

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ОКРЕСТНОСТИ СТУПЕНЬКИ**

**В. С. ДЕМЬЯНЕНКО, А. А. ЖЕЛТОВОДОВ**

(Новосибирск)

Приводятся результаты экспериментального исследования отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности ступеньки, установленной на плоской пластине, при числах  $M_\infty = 2, 3$  и числах Рейнольдса  $Re_\infty = u_\infty/\nu = (26 \div 66) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Высота ступеньки  $h$  варьировалась от 3 до 16 мм, что соответствовало диапазону относительных высот  $1.1 \leq h/\delta \leq 7.6$ , где  $\delta$  — толщина пограничного слоя в точке начала роста давления перед ступенькой. На основании полученных данных о распределении давления перед ступенькой, на ее торцевой и верхней поверхностях, а также результатов зондирования отрывной и прилегающих к ней областей уточнена схема течения. Проводится сопоставление полученных данных с результатами других работ.

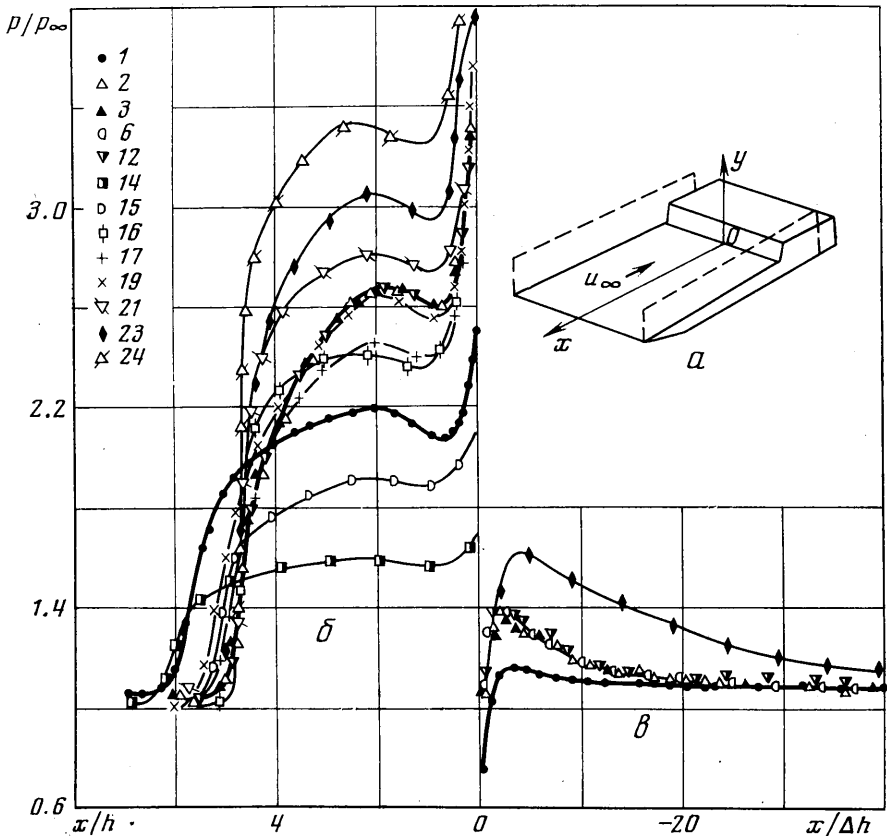
Для расчета отрыва турбулентного пограничного слоя получили распространение приближенные методы, предполагающие рассмотрение характерных областей отрывных течений, в каждой из которых возможно использование дополнительной полуэмпирической информации [1]. Этим обусловлена необходимость экспериментальных исследований, позволяющих отчетливо выделить такие области.

Одним из частных случаев двумерных отрывных течений является отрыв турбулентного пограничного слоя в окрестности ступеньки, изучению которого посвящена настоящая работа.

