

УДК 532.526

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПОГРАНИЧНОГО
СЛОЯ БЛАЗИУСА К ЛОКАЛИЗОВАННЫМ
ВИБРАЦИЯМ ПОВЕРХНОСТИ**

А.В. ИВАНОВ, Ю.С. КАЧАНОВ, Т.Г. ОБОЛЕНЦЕВА

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Рассмотрены процессы возбуждения и развития вниз по потоку пакетов волн неустойчивости (волновых поездов), которые порождались локализованной вибрацией поверхности. Проведено разложение волновых поездов, состоящих из мод неустойчивости Толлмина — Шлихтинга, на наклонные нормальные во времени и в пространстве моды. Зависимости амплитуды и фазы нормальных мод от продольной координаты экстраполировались в положение источника возмущений для определения их начальных значений. Форма и амплитуда колебаний поверхности вибратора были измерены с высокой точностью с помощью двух различных экспериментальных методик. После двойного фурье-преобразования получен частотно-волновой спектр вибратора, в котором амплитуда и фаза вибраций определялась для мод, соответствующих волнам неустойчивости, возбуждаемым в пограничном слое вибратором. Из анализа экспериментальных данных определены комплексные коэффициенты восприимчивости пограничного слоя Блазиуса к трехмерным вибрациям поверхности как функции поперечного волнового числа и угла наклона волны к потоку для трех значений частоты возмущения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача о восприимчивости ламинарного пограничного слоя к внешним возмущениям является важным аспектом проблемы возникновения турбулентности [1 – 3]. Имеющиеся в настоящее время данные позволяют предполагать, что к наиболее опасным внешним возмущениям, приводящим к переходу двумерного пограничного слоя к турбулентному состоянию, прежде всего относятся: а) вихревые возмущения набегающего потока, б) акустические возмущения и в) локализованные вибрации поверхности. Данная работа посвящена исследованию возбуждения волн неустойчивости в пограничном слое Блазиуса локализованными трехмерными вибрациями поверхности.

Задача восприимчивости пограничного слоя Блазиуса к двумерным возмущениям в настоящее время изучена довольно подробно (см., например, [1 – 3] и ссылки в них). Однако количество экспериментальных работ довольно ограничено и большинство из них носит качественный характер. Единственное экспериментальное исследование возбуждения волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на плоской пластине вибрациями (двумерными) поверхности было проведено в [4]. В то же время количественные экспериментальные данные по восприимчивости пограничного слоя Блазиуса к трехмерным возмущениям в настоящее время практически отсутствуют. Цель данной работы — получение количественных результатов по линейной восприимчивости пограничного слоя к вибрациям поверхности, которые могли бы быть использованы в качестве экспериментального базиса для апробации теорий восприимчивости.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОСНОВНЫЕ РЕЖИМЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Труба имеет рабочую часть сечением 1×1 м и длиной 4 м. Пограничный слой Блазиуса моделировался на пластине из оргстекла с эллиптическим носиком [5]. Пластина размещалась в рабочей части трубы горизонтально под нулевым углом атаки и имела размеры $1300 \times 1000 \times 10$ мм. Все измерения проводились при скорости потока в рабочей части $9,05$ м/с, при этом степень турбулентности не превышала $0,02\%$ в диапазоне частот возмущений выше 1 Гц. Над поверхностью пластины течение было почти безградиентным, за исключением небольшой области около передней кромки [6].

На рис. 1 приведена принципиальная схема эксперимента. В принятой системе координат ось x направлена вниз по потоку ($x = 0$ на передней кромке пластины), ось z — в плоскости пластины по нормали к набегающему потоку, ось y — нормально к поверхности пластины. В ламинарный пограничный слой с помощью генератора возмущений (далее вибратор) вводились контролируемые волны неустойчивости. Вибратор создавал локальные колебания поверхности пластины и представлял собой пластиковую мембрану с закрепленными краями диаметром 20 мм, колеблющуюся под действием пульсаций давления в полости под мембраной (рис. 2). Пульсации давления создавались заглушенным звуковым динамиком, соединенным с вибратором с помощью пневмотрассы. Мембрана вибратора устанавливалась заподлицо с поверхностью пластины, ее центр имел координаты $x = x_s = 287$ мм, $z_s = 0$.

