

10. Реутов В. П. Нестационарный критический слой и нелинейная стадия развития неустойчивости в плоском течении Пуазейля // ПМТФ.— 1982.— № 4.
 11. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности.— М.: Наука, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 27/XII 1989 г.

УДК 532.526 : 536.24

Е. Г. Заулицкий, В. М. Трофимов

ПРОДОЛЬНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ И ТЕПЛООБМЕН В ОБЛАСТИ ПРИСОЕДИНЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Появление продольных вихревых структур в пограничных слоях сверхзвукового потока наблюдалось в экспериментах ряда авторов [1—7], изучавших развитие области отрыва в плоских, осесимметричных, внутренних и внешних течениях как при ламинарном, так и при турбулентных режимах обтекания тел. Развитие структур, обычно называемых вихрями типа Тейлора — Гёртлера (Т — Г), в окрестности точки присоединения в течениях за уступами либо за точкой отрыва в углах сжатия приводит к строго упорядоченному перераспределению процессов переноса тепла и импульса, периодичному их изменению в поперечном к потоку направлении. В условиях интенсификации теплообмена в областях присоединения вследствие роста уровня турбулентных пульсаций [8] развитие вторичных течений способно привести к дополнительным тепловым нагрузкам в областях их пиковых значений.

С точки зрения развития собственных (внутренних) неустойчивостей системы, результатом которого является самоорганизация, появление вихрей типа Т — Г есть звено в цепи иерархических изменений структуры пристенного течения. Существенно также и то, что результат потери устойчивости системы — возникновение стационарных вихрей — обладает способностью сохраняться в «памяти» течения далеко вниз по потоку от места воздействия непосредственной причины неустойчивости.

В данной работе проведены экспериментальные исследования трехмерных особенностей течения и теплообмена, обусловленных вихрями типа Т — Г, обнаружен второй пристенный слой продольных структур, механизм возникновения которых не связан с вихрями этого типа.

Условия проведения экспериментов. Измерения полей давления и теплообмена на моделях уступов проводились в аэродинамической трубе Т-333 ИТПМ СО АН СССР с рабочим полем струи диаметром 304 мм внутри камеры Эйфеля при числах Маха набегающего потока $M_1 = 2,0; 3,0; 4,0; 5,0$. Диапазон изменения единичных чисел Рейнольдса $Re_1 = (30 \div 100) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, давления торможения $p^* = 180 \div 1600 \text{ кПа}$, температуры торможения $T^* = 260 \div 270 \text{ К}$.

Высота установленного на пластине шириной $b = 120 \text{ мм}$ уступа (рис. 1, а) составляла $h = 6,0; 6,4; 15,0 \text{ мм}$. Угол наклона грани уступа соответственно $\beta = 90; 25; 65^\circ$. Расстояние от передней кромки пластины до вершины угла расширения 177 мм. В 6 мм от передней кромки пластины наклеивался турбулизатор шириной 4 мм с высотой песочной шероховатости 0,2 мм. Характерная толщина пограничного слоя в невозмущенном течении перед областью взаимодействия $\delta_1 \approx 2,1 \text{ мм}$. Для исключения перетечек потока в поперечном основном направлении на боковых стенках модели установлены ограничительные пластины (щеки) высотой 30 мм.

Измерения локальных коэффициентов теплообмена проводились модифицированным электрокалориметрическим методом [9] в комплексе с ав-