В экспериментах использовалась модель ступеньки (фиг. 1, а), установленной на пластине на расстоянии 315 мм от ее передней кромки. Ширина модели 400 мм позволяла в рассматриваемом диапазоне высот ступеньки от 3 до 16 мм в соответствии с данными [2] исключить влияние трехмерных эффектов на распределение давления в районе дренажных отверстий, расположенных с шагом 1–4 мм вдоль оси симметрии. С целью дополнительного исследования влияния бокового растекания из области отрыва предусмотрена возможность установки прямоугольных ограничительных пластин высотой 100 мм и длиной 388 мм. Толщина передних кромок горизонтальной и боковых пластин 0.1 мм, длина ступеньки 270 мм.

Необходимые для обработки результатов экспериментов данные о толщине невозмущенного пограничного слоя  $\delta$  в точках, соответствующих началу роста давления перед ступеньками, получены на основании измерений профилей скорости в соответствующих сечениях на пластине без ступеньки. Анализ данных о положении точки перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное показал, что расстояние от передней кромки пластины до точки отрыва в исследованных случаях превышало соответствующее расстояние до точки перехода не менее чем в 2 раза. Полученные профили удовлетворительно аппроксимируются степенной зависимостью  $u/u_\delta = (y/\delta)^{1/4}$ , где  $u_\delta = 0.99u_\infty$ . Эти результаты указывают на то, что к моменту отрыва пограничный слой был турбулентным.

Визуализация предельных линий тока на поверхности модели при помощи масло-сажевой смеси позволило обнаружить в районе оси симметрии существование достаточно широкой области с линиями тока, параллельными направлению невозмущенного потока. В пределах этой области линия стекания (отрыва) параллельна торцевой поверхности ступеньки. Ширина указанной области составляла 65–70 мм при числе  $M_\infty=2$  и 170–180 мм при  $M_\infty=3$ . В случае отсутствия ограничительных пластин, вне этой области линии тока были заметно искривлены вследствие растекания, а линия отрыва приближалась к ступеньке. При установленных ограничительных пластинах картина течения в районе оси симметрии не



Фиг. 1

изменялась, растекание из области отрыва прекращалось, однако течение вблизи пластин было существенно трехмерным вследствие взаимодействия формирующегося перед ступенькой скачка с развивающимся на них пограничным слоем. Расстояние линии стекания от ступеньки  $x_s$  в области квазидвумерного течения удовлетворительно соответствует эмпирической зависимости [2]:  $x_s=4.2h$ .

Наблюдается удовлетворительное качественное соответствие результатов измерения распределения давления перед ступенькой с данными других работ (фиг. 1, б, в). Условные обозначения, используемые на фиг. 1–3, и соответствующие им условия экспериментов приведены ниже.

Данная работа

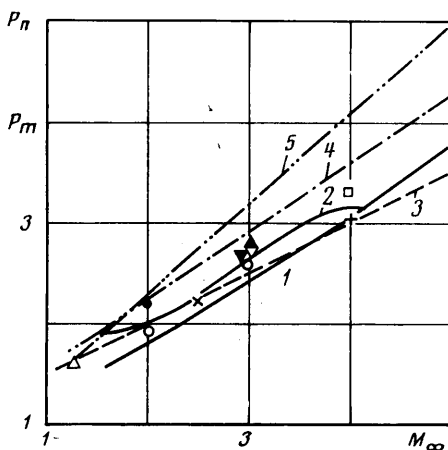
№ обознач.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$h/\delta$	2.3	2.7	2.7	1.1	1.4	1.8	2.2	2.7	3.1	3.6	4.0	7.0	7.6

$1 - M_\infty = 2.0, Re_\infty \cdot 10^{-6} = 26; 2, 3 - M_\infty = 3.0, Re_\infty \cdot 10^{-6} = 32; 4 - 13 - M_\infty = 3.0, Re_\infty \cdot 10^{-6} = 60 - 66$