Гармонический электрический сигнал поступал на источник пульсаций давления (динамик) через усилитель мощности У7-5 с генератора звуковой частоты

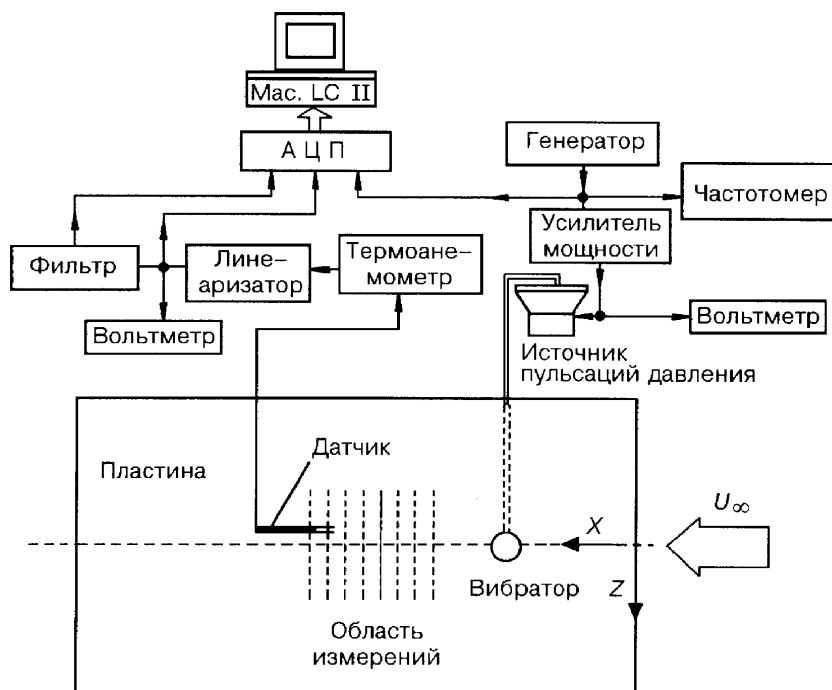
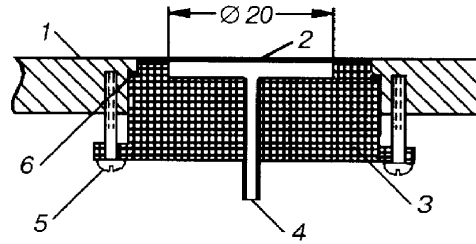


Рис. 1. Схема эксперимента.

Рис. 2. Схема вибратора.

1 — поверхность пластины, 2 — пластиковая мембрана, 3 — корпус вибратора, 4 — пневматическая трубка, 5 — крепежные винты, 6 — резиновая прокладка.



ГЗ-34. Амплитуда и частота этого сигнала контролировались вольтметром В7-16 и частотомером ЧЗ-33.

Распределения мгновенных смещений мембраны по координате ρ — расстоянию от ее центра, измерялись с помощью лазерно-оптического метода (для измерения амплитуды) и термоанемометрического метода для измерения фазы смещений (см. работу [7]).

Основные измерения проводились на частотах $f_1 = 55,0$ Гц, $f_2 = 81,4$ Гц и $f_3 = 109,1$ Гц, что соответствует безразмерным частотным параметрам $F_1 = 63,7 \cdot 10^{-6}$, $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$ и $F_3 = 126,3 \cdot 10^{-6}$, где $F = 2\pi\nu f / U_0^2$ (здесь U_0 — средняя скорость потенциального течения вне пограничного слоя, ν — кинематическая вязкость воздуха, равная в условиях эксперимента $1,509 \cdot 10^{-5}$ м²/с). Области исследования эволюции возмущений в плоскости Re, F относительно кривой нейтральной устойчивости для двумерных возмущений приведены на рис. 3.

Измерения средней и пульсационной составляющих скорости потока проводились термоанемометром постоянного сопротивления 55M01 фирмы DISA с линейризатором 55D10. Одноточный датчик, изготовленный по технологии [8], измерял продольную компоненту скорости течения. Постоянная составляющая сигнала на выходе линейризатора, пропорциональная средней скорости потока, регистрировалась интегрирующим цифровым вольтметром В7-16 и подавалась на порт Ain 0 АЦП MacADIOS-adio, соединенный с ЭВМ Macintosh LC II. Переменная составляющая после блока фильтров 55D25, отфильтровывающих высокочастотные тепловые шумы измерительного моста и постоянную составляющую сигнала (ниже 1 Гц), подавалась на порт Ain 1 АЦП. На порт Aout подавался сигнал с генератора звуковой частоты ГЗ-34, который использовался в качестве опорного сигнала для определения фазовых характеристик. В процессе измерений переменная составляющая сигнала осреднялась по 20 реализациям синхронно с опорным сигналом. Каждая из реализаций содержала 10 периодов частоты колебаний вибратора по времени. Поэтому при вычислении амплитуд и фаз спектральной гармоники на частоте вибраций (с помощью фурье-анализа) фактически осреднение производилось по 200 периодам колебаний вибратора.