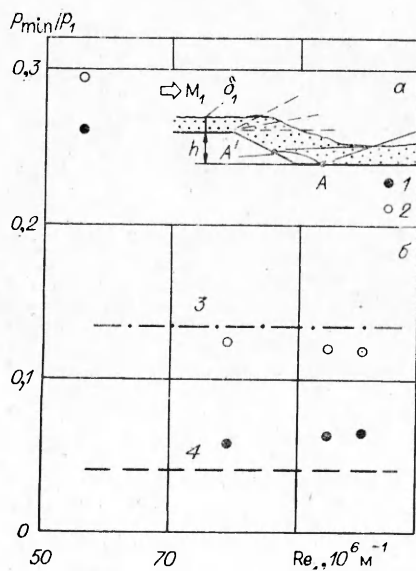


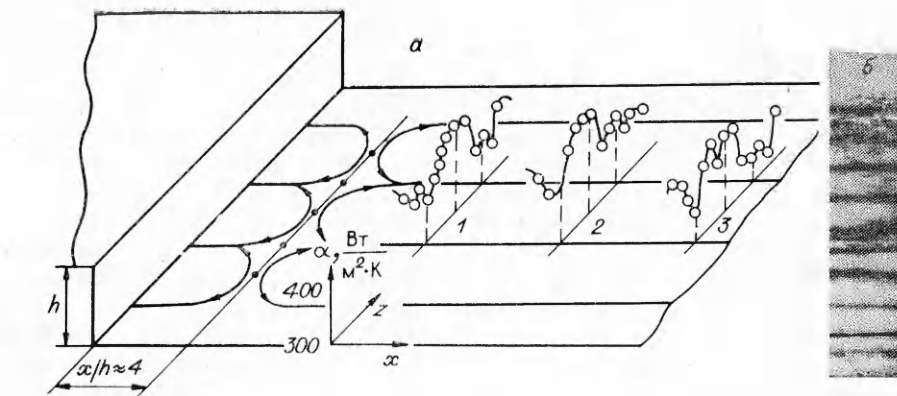
Рис. 1

томатизированной системой сбора и обработки информации на базе микроЭВМ МЕРА-60, измерения распределений давления на стенке и в потоке — с использованием интегральных датчиков с кремниевой мембраной (класс точности не менее 0,1 %). Кроме названных методик измерений применялись: метод визуализации предельных линий тока, оптический теневой метод, который в комплексе с системой телесвязи применялся также для контроля за рабочими режимами течения.

Результаты экспериментов и их обсуждение. С целью выяснения влияния на процесс поперечных перетоков массы газа в отрывной области за уступом проведены тестовые опыты с установленными боковыми ограничительными пластинами и без них.

По данным оптической визуализации, при обтекании потоком газа уступа, обращенного по потоку, пограничный слой взаимодействует с волнами разрежения, разворачиваясь на угле расширения (см. рис. 1, а), затем отрывается перед углом сжатия (точка A') и, наконец, присоединяется за уступом (точка A). При этом известно [10], что точка отрыва на наклонном уступе с ростом числа Маха набегающего потока перемещается вниз по наклонной его грани. Выберем в качестве параметра, характеризующего процессы аэродинамического расширения и возникновения отрыва, минимальное давление на наклонной грани уступа p_{\min} . Рост этого параметра свидетельствует об уменьшении степени расширения потока на угле расширения и одновременном перемещении точки отрыва вверх по потоку, т. е. об увеличении размеров отрывной зоны. Опытные данные на рис. 1, б иллюстрируют сильную зависимость параметра p_{\min}/p_1 (p_1 — давление в набегающем потоке) от наличия боковых ограничительных пластин. Для рассматриваемого опыта $M_1 = 4,0$. Экспериментальные значения p_{\min}/p_1 при наличии боковых пластин (точки 1, рис. 1, б) для $Re_1 > 70 \cdot 10^6$ приближаются к теоретическому значению Прандтля — Майера (кривая 4) для угла поворота потока, равного наклону уступа ($\beta = 25^\circ$). Следовательно, в этих условиях поток почти полностью разворачивается на угле расширения β до точки отрыва A' . Удаление боковых пластин (точки 2) приводит к росту параметра p_{\min}/p_1 в 2 раза для той же области Re_1 , и параметр приближается к теоретическому значению Корста [11] для донного давления за прямоугольным уступом при том же M_1 (кривая 3). Следовательно, поперечные перетоки массы газа (случай без боковых ограничительных пластин) существенно искажают картину номинально двумерного течения, индуцируя отрыв в более протяженной области. Заметим, что отношение величины размаха модели к высоте уступа $b/h = 20$ было, казалось, достаточно велико, чтобы устранить влияние боковых трехмерных течений на центральную область, где проводились измерения. В то же время для уступа, обращенного против потока (ступеньки), известно [12], что если длина области отрыва меньше размаха модели и если размах по крайней мере в 5 раз больше высоты, то наличие боковых пластин не влияет на эпюру давления на стенке вдоль оси симметрии модели. Очевидно, что условия обтекания прямого и обратного уступов принципиально отличаются по степени проявления трехмерных течений, обусловленных поперечными перетоками газа. Обтекание уступа, обращенного против потока, можно представить схемой с двумя источниками массы, расположенными на флангах отрывной зоны, а обтекание уступа, обращенного по потоку, — схемой с двумя стоками в соответствующих точках. Наличие боковых ограничительных пластин устраняет эти особенности течений. Заметим, что M_1 и Re_1 , также как и b/h , являются здесь определяющими параметрами, от которых зависит интенсивность поперечных перетоков массы газа.