Литературные данные

№ обознач.	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
$M_\infty$	1.2	2.0	2.5	2.9	3.0	3.0	3.0	3.0	3.8	4.0	4.0	4.0	5.0	6.0	6.0
$Re_\infty \cdot 10^{-6}, M^{-1}$	36	~17	29	7.6	—	—	20	29	—	7.8	18	20	20	20	21
$h/\delta$	~2.8	2.0	7.2	1.4	3.0	1.8	2.6	5.9	1.5	2.0	3.7	2.1	1.9	1.6	5.0
Источник	[3]	[10]	[13]	[12]	[2]	[11]	[6]	[13]	[2]	[8]	[13]	[6]	[6]	[6]	[7]

Измерения проводились групповыми регистрирующими манометрами типа ГРМ-2, имеющими паспортную точность 0.007 (в пересчете на коэффициент давления). Очевидна тенденция к некоторому увеличению длины области взаимодействия при уменьшении числа  $M_\infty \leq 2$ , отмеченная в [3]. Совпадение данных, полученных в случаях установленных ограничительных пластин 2 и без них 3, указывающее на отсутствие заметного влияния бокового растекания и возмущений, вносимых ограничительными пластинами, наблюдалось вплоть до ступеньки с высотой 20 мм. Это позволило в дальнейшем использовать модель без ограничительных пластин. Измеренные значения относительного давления в области плато  $P_n = p_n/p_\infty$  (первый максимум давления в отрывной зоне за точкой отрыва), а также аналогичные данные других авторов удовлетворительно соответствуют известным расчетным и эмпирическим зависимостям (фиг. 2), 1 — зависимость, полученная в [4], 2 — зависимость [5], 3 — эмпирическая зависимость [2]:  $P_n = 0.5 M_\infty + 1$ .



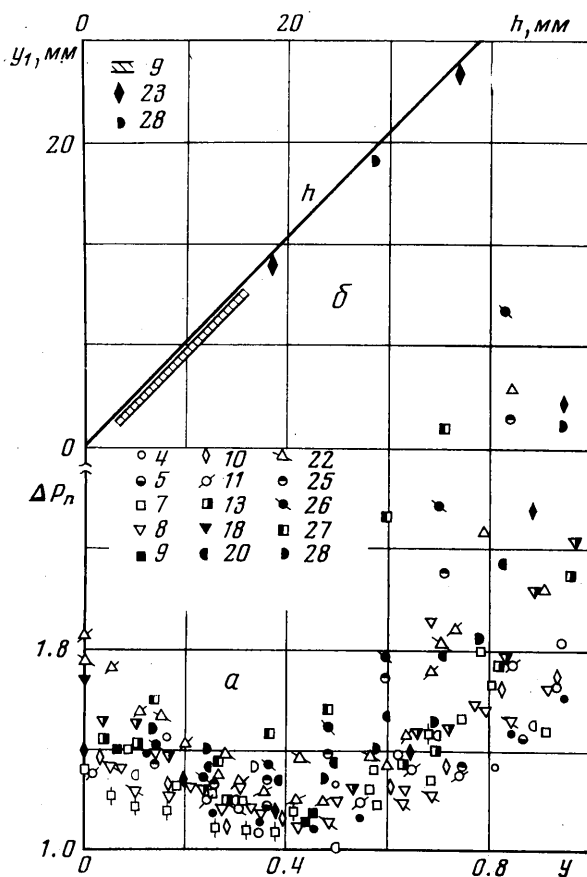
Фиг. 2

Анализ полученных данных для широкого диапазона изменения  $h/\delta$  ( $1.1 \leq h/\delta \leq 7.6$ ), а также сопоставление их с результатами других известных работ подтверждают предположение [2] о том, что с увеличением  $h/\delta > 2$  в случае двумерного обтекания ступеньки не следует ожидать значительных изменений в распределении давления перед ней.