Таким образом, в каждой точке измерений регистрировались три величины: средняя по времени скорость потока, амплитуда и фаза гармонических во времени колебаний скорости потока. Измерения распределений указанных величин производились по осям x, y, z . С этой целью использовалось координатное устройство, позволяющее

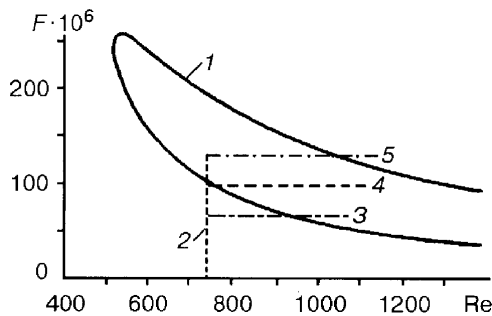


Рис. 3. Области проведения измерений в плоскости (F, Re).

1 — кривая нейтральной устойчивости [9], 2 — положение источника ($Re = 726$), 3 — 5 — $F_1 = 63,7 \cdot 10^{-6}$; $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$ и $F_3 = 126,3 \cdot 10^{-6}$.

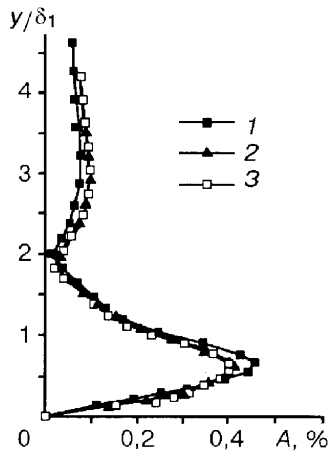


Рис. 4. Типичные профили амплитуд возмущений в пограничном слое по нормали к стенке.

$z = 0$; 1 – 3 — $x = 400, 480, 560$ мм.

перемещать датчик в пространстве с точностью $\pm 0,2$ мм по осям z и x и $\pm 0,005$ мм по оси y .

Измерения по оси x проводились в диапазоне от 287 до 600 мм, по оси z — примерно от -100 до 100 мм, при этом во всех случаях расстояние до стенки, отнесенное к толщине вытеснения пограничного слоя, было фиксированным и составляло $y/\delta_1 = 0,77$ (безразмерная скорость течения $U/U_0 = 0,435$), что соответствует примерно положению внутреннего максимума волн неустойчивости (рис. 4). Правильность выбора

такого метода исследований подтверждают результаты работ [9 – 11].

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СРЕДНЕГО ПОТОКА

На рис. 5 приведены результаты измерений в пограничном слое профилей продольной компоненты средней скорости потока по нормальной к стенке координате y при различных значениях координат x и z . Значения скорости нормированы на скорость течения в свободном потоке. Как видно, все профили подобны между собой и хорошо согласуются с профилем Блазиуса. Максимальное отклонение экспериментальных точек от профиля Блазиуса составляет менее $0,3\%$.

На рис. 6 показаны экспериментальная зависимость толщины вытеснения пограничного слоя δ_1 от продольной координаты и соответствующая теоретическая зависимость для пограничного слоя Блазиуса: $\delta_1 = 1,7208(\nu x/U_0)^{1/2}$. Видно, что экспериментальные точки хорошо согласуются с теоретической кривой, несколько смещенной вверх по потоку на величину $\Delta x = -17$ мм. Смещение эффективного положения передней кромки связано с градиентом давления в окрестности передней кромки пластины. На рис. 6 показано также экспериментальное распределение по x формпараметра $N = \delta_1/\delta_2$ (где δ_2 — толщина потери импульса) и его сравнение с теоретическим значением для пограничного слоя Блазиуса. Следует отметить хорошее согласование осредненного значения N , полученного в эксперименте ($2,592$) и в теории ($2,591$); разница между этими значениями составляет около $0,04\%$.