Визуализация предельных линий тока вниз по течению потока за область его присоединения проводилась методом нанесения на поверхность моделей сажемасляного состава с испаряющимся компонентом (керосином). На рис. 2 показаны результаты визуализации и измерений теплообмена за уступом высотой $h = 6$ мм, $\beta = 90^\circ$ при $M_1 = 3,0$. Справа



Р и с. 2

видны темные полосы вдоль потока, отвечающие линиям стекания, которые образуются при взаимодействии продольных вихревых жгутообразных структур со стенкой модели за областью присоединения потока. Сопоставление распределений коэффициентов интенсивности теплообмена α в сечениях 1—3 ($x = 30; 50; 70$ мм от уступа) с картиной сажемасляной визуализации показывает соответствие минимумов теплообмена темным линиям и максимумов — светлым. На расстоянии $x/h \approx 4,0$ от уступа видна последовательность узловых и седловых точек (даны схематически). В зоне рециркуляции, ограниченной этими точками и основанием уступа, различимы (линии меньшей интенсивности) продольные линии стекания, свидетельствующие о существовании вихрей и в возвратном течении. Заметно, что светлые полосы, отвечающие линиям растекания, значительно шире темных. Такое отсутствие «симметрии» выражается еще в том, что кривая распределения коэффициентов теплообмена имеет сходство скорее с циклоидой, чем с синусоидой.

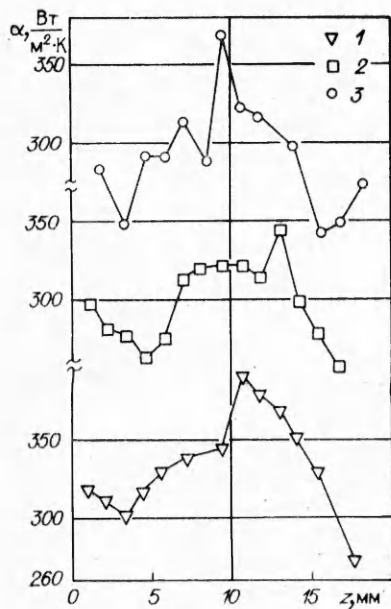
Обращает на себя внимание также то, что признаки существования вихрей типа Г — Г зафиксированы при обтекании наклонных обратных уступов (по потоку) в условиях, когда реализуются течения со свободной точкой отрыва. Ранее (например, в [4]) таких признаков в указанных течениях не обнаружено, что, по-видимому, объясняется отсутствием в [4] на модели наклонного уступа боковых ограничительных пластин, приведшим к изменению условий обтекания.

Эксперименты, проведенные на моделях с разной высотой уступа, показали, что средний шаг полос, а значит, и поперечный размер вихревых структур пропорциональны высоте уступа. Напомним, что отношение толщины пограничного слоя перед уступом к его высоте в наших опытах существенно меньше единицы. Можно заметить, что во всех опытах сечению вдоль оси симметрии модели соответствовала светлая полоса (линия растекания).

