа может быть обусловлено различными факторами: особенностями численного алгоритма, степенью сгущения сетки, неадекватностью моделей турбулентности и др. С целью уточнения этих вопросов в данной работе выполнены расчеты с максимально подробной сеткой и двумя моделями турбулентности. Приведенное на рис. 2, б, в сопоставление расчетов с экспериментом для $\beta = 25^\circ$, $M_\infty = 3,8$ и $Re = 58 \cdot 10^6$ 1/м по распределению давления и трения на поверхности в целом свидетельствует о лучшем соответствии эксперименту расчетных данных, полученных с исходной $k - \epsilon$ -моделью (линия 2), по сравнению с ее модификацией (линия 3). Примечательными являются хорошее предсказание уровня давления за волнами разрежения, а также намечающаяся тенденция к формированию локального минимума в области влияния вторичных волн разрежения, исходящих из тройной точки λ -конфигурации (рис. 2, а). Отметим и удовлетворительное соответствие предсказываемого коэффициента трения за уступом на основе исходной $k - \epsilon$ -модели (рис. 2, в). Расчетная длина отрывной зоны в угле сжатия, ограниченная точками отрыва и присоединения с $C_f = 0$, близка к зафиксированной в эксперименте методом маслосаживой визуализации (точки 4). Вместе с тем расчетное положение этих точек несколько выше по потоку, чем в эксперименте.

Как видно из рис. 4, а (линия 2), проведенные расчеты с $k - \epsilon$ -моделью начинают проявлять обнаруженную в опытах тенденцию, однако полного совпадения с экспериментом не достигают. С учетом хорошего пространственного разрешения использованной расчетной сетки, а также возможностей различных сопоставляемых современных методов расчета и моделей турбулентности (линии 2—4) это несоответствие ассоциируется с дополнительными физическими процессами, которые не учтены в расчетной модели, а также наложили отпечаток на эксперимент. К числу таких физических факторов в первую очередь следует отнести заметные нестационарные эффекты, характерные для турбулентного отрыва [24]. В частности, метод маслосажековой визуализации фиксирует предельное нижнее по потоку положение нестационарной точки отрыва. В свою очередь рассмотренные расчетные модели прямо не учитывают такой сложной природы турбулентного отрыва. Для предсказания этих более тонких эффектов требуется дальнейшее развитие нестационарных методов расчета на основе соответствующих экспериментальных данных. Однако очевидно, что рассмотренные стационарные модели предсказывают многие особенности анализируемых течений, важные для решения практических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elfstrom G. M. Turbulent hypersonic flow at a wedge compression corner // J. Fluid Mech.—1972.— V. 53, pt 1.
2. Haines A. B. 27th Lancaster memorial lecture scale effect in transonic flow // Aeronautical J.—1987.— V. 91, N 907.
3. Гогин Л. В., Степанов Г. И. Отрывные и кавитационные течения.— М.: Наука, 1990.
4. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя // Изв. АН СССР. Сер. ОТН.—1954.— № 12.
5. Огородников Д. А. Исследование управления сверхзвуковым пограничным слоем путем отсоса или слива // Техн. отчет ЦИАМ.—1967.— № 282.
6. 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.
7. Гольдфельд М. А., Сарен Ю. А. Приближенное определение поверхностного трения по профилю скорости двумерного сжимаемого турбулентного пограничного слоя // III Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.— Вып. 2.
8. Желтоводов А. А., Меклер Л. Ч.-Ю., Шилейн Э. Х. Особенности развития отрывных течений в углах сжатия за волнами разрежения.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 10—87).
9. MacCormack R. W. Numerical method for solving the equations of compressible viscous flow // AIAA J.—1982.— V. 20, N 9.
10. Jones W. P., Launder B. E. The predictions of laminarization with a two-equation model of turbulence // Intern. J. of Heat and Mass Transfer.—1972.— V. 15.
11. Rodi W. Experience with two-layer models combining the $k - \epsilon$ model with a one-equation model near the wall.— N. Y., 1991.— (Paper/AIAA; N 91—0216).
12. Horstman C. C. Hypersonic shock-wave turbulent boundary-layer interaction flows — experiment and computation.— N. Y., 1991.— (Paper/AIAA; N 91—1760).
13. Желтоводов А. А., Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. и др. Моделирование процессов теплообмена в сверхзвуковых турбулентных отрывных течениях // Моделирование в механике.— Новосибирск, 1989.— Т. 3(20), № 2.
14. Эдди Б. Теплообмен на затупленном теле, сталкивающемся со скачком уплотнения // РГК.—1968.— Т. 6, № 1.
15. Хама Ф. Экспериментальное исследование краевого скачка уплотнения // РГК.—1968.— Т. 6, № 2.
16. Korst H. H. A theory of base pressures in transonic and supersonic flow // J. Appl. Mech.—1956.— V. 23, N 4.
17. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х. Особенности развития турбулентного отрыва в возмущенных пограничных слоях // Моделирование в механике.— Новосибирск, 1988.— Т. 2(19), № 1.
18. Needham D., Stollery J. Boundary layer separation in hypersonic flow.— N. Y., 1966.— (Paper/AIAA; N 66—455).
19. Zukoski E. E. Turbulent boundary layer separation in front of a forward facing step // AIAA J.—1967.— V. 5, N 10.
20. Гольдфельд М. А., Тютина Э. Г. Реламинаризация турбулентного пограничного слоя при быстром расширении около угловой точки.— Новосибирск, 1982.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 12—82).

21. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТНМ; № 28—83).
22. Борисов А. В., Карамышев В. Б. Численное моделирование отрывных турбулентных течений // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1990.— Вып. 1.
23. Coakley T. J. Turbulence modeling for the compressible Navier — Stokes equations.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 83—1693).
24. Dolling D. S., Or C. T. Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flow fields.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 83—1715).

*г. Новосибирск
Moffett Field, California*

Поступила 3/VI 1992 г.

УДК 551.463.2 + 534.222

В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин, И. В. Воейков

НАБЛЮДЕНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СРЕДЕ ОПТИЧЕСКИМ И АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДАМИ

В модельных экспериментах для визуализации течений успешно применяют теневые методы, которые обеспечивают высокочувствительные измерения пространственно-временной структуры гидрофизических полей в средах с однокомпонентной стратификацией. Однако из получаемой интегральной картины трудно извлечь информацию о свойствах течения в произвольно выбранной точке.

Локализация измерительных объемов без их возмущения наиболее просто осуществляется по методу дистанционного импульсного зондирования. Посредством временной селекции принимаемого рассеянного сигнала можно задать как местоположение выделенного объема, так и его пространственную протяженность. В силу естественных причин (сравнительно небольшая скорость распространения волн, соразмерность длины волны с внутренними масштабами течений) наиболее приемлемым путем технической реализации импульсного зондирования является ультразвуковая гидролокация (УЗ-локация). Широко применяемая в медицинской диагностике УЗ-локация слабо развита как инструмент для измерения внутренней структуры гидрофизических полей.

Основная причина этого — отсутствие теоретического и эмпирического базиса, который позволил бы построить аппаратные функции, адекватно описывающие наблюдаемые процессы через множество акустических сигналов рассеяния, что в свою очередь объясняется нестационарным характером самих процессов и сигналов звукорассеяния, а также неоднозначностью в определении природы рассеивателей.

С целью установления зависимости звукорассеяния от режима течения и идентификации самих рассеивателей проводилось УЗ-зондирование следа за цилиндром в стратифицированной по соли воде. Эксперименты выполнены в бассейне ($240 \times 40 \times 60$ см³), который оборудован оптической системой визуализации (теновой прибор ИАБ-458 с полем зрения 23 см), кондуктометром-профилографом и устройством буксировки цилиндра.

Лабораторный гидролокатор состоит из приемопередающей антенны (пьезодиск диаметром 2,5 см), выходного усилителя мощности, формирователя радиоимпульсных посылок, предусилителя эхосигналов, стробоскопического преобразователя и самописца. Стробообразователь необходим для транспонирования временного масштаба эхосигналов, что позволило согласовать «быстрый» эхосигнал с динамическими характе-