Таким образом, можно заключить, что с учетом эффективного

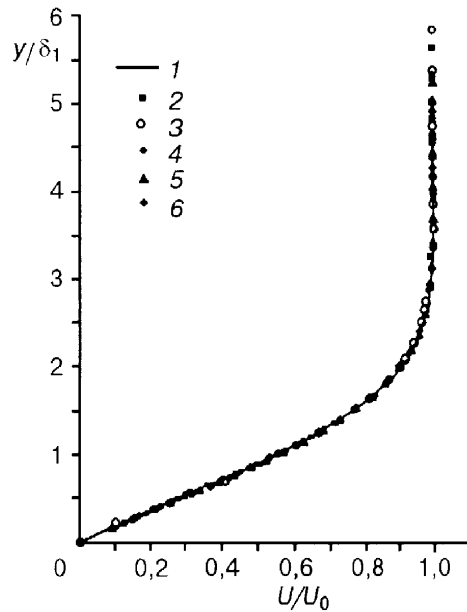
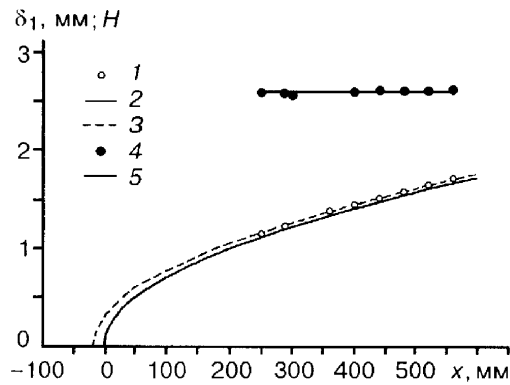


Рис. 5. Профили продольной компоненты скорости потока, измеренные на различных расстояниях от передней кромки и в различных положениях по размаху модели.

1 — профиль Блазиуса; 2 – 4 — $x = 287, 450, 650$ мм, $z = 0$ мм; 5, 6 — $z = -100, 100$ мм, $x = 450$ мм.

Рис. 6. Распределение толщины вытеснения δ_1 пограничного слоя (1-3) и формпараметра H (4, 5) по длине пластины.

1 — эксперимент, 2 — теория Блазиуса, 3 — теория Блазиуса для эффективного положения передней кромки, 4, 5 — соответственно экспериментальное и теоретическое значения H .



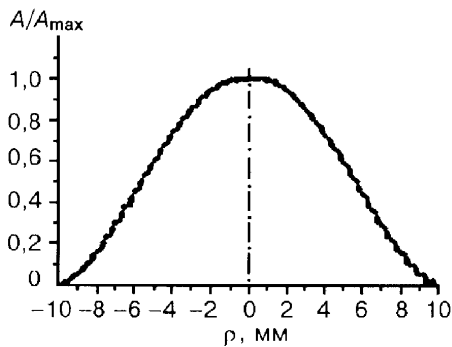
положения передней кромки модели пограничный слой в эксперименте с очень хорошей степенью точности соответствует пограничному слою Блазиуса.

Используя полученную зависимость δ_1 от x , можно определить, в каком диапазоне значений чисел Рейнольдса $Re = U_0 \delta_1 / \nu$ проводился эксперимент. На рис. 3 для каждого частотного параметра отрезками 3 - 5 отмечена область проведения эксперимента начиная с центра вибратора (источника возмущений), которому соответствует число Рейнольдса $Re_s = 726$. Необходимо отметить, что при чисто экспериментальном способе определения локальных чисел Рейнольдса без использования формулы Блазиуса $Re = 1,7208(U_0 x / \nu)^{1/2}$ (как это и делается в данной работе) сдвиг эффективного положения передней кромки пластины по сравнению с ее физическим (реальным) положением не имеет значения и не оказывает влияния на сопоставление с теорией.

4. ВИБРАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ

На рис. 7 показаны распределения нормированных на максимум амплитуд смещений поверхности мембраны, измеренных вдоль ее диаметра с помощью лазерно-оптического метода для нескольких частот и амплитуд осцилляций. Термоанемометрический метод показал, что вся поверхность мембраны колеблется синфазно. Следовательно, форма колебаний мембраны (нормированная на мгновенное максимальное значение) сохраняется постоянной в любой момент периода колебания. Как и ожидалось, колебания оказались осесимметричными. Таким образом, форма осцилляций не зависит ни от частоты, ни от амплитуды возбуждения. Это обстоятельство существенно упрощает дальнейший анализ и означает, что спектр вибраций поверхности мембраны, используемый ниже для вычисления функций восприимчивости, достаточно определить лишь один раз для всех режимов измерений.