Важная обнаруженная особенность картин предельных линий тока — существование второго поля темных линий, расположенных между основными, с шагом, в 3—4 раза меньшим шага основных темных линий. Контрастность, регулярность и шаг полос нарастают с увеличением числа Маха. При $M_1 = 5,0$ продольные линии этого второго поля выражены даже более отчетливо, чем обусловленные вихрями типа Г — Г основные. Темные линии можно, по-видимому, называть линиями стекания, обязанными своим появлением более мелким по масштабу продольным вихрям, сосредоточенным непосредственно у стенки.

Анализ полученных распределений локальных коэффициентов интенсивности теплообмена вдоль и поперек пластины позволяет сделать ряд общих заключений.

1. В сечении сразу за присоединившимся слоем наблюдаются крупные периодические изменения α с длиной «волны» порядка двух местных



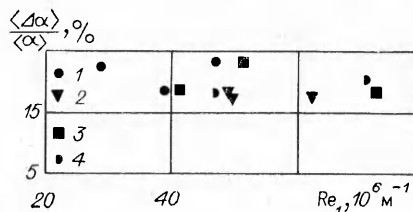
Р и с. 3

шины внешнего угла уступа) при $M_1 = 4,0$, $Re_1 = 72 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $\beta = 25^\circ$.

Следует заметить, что на положение максимумов и минимумов λ -периодических изменений α не оказывало влияния изменение формы турбулизатора, как и варьирование единичным числом Рейнольдса по параметрам потока перед отрывом. В то же время картина мелкомасштабных изменений α (с длиной шага $\sim \lambda/3$) перемещается в целом в поперечном к потоку направлении, не сохраняясь для различных Re_1 .

Средняя длина шага λ -периодических изменений α несколько уменьшается с ростом M_1 , и это изменение коррелирует с данными сажемазляной визуализации. Уменьшается также толщина сдвигового слоя при присоединившемся течения, так как уменьшаются размеры отрывной зоны за уступом [10]. Этот результат качественно вполне согласуется с известным соотношением, полученным Гёртлером для несжимаемого пограничного слоя на вогнутой поверхности ($\lambda/\delta = 2,5$) [13].

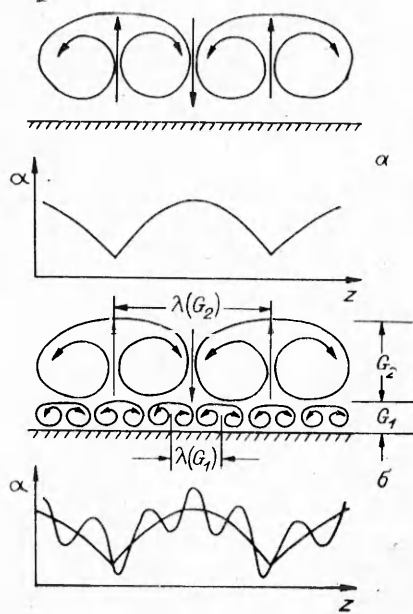
Амплитуда λ -периодических изменений α , взятых в контрольном сечении $x = 24 \text{ мм}$, почти не зависит от M_1 и Re_1 . Так, относительное отклонение коэффициентов интенсивности теплообмена от среднего по размаху модели значения (рис. 4, точки 1—4 соответствуют $M_1 = 2; 3; 4; 5$) во всем исследованном диапазоне M_1 и Re_1 находится в пределах $17,5 \div 23,4 \%$. Слабая зависимость амплитуды изменений α от M_1 отмечалась в области присоединения за прямоугольным уступом в [3]. Отклонение α от среднего значения в [3] составляло $10 \div 15 \%$. Особенно сильно (до 35 %) амплитуда изменений α росла в опытах с искусственными перовностями в форме синусоидальных углублений на кромке уступа. Ранее в [5] экспериментально обнаружено, что этот же эффект достигается установкой генератора вихрей на кромке уступа в виде полоски металла толщиной порядка толщины вытеснения в натекающем пограничном слое. В опубликованных исследованиях, помимо упомянутых, почти нет данных о прямых измерениях амплитуды изменений коэффициентов теплообмена за обычным без перовностей уступом. Согласно [6], пики интенсивности теплообмена превышают средний его уровень на $10 \div 25 \%$. В то же время оценка этой величины по абляции материала стенки (интенсивности массообмена) [2] составила $30 \div 40 \%$. В [7] метод абляции подкреплялся рентгеноструктурным анализом обтекаемого материала. Оценка отклонения пиков теплообмена от среднего его уровня была около 23 %. Учитывая несоответствие между данными, полученными с по-