До настоящего времени спорными остаются вопросы о положении точки присоединения и характере распределения давления на торце в области  $Y > 0.6$ , где  $Y = y/h$ . Вследствие этого очевидна необходимость систематизации подобных данных. Полученные в данных исследованиях результаты совместно с результатами других работ представлены на фиг. 3, а в виде зависимости  $\Delta P_n = f(x/x_s)$ , где  $\Delta P_n = (p - p_\infty) / (p_n - p_\infty)$ . Распределение давления на осесимметричной ступеньке получено авторами работы [6] на описываемой ими модели с большим количеством дренажных точек на торце (ранее не опубликованные данные). Наряду с отме-

ченным в [2] совпадением представленных в таком виде результатов для различных чисел  $M_\infty$  и относительных высот  $h/\delta$  в области  $0 \leq Y \leq 0.6$  следует отметить систематический рост величины  $\Delta P_n$  с увеличением  $M_\infty$  в области  $Y > 0.6$  при  $M_\infty > 3$ .

Приведенные на фиг. 3, б данные о положении линии растекания [7] и соответствующего ей максимума давления [8, 9] на торце ступеньки указывают на то, что расстояние точки присоединения пограничного слоя от вершины ступеньки  $\Delta h = h - y_1$ , где  $y_1$  — координата этой точки, измеряемая вдоль торца от поверхности пластины, по-видимому, практически не зависит от  $h$  и  $M_\infty$  в рассмотренном диапазоне изменения этих величин.



Фиг. 3

Заштрихованной полосой на фиг. 3, б обозначена область возможного существования максимума давления на торце ступенек различной высоты, полученная на основании детального измерения распределения давления при  $M_\infty = 3$  [9]. Согласно приведенным данным величина  $\Delta h \approx 1.25$  мм. Следовательно, относительная координата точки присоединения на торце  $y_1/h$  зависит от высоты ступеньки. Этим, вероятно, объясняется более значительное расхождение данных в районе вершины ступеньки при различных высотах и фиксированном числе  $M_\infty = 3$ .

Для расчета относительной величины минимального давления на торце  $P_m = p_m/p_\infty$  в окрестности  $Y \approx 0.4$  может быть использована простая зависимость  $P_m = 0.7 M_\infty + 0.8$ , полученная на основании анализа известных

экспериментальных данных [9] (зависимость 4, фиг. 2). Здесь же приведена эмпирическая зависимость 5 [8]  $P_m = 0.9 M_\infty + 0.5$  для давления на торце осесимметричной ступеньки в окрестности  $Y < 0.6$ .

Полученные систематические данные о распределении давления на верхней поверхности ступеньки [9] показали, что при фиксированном числе  $M_\infty$  в диапазоне  $1.1 \leq h/\delta \leq 7.6$  его характер, а также протяженность области выравнивания давления до значения в невозмущенном потоке практически не зависят от  $h$ . Это, по-видимому, обусловлено одинаковым обтеканием вершины ступеньки при различных высотах  $h$ . Некоторые результаты совместно с данными работы [8] представлены на фиг. 1, в. Значениям  $h/\delta = 1.8, 2.7, 7$ , для которых приведено распределение давления при  $M_\infty = 3$ , соответствуют высоты ступенек  $h = 5, 10$  и  $15$  мм. Наличие области резкого падения и последующего максимума давления свидетельствует о повторном отрыве потока в районе вершины ступеньки и присоединении его на верхней поверхности. Максимальное давление в области присоединения  $p_3$  в рассмотренном диапазоне чисел  $M_\infty$  и высот  $h$  с точностью 5% описывается зависимостью  $p_3 = 0.54 p_\infty$ .

С целью более детального изучения картины взаимодействия проведено зондирование течения с помощью микронасадка полного давления, подключенного к индуктивному датчику давления, при непрерывном перемещении координатника вдоль оси симметрии модели на различных высотах (фиг. 4,  $M_\infty = 3$ ,  $Re_\infty = 30 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ ,  $h = 5$  мм; 1 — модель без ограничительных пластин, 2 — модель с ограничительными пластинами). Характерные кривые 3 и 4 записывались с помощью двухкоординатного графопостроителя. Точность хода координатника по горизонтали 1 мм, по вертикали 0,1 мм. Кривая 3 характерна для случаев, когда микронасадок проходил над диссипативным слоем на верхней поверхности, кривая 4 — для случаев, когда он перемещался в пределах этого слоя.