Для того чтобы получить волновой спектр колебаний мембраны вибратора, все распределения, показанные на рис. 7, были аппроксимированы методом наименьших квадратов общим полиномом восьмой степени, показанным на рис. 7



линией. Затем аппроксимированное распределение амплитуды колебаний вместе с соответствующим распределением фазы (постоянной по всей поверхности мембраны) были подвергнуты двойному пространственному преобразованию Фурье в декартовых координатах x, z . В результате получен двумер-

Рис. 7. Форма колебаний поверхности мембраны.

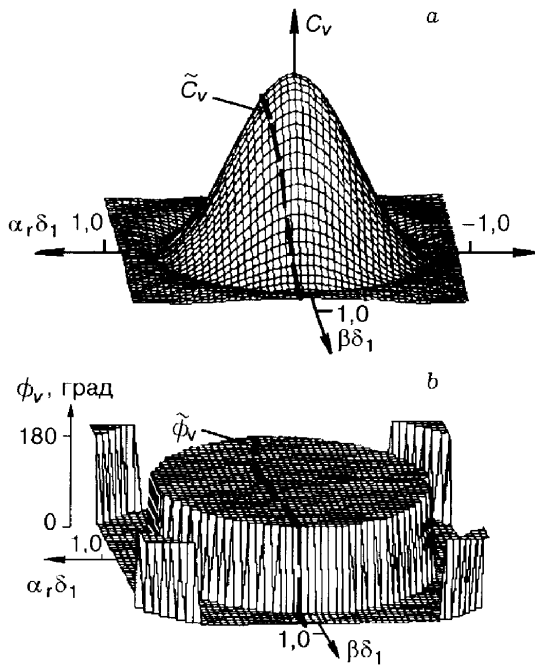


Рис. 8. Волновой спектр вибраций поверхности.

a — амплитуда, b — фаза.

ный спектр формы колебаний вибратора по продольному (α_r) и поперечному (β) волновым числам. На рис. 8 показана форма амплитудной и фазовой частей этого спектра. Амплитудная часть спектра C_v (рис. 8, a) имеет центральный куполообразный максимум и ряд существенно меньших кольцеобразных максимумов (на рисунке виден только один из них). В областях, где амплитуда имеет минимумы, фаза (ϕ_v) претерпевает скачки на 180° .

5. ЛИНЕЙНОСТЬ ИССЛЕДУЕМОЙ ЗАДАЧИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

В данной работе ставилась цель изучения задачи о линейной восприимчивости течения, поэтому в поток вводились возмущения малой амплитуды, законы возбуждения и развитие которых могли бы описываться линейными теориями восприимчивости и устойчивости. Критерием линейности возмущений является независимость пространственных распределений фаз и нормированных амплитуд волн неустойчивости от их начальной амплитуды. Проверке выполнения этого критерия и были посвящены измерения, результаты которых представлены ниже.

На рис. 9 приведено сравнение профилей амплитуд и фаз возмущений по нормали к стенке для трех значений амплитуд электрического сигнала E_s , поступающего на источник возмущений (амплитуда колебаний мембраны пропорциональна E_s). На рис. 10 показаны поперечные (по размаху модели) распределения амплитуд

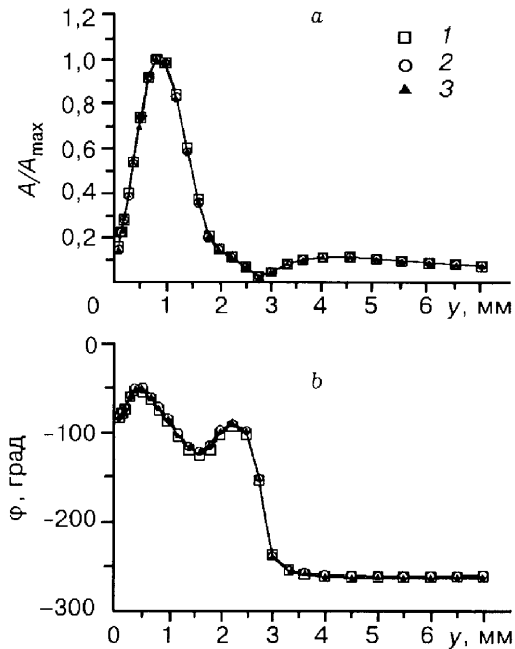


Рис. 9. Профили амплитуд, нормированных на максимум (a), и фаз (b) возмущений, измеренные в точке $x = 360$ мм, $z = 0$, $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$ для трех значений напряжения E_s , поступающего на источник возмущений.