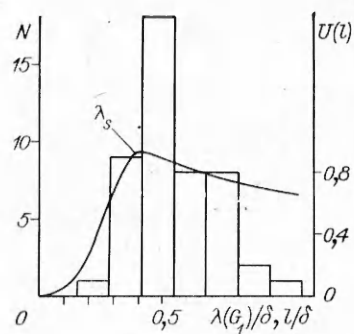
Р и с. 4

толщина сдвигового слоя, отвечающей среднему шагу между линиями стекания (или растекания); расположение максимумов и минимумов крупных периодических изменений α стационарно и повторяется в разных опытах при фиксированном M_1 ; указанные изменения α обусловлены воздействием продольных вихрей типа Г — Г.

2. На фоне крупных периодических изменений видны также периодические изменения с меньшей относительной амплитудой и длиной волны $\sim \lambda/3$ (на рис. 3 представлены распределения α в сечениях 1—3 ($x = 24, 45, 66 \text{ мм}$ от вер-



Р и с. 5



Р и с. 6

мощью методик по измерению коэффициентов теплообмена и массообмена, предпочтение следует отдавать первой как наиболее точной. Поэтому можно считать, что наши результаты по прямому измерению интенсивности теплообмена находятся в удовлетворительном соответствии с известными данными других авторов. Измеренное затухание амплитуды изменений теплообмена вниз

по потоку от области присоединения в наших измерениях также согласуется с другими результатами [1, 7].

Влияние Re_1 , согласно опытным данным, оказывается, также неодинаково по отношению к λ - и $\lambda/3$ -периодическим изменениям α . Если первые практически не подвержены влиянию Re_1 , то со вторыми дело обстоит сложнее. Так, при $M_1 = 4,0$ влияние Re_1 на $\lambda/3$ -периодические изменения α незначительно, но уже при $M_1 = 3,0$ оно заметно.

Результаты измерений теплообмена и визуализации, таким образом, позволяют сделать вывод о существовании в пограничном слое за точкой присоединения двух типов продольных вихревых структур, механизмы образования которых имеют разную природу. Поэтому определение $\lambda/3$ -периодические структуры здесь достаточно условно. Визуализация показала, что шаг $\lambda/3$ -периодических структур растет с увеличением M_1 . Характерным масштабом этих вихревых структур является, по-видимому, толщина вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя.

Наличие новых, более мелких продольных вихрей в пограничном слое в рассматриваемых условиях предполагает уточнение схемы (рис. 5, а), иллюстрирующей продольные структуры типа Г — Г и их влияние на теплообмен. Согласно предлагаемой схеме течения вниз по потоку за присоединением (рис. 5, б), продольные вихревые структуры образуют два слоя. Начиная от стенки, первым идет слой пар G_1 -вихрей со средней длиной шага $\sim \lambda/3$. Над ним располагается слой G_2 -вихревых пар с осредненной длиной шага λ . Суммарное действие, оказываемое двумя слоями вихрей разного масштаба на интенсивность теплообмена, есть результат наложения (суперпозиции) влияний каждого слоя в отдельности. Заметим, что эти представления требуют дополнительных исследований полей пульсационных характеристик течения, развития оптических методов. Так, объемная визуализация низкоскоростных течений, проведенная на пластине [14], позволила установить, что в развитом турбулентном слое в результате неустойчивости плоских волн Толлмина — Шлихтинга появляются трехмерные гертлеровские вихри-волны двух масштабов, которые, в свою очередь, образуют мелкомасштабные волны, т. е. процесс развития неустойчивости идет каскадом от более крупных к мелким вихреобразованиям. При этом одновременно существуют волны всех рассмотренных типов.