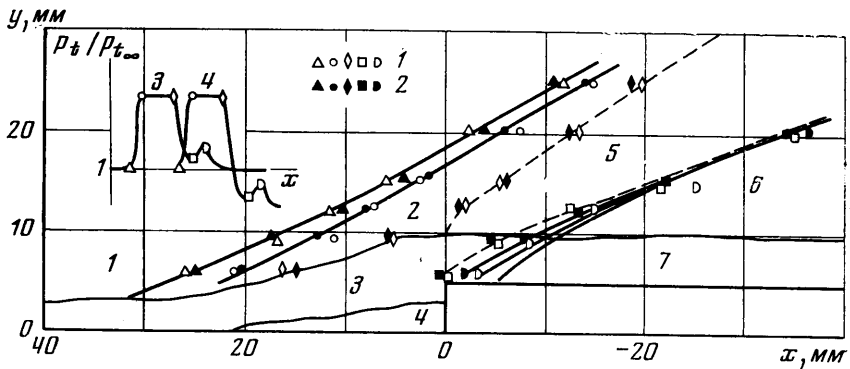
По характерным точкам полученных кривых построена общая картина течения. При прохождении через косой скачок, формирующийся в районе линии отрыва, наблюдается резкий рост давления  $p_i$ , измеряемого микронасадком ( $P_i = p_i/p_{i\infty}$ , где  $p_{i\infty}$  — давление за прямым скачком в невозмущенном потоке). Область постоянного давления за скачком над отрывной зоной соответствует сверхзвуковому течению (область 2). В районе веера волн разрежения 5 (участок плавного падения  $P_i$ ) наблюдается небольшой максимум, а затем повторное плавное, но менее интенсивное падение давления до некоторого постоянного значения. Указанный максимум свидетельствует о существовании волн сжатия в этой области, а повторное слабое падение — о наличии волн разрежения.

Следует отметить, что при прохождении насадком скачка непосредственно перед ступенькой, в районе ее вершины, который виден на тепловых фотографиях, не наблюдалось заметного повышения давления. Определенное таким методом пространственное расположение скачка в районе точки отрыва и веера волн разрежения соответствует наблюдаемому на фотографиях. Аналогичные данные получены для ступеньки  $h = 10$  мм при  $M_\infty = 2$  и 3.

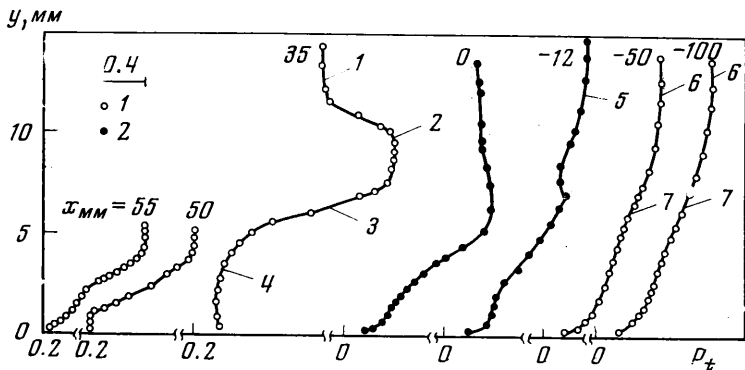
Зондирование течения в различных сечениях по потоку при дискретном перемещении микронасадка по вертикали от поверхности модели позволило уточнить некоторые особенности течения (фиг. 5,  $M_\infty = 3$ ,  $Re_\infty = 30 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ , 1 —  $h = 10$  мм, 2 —  $h = 5$  мм). Измеряемое давление регистрировалось с помощью ГРМ-2.