1 — 3 — $E_s = 4, 6$ и 7 В.

Рис. 10. Распределения амплитуд, нормированных на максимум (а), и фаз (b) возмущений по поперечной координате z при $x = 360$ мм, $y/\delta_1 = 0,77$ ($F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$) для двух величин напряжения E_s .
1, 2 — $E_s = 4$ и 6 В.

значений амплитуды возбуждения: $E_s = 4,0$ и $6,0$ В. Измерения производились в районе максимума возмущений по y . Полученные данные показывают, что при выбранных амплитудах колебания вибратора форма всех пространственных распределений нормированных амплитуд и фаз возмущений в волновых поездах не зависит от амплитуды возбуждения, что подтверждает линейность исследуемого процесса.

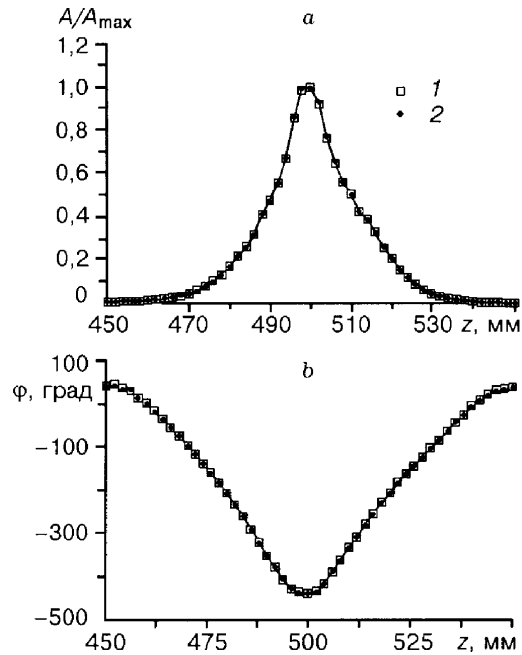
Приведенные на рис. 9 и 10 результаты получены для частотного параметра вибраций $F_3 = 126,3 \cdot 10^{-6}$. Такие же исследования проводились и для двух других частотных параметров: F_1 и F_2 . Они также продемонстрировали независимость форм всех пространственных распределений амплитуд и фаз возмущений от амплитуды возбуждения. Основные результаты в данной работе получены при амплитудах возбуждения $E_s = 5 - 6$ В (т. е. внутри проверенного диапазона линейности). Абсолютные значения амплитуд колебаний мембраны в максимуме составляли при этом 0,063; 0,067 и 0,047 мм для частотных параметров F_1 , F_2 и F_3 соответственно.

6. РАЗВИТИЕ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВНИЗ ПО ПОТОКУ

Все основные измерения были проведены при фиксированном безразмерном расстоянии от стенки, а именно при $U/U_0 = 0,435$, что приблизительно соответствовало положению максимума в профилях амплитуд волн неустойчивости по y (см. [9 - 11]).

На рис. 11 показаны распределения амплитуд и фаз возмущений по поперечной координате z , полученные для семи значений x вниз по потоку. Амплитуды возмущений обезразмерены на величину скорости свободного потока U_0 . В силу симметричности распределений амплитуд и фаз относительно плоскости $z = 0$, на рис. 11 представлена только одна их половина. Соответствующие распределения были получены и для двух других частотных параметров вводимых возмущений.

После пространственного (по координате z) фурье-преобразования этих распределений были определены волновые спектры возмущений в зависимости от поперечного волнового числа β для каждой частоты возмущения и для всех семи сечений вниз по потоку. На рис. 12, а, b приведен пример спектров, полученных из распределений, показанных на рис. 11. Поперечные волновые числа обезразмерены здесь с использованием толщины вытеснения пограничного слоя δ_{1s} в положении источника возмущений ($\delta_{1s} = 1,21$ мм). На рис. 12, с амплитудная