Важно указать на то обстоятельство, что обнаруженная регулярная поперек потока, но нерегулярная вдоль по потоку картина изменений

коэффициентов теплообмена, обусловленных G_1 -вихрями (по сравнению с G_2 -вихрями), коррелирует с замеченным автором [14] явлением всплытия G_1 -вихрей от пристеночной области к верхней границе пограничного слоя. Поведение G_1 -вихрей, таким образом, имеет явное сходство с теми упорядоченными движениями, которые впервые наблюдались в ламинарном подслое турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости в [15]. Так, в частности, получены мгновенные изменения составляющих скоростей u и w поперек потока. Измеренное среднее значение шага изменений составляет $(0,3 \div 0,4)\delta$ в зависимости от величины продольного градиента давления. Сравним эти данные с нашими для изменений шага G_1 -вихрей.

На рис. 6 приведена гистограмма результатов обработки наших данных по теплообмену. Число N положений максимумов, приходящихся на равный ширине отдельной полоски промежуток изменения длин волн G_1 -вихрей, имеет выраженный максимум при $\lambda(G_1)/\delta \simeq 0,45$. Результаты [15] показаны в виде функции $U(l)$ (кривая), дающей вклад от гармоник с длиной волн l в изменение мгновенной скорости вдоль размаха модели. Максимум этой функции — осредненный шаг λ_s . Видно, что λ_s близко к осредненному шагу G_1 -вихрей. На общность природы G_1 -вихрей и клайновских упорядоченных движений [15] указывают результаты статистической обработки большого числа экспериментов. Однако для окончательного вывода идентичности движения необходимо привлечь дополнительную информацию при более тонких измерениях.

В то время как механизм возникновения G_1 -вихрей (или клайновских вихрей) обусловлен генерацией турбулентности в пристеночных областях и присущим ей свойством трехмерности [15], природа G_2 -вихрей (или вихрей типа Т — Г) связана с возникновением условий неустойчивости внутри сдвиговых слоев. Для случая невязкого течения между двумя коаксиальными цилиндрами, из которых внутренний вращается, а внешний покоится, такое условие было получено Рэлеем [13]. Оказалось, что течение неустойчиво тогда, когда окружная скорость u при увеличении радиуса r уменьшается быстрее, чем $1/r$, т. е. если

$$(1) \quad u(r) = \text{const}/r^n \quad (n > 1).$$

В практически важных случаях высокоскоростных течений числа Рейнольдса достаточно велики ($Re_1 > 10^7$). Если теперь рассмотреть характерные типы распределения скорости в различных сдвиговых слоях с точки зрения этого теоретического результата Рэля, можно увидеть, что условие (1) выполняется вблизи точек отрыва в углах сжатия и областей присоединения за уступами. Действительно, здесь распределение безразмерной скорости в сдвиговом слое близко к описываемому профилем Гёртлера

$$u = 0,5(1 + \text{erf } \eta), \quad \text{где } \text{erf } \eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-\eta^2) d\eta, \quad \eta = \sigma y/x$$

(σ — параметр расширения, определяемый числом Маха на внешней границе сдвигового слоя, например, по соотношению [11] $\sigma = 12 + 2,76M_\infty$). Применяв правило Лопиталья, легко показать, что $\text{erf } \eta$ при $\eta \rightarrow \infty$ стремится к нулю быстрее, чем $1/\eta$:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{\text{erf } \eta}{1/\eta} = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{2\eta \exp(-\eta^2)}{1/\eta^2} = 0.$$

Тем самым доказано, что профиль Гёртлера удовлетворяет условию (1). В то же время очевидно, что (1) не выполняется для всех типов течений в турбулентном пограничном слое, описываемом степенной функцией, так как ее показатель в таких течениях не превышает единицы. Итак, из всех приведенных примеров турбулентных сдвиговых слоев только в окрестности точек отрыва и присоединения способны зародиться вихри типа

$T - \Gamma$. При этом имеются в виду такие точки отрыва, в которых $dp/dx > 0$ (в точках присоединения это заведомо так). Вывод согласуется с известными экспериментальными данными о появлении продольных вихревых структур, а также нашими измерениями. Следует, однако, указать, что в некоторых типах отрывных течений, например на конусах с изломом образующей поверхности, возникают вихревые структуры другого типа [16].