При приближении к точке отрыва наблюдаются изменения в нижней части пограничного слоя ( $x = 55, 50$  мм), связанные с формированием системы волн сжатия в основании скачка. За точкой отрыва ( $x < 42$  мм) развивается область возвратного течения 4 вблизи поверхности и слой

смещения 3, граничащий с областью 2 невязкого сверхзвукового течения за скачком. Обозначения характерных областей течения на фиг. 5 соответствуют принятым на фиг. 4. Область 1 соответствует невозмущенному течению перед скачком. При приближении к поверхности модели в окрестности скачка у вершины ступеньки ( $x=0$ ), а также в районе волн сжатия ( $x=-12$  мм), формирующихся в области присоединения на верхней поверхности ступеньки, заметен некоторый рост давления. Область плавного уменьшения давления 5 соответствует вееру волн разрежения. Толщина диссипативного слоя 7 на верхней поверхности на исследованном участке ( $x=-50, -100$  мм) практически не изменяется.



Фиг. 4



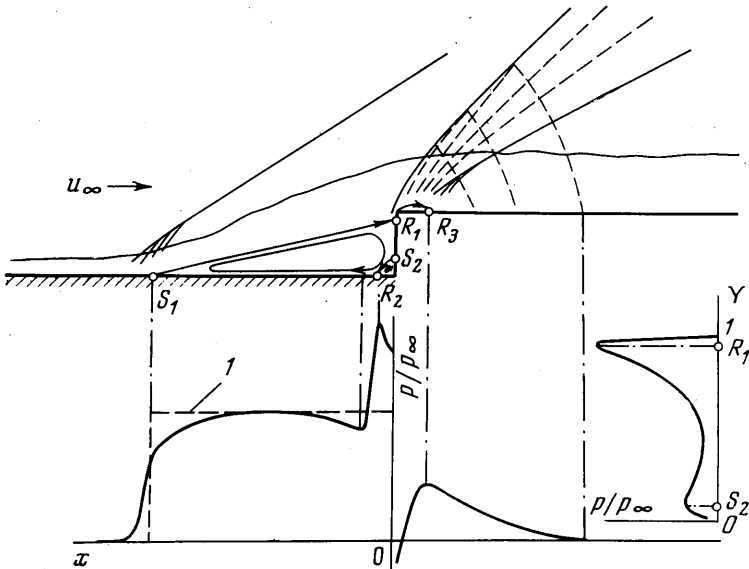
Фиг. 5

На основании приведенных данных можно представить более полную схему течения, реализующегося в окрестности ступеньки (фиг. 6), по сравнению с ранее известной. Отрыв пограничного слоя вдоль линии стекания  $S_1$  сопровождается возникновением косога скачка. Давление за скачком 1 частично передается через дозвуковую часть пограничного слоя вверх по потоку от точки отрыва. За скачком формируется область, характеризующаяся наличием возвратного течения вблизи поверхности, ограниченная сверху слоем смешения. Нижняя граница слоя смешения присоединяется вдоль линии растекания  $R_1$  на торце ступеньки несколько ниже ее вершины. Процесс присоединения вдоль этой линии сопровождается формированием скачка, распространяющегося в невязкий поток, и максимума давления на торце.

Течение, формирующееся на торце, отрывается в точке  $S_2$  и присоединяется в точке  $R_2$ , расположенной на поверхности перед ступенькой, ко-

торой соответствует максимум давления. При этом в нижнем углу ступеньки возникает локальный вихрь, оказывающий заметное влияние на распределение давления на поверхностях, соприкасающихся с ним. Минимумы давления между областью плато и точкой присоединения  $R_2$ , а также на торце в районе  $Y \approx 0.4$  обусловлены влиянием интенсивного вихря, формирующегося перед ступенькой.