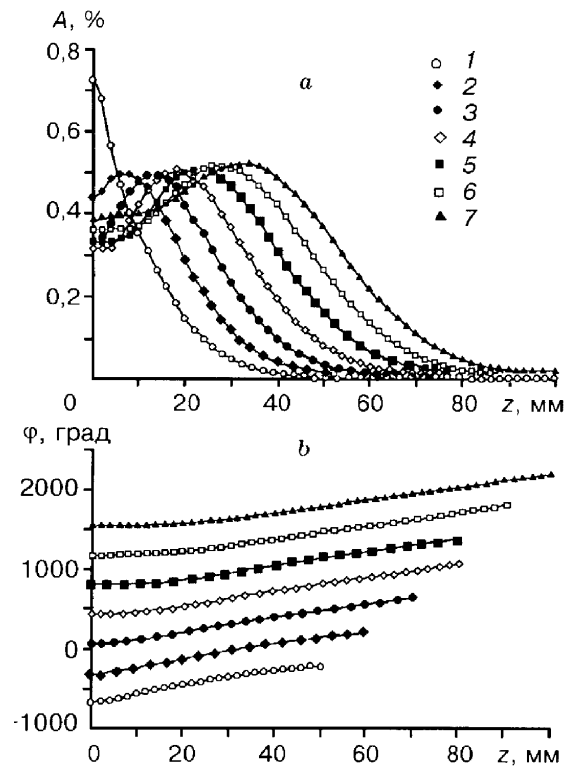


Рис. 11. Распределения амплитуд (а) и фаз (б) возмущений по трансверсальной координате z для разных x при $y/\delta_1 = 0,77$, $F = F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$.
 1 – 7 — $x = 360, 400, 440, 480, 520, 560, 600$ мм.

часть волновых спектров показана в виде изолиний равных амплитуд в плоскости (x, β) .

7. НАЧАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ВОЗМУЩЕНИЙ И ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ

7.1. АМПЛИТУДНЫЕ И ФАЗОВЫЕ СПЕКТРЫ

Сечения амплитудных частей спектров, показанных на рис. 12, а, вдоль линий $\beta\delta_{1s} = \text{const}$ позволяют получить кривые нарастания (затухания) спектральных амплитуд возмущений вниз по потоку для каждого фиксированного значения поперечного волнового числа. Эти кривые представлены на рис. 13, а в логарифмическом масштабе для частотного параметра $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$. Соответствующее сечение фазовых спектров (см. рис. 12, б) дает кривые нарастания фаз спектральных мод вниз по потоку, показанные на рис. 13, б.

Для определения коэффициентов восприимчивости течения необходимо знать начальные амплитуды и фазы мод неустойчивости в положении источника возмущений. В данном исследовании, как и в работе [12], посвященной вибрационной восприимчивости трехмерного пограничного слоя скользящего крыла, эти начальные значения определялись с помощью экстраполяции измеренных кривых нарастания на положение источника возмущений $x = x_s$. В [12] экстраполяция спектральных амплитуд производилась вдоль оси x при помощи

Рис. 12. Распределения спектральных амплитуд (а) и спектральных фаз (b) возмущений по поперечному волновому числу β для разных x при $y/\delta_1 = 0,77$,

$$F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}.$$

1 — $x = x_s = 287$ мм,

2 — 8 — $x = 360, 400,$

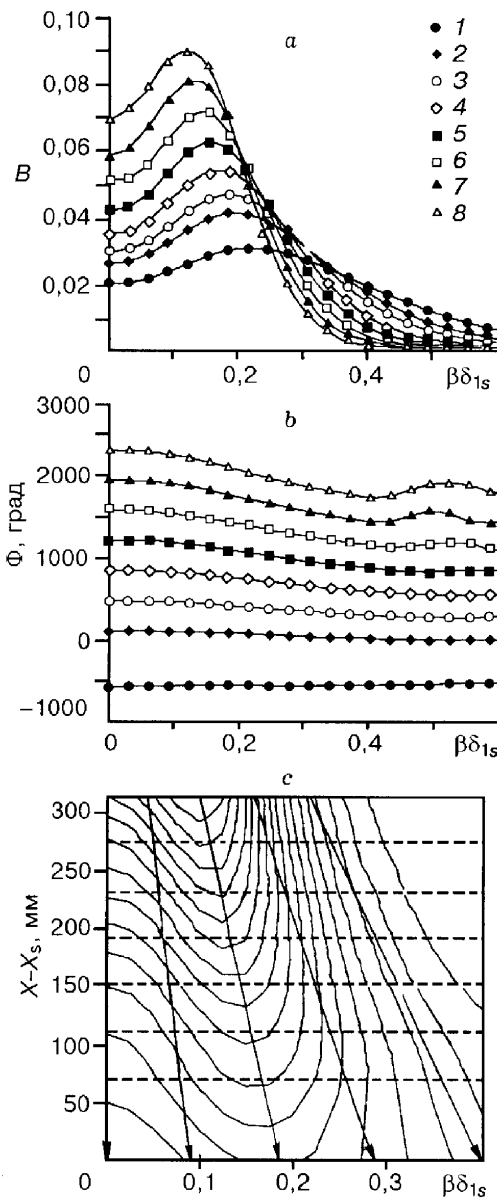
440, 480, 520, 560, 600 мм;

с — изолинии спектральных амплитуд возмущений.