Измерения различных характеристик течения, в том числе и коэффициентов теплообмена, показывают, что вихри типа $T - \Gamma$ наряду с обнаруженными продольными структурами тонкого пристенного слоя существуют как установившееся вторичное течение, перераспределяющее процессы переноса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бражко В. Н. Периодическая структура течения и теплопередачи в области присоединения сверхзвуковых потоков // Уч. зап. ЦАГИ.— 1979.— Т. 10, № 2.
2. Глотов Г. Ф., Мороз Э. К. Продольные вихри в сверхзвуковых течениях с отрывными зонами // Уч. зап. ЦАГИ.— 1977.— Т. 8, № 4.
3. Хоничев В. И., Мезенцев А. В., Ермолаев И. К. Теплообмен в зоне присоединения сверхзвукового турбулентного пограничного слоя с продольными вихревыми структурами // Теплообмен.— Минск, 1988.— Ч. 1.
4. Желтоволов А. А., Меклер Л. Ч., Шилейн Э. Х. Особенности развития отрывных течений в углах сжатия за волнами разрежения.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 10—87).
5. Трофимов В. М. Исследование процессов газодинамики и теплообмена в турбулентных отрывных течениях: Дис. ... канд. техн. наук.— Новосибирск, 1987.
6. Ингер. Трехмерные особенности процессов тепло- и массообмена в зоне присоединения высокоскоростного потока // РТК.— 1977.— Т. 15, № 3.
7. Мезенцев А. В., Хоничев В. И., Шебанов С. М., Ермолаев И. К. Трехмерные эффекты теплообмена в поверхностном аблирующем слое высокоскоростных каналов // Теплообмен-VII.— Минск, 1984.— Т. 3.
8. Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Исследование теплообмена в отрывных областях, обтекаемых сверхзвуковым потоком в сопле Лавала // ПМТФ.— 1986.— № 1.
9. Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г., Меламед Б. М., Сенюк Ю. М. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов теплообмена на стенках клапанного устройства // ПМТФ.— 1982.— № 2.
10. Желтоволов А. А., Зауличный Е. Г., Трофимов В. М., Яковлев В. Н. Исследование теплообмена и турбулентности в сжимаемых отрывных течениях.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 22—87).
11. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1—3.— М.: Мир, 1972—1973.
12. Зукоски. Отрыв турбулентного пограничного слоя перед ступенькой // РТК.— 1967.— Т. 5, № 10.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
14. Taneda S. The main structure of turbulent boundary layers // J. Phys. Soc. Japan.— 1983.— V. 52, N 12.
15. Kline S. I., Reynolds W. C., Schraub F. A., Runstadler P. W. The structure of boundary layers // J. Fluid Mech.— 1967.— V. 30, pt 4.
16. Реддинг, Гюнтер, Эрикссон, Лефф. Отсутствие осесимметричности отрывного течения // РТК.— 1969.— Т. 7, № 7.

г. Новосибирск

Поступила 31/III 1989 г.,
в окончательном варианте — 25/VIII 1989 г.

УДК 532.51

Ю. Я. Трифионов

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВУМЕРНЫХ СТАЦИОНАРНО БЕГУЩИХ ВОЛН НА ВЕРТИКАЛЬНО СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ К ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

Известно, что практически при всех числах Рейнольдса Re поверхность стекающего по вертикальной трубе слоя жидкости покрыта волнами. Это связано с тем, что течение пленки с гладкой свободной поверхностью неустойчиво [1]. Без соблюдения специальных мер предосторожности, связанных с созданием однородных по периметру трубы условий на входе, волны трехмерные и нерегулярные [2], к тому же пленка