Приведенные в настоящей работе экспериментальные данные позволяют проанализировать особенности течения в окрестности вершины и верхней поверхности ступеньки. Часть потока, расположенная выше точки  $R_1$ , обтекает вершину ступеньки. При этом формируется локальная



Фиг. 6

срывная зона на верхней поверхности, следствием которой является область резкого падения давления. В окрестности этой зоны возникает интенсивный веер волн разрежения, выравнивающий перепад давления внутри ее и во внешнем потоке. В окрестности точки повторного присоединения потока формируется скачок присоединения. Процесс присоединения сопровождается значительным ростом давления и взаимодействием формирующихся волн разрежения со скачками непосредственно перед ступенькой и над ее верхней поверхностью. При этом происходит сильное ослабление и искривление скачков, а также отражение и преломление менее интенсивных волн разрежения по направлению к верхней поверхности ступеньки. Следствием существования этих волн разрежения, по-видимому, является наблюдаемое плавное падение давления.

Отмеченное совпадение кривых распределения давления на верхней поверхности ступеньки при изменении ее высоты и фиксированном числе Маха можно объяснить следующим образом. Одинаковый характер распределения давления на участке от вершины ступеньки до точки присоединения  $R_3$  обусловлен локальным характером формирующейся срывной зоны, протяженность которой, по-видимому, определяется высотой обтекаемой вершины  $\Delta h$  и не зависит от высоты ступеньки. Распределение давления вниз по потоку от точки  $R_3$  в основном определяется процессом взаимодействия скачков уплотнения и вееров волн разрежения, а также

их интенсивностью, которые, как показали результаты зондирования, одинаковы для различных по высоте ступенек.

Описанные процессы взаимодействия скачков с волнами разрежения сопровождаются также формированием полосы сильной завихренности с переменной энтропией, распространяющейся вниз по потоку. Вследствие этого свойства диссипативного слоя, формирующегося в районе взаимодействия, по-видимому, частично определяются указанным явлением и могут отличаться от свойств турбулентного пограничного слоя, развивающегося на поверхности в нормальных условиях.

Авторы выражают признательность А. М. Харитонову за ценные замечания, высказанные в процессе обсуждения работы, а также М. А. Гольдфельду за любезно предоставленные экспериментальные данные для осесимметричных ступенек.

Поступила 24 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гогитш Л. В., Нейланд В. Я., Степанов Г. Ю. Теория двумерных отрывных течений. Итоги науки и техники. Гидромеханика, т. 8. М., 1975.
2. Zukoski E. E. Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 10.
3. Wilson R., Maurer F. An experimental investigation of turbulent separated boundary layers at low supersonic Mach numbers. Deutsche Forschungs und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E. V. DRL FB 70-30, 1970.
4. Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. П. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения. Тр. ЦИАМ, 1952, № 224.
5. Степанов Г. Ю., Гогитш Л. В. Квазиодномерная газодинамика сопел ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1973.
6. Гольдфельд М. А., Заголока В. В., Тютина Э. Г. Экспериментальное исследование отрывных свойств пограничного слоя перед прямоугольным выступом на цилиндрической трубе. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1975, вып. 2, № 8.
7. Whitehead A. H., Sterrett J. R., Emery J. C. Effects on transverse outflow from a hypersonic separated region. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 4.
8. Behrens W. Separation of a supersonic turbulent boundary layer by a forward facing step. AIAA paper, 1971, No. 127.
9. Демьяненко В. С., Желгатоводов А. А. Экспериментальное исследование некоторых характеристик отрыва турбулентного пограничного слоя перед ступенькой. В сб. «Вопросы газодинамики (аэрофизические исследования)», вып. 5. Новосибирск, 1975.
10. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA Rept, 1958, No. 1356.
11. Bogdonoff S. M., Kepler C. E. Separation of a supersonic turbulent boundary layer. J. Aeronaut. Sci., 1955, vol. 22, No. 6.
12. Spaid F. W. Cooled supersonic turbulent boundary layer separated by a forward facing step. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 8.
13. Hahn J. S. Experimental investigation of turbulent step-induced boundary-layer separation at Mach number 2, 5, 3 and 4. AEDC-TR, 1969, No. 69-1.