аппроксимации экспериментальных точек (в логарифмическом масштабе) линиями или параболлами, близкими к прямым линиям. В настоящей работе такая экстраполяция не может быть применена из-за более сложной (довольно далекой от экспоненциальной) зависимости скоростей нарастания амплитуд мод неустойчивости от продольной координаты для каждого значения β и соответствующей ей быстрой трансформации волновых спектров вниз по потоку от вибратора (см., например, рис.12, а). Поэтому в данном исследовании экстраполяция выполнялась вдоль линий, показанных стрелками на рис. 12, с, по которым трансформация пакета происходит не так быстро. Это позволило использовать для аппроксимации логарифмов спектральных амплитуд сравнительно простые функции (такие как линия или парабола), что, в свою очередь, ведет к существенному уменьшению ошибки экстраполяции. Восстановленные начальные значения спектральных амплитуд показаны на рис. 12, а точками 1.

Начальный фазовый спектр мод неустойчивости получен аналогичным образом с применением линейной аппроксимации и показан на рис. 12, b.

На рис. 12, с, где приведены изолинии равных амплитуд спектральных мод в плоскости (x, β) , штриховыми линиями показаны сечения, в которых была получена исходная экспериментальная информация. Значения спектральных амплитуд на линии $x - x_s = 0$ соответствуют результатам экстраполяции спектральных амплитуд на положение источника $x = x_s$. Гладкость полученной картины изолиний косвенно свидетельствует о том, что экстраполяция проведена достаточно успешно.



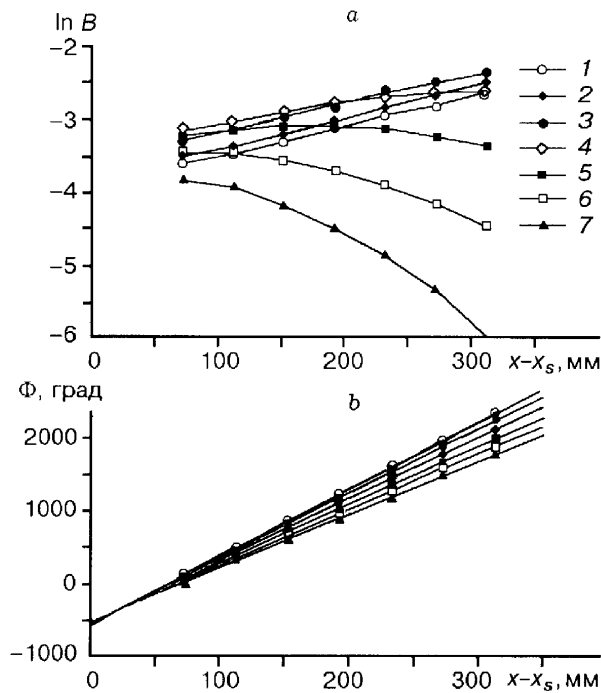


Рис. 13. Кривые нарастания (затухания) амплитуд (а) и фаз (b) возмущений при $F = 94,2 \cdot 10^{-6}$.

1 - 7 — $\beta = 0; 0,051; 0,101; 0,152; 0,203; 0,253; 0,304$.

Представленные на рис 12, 13 результаты соответствуют частотному параметру вводимых возмущений $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$. Аналогичные результаты были получены и для двух других частот возмущений. Используемая при этом процедура экстраполяции была аналогична.

7.2. Начальные дисперсионные функции и отбор мод в спектре вибратора

Для определения коэффициентов линейной вибрационной восприимчивости течения из двумерного спектра формы вибратора по продольным и поперечным волновым числам (см. рис. 8) нужно выбрать только так называемые “резонансные” моды [13]. Под последними в данном случае (по аналогии с теоретической работой [13]) понимаются только те спектральные моды, которые соответствуют дисперсионным соотношениям трехмерных волн неустойчивости, развивающихся в пограничном слое за вибратором, т. е. имеют такие же значения поперечных и продольных волновых чисел.

Для определения дисперсионной функции $\alpha_r(\beta)$ при каждой фиксированной частоте возмущения для каждого значения поперечного волнового числа β из продольных распределений фаз спектральных мод (рис. 13, b) определялось соответствующее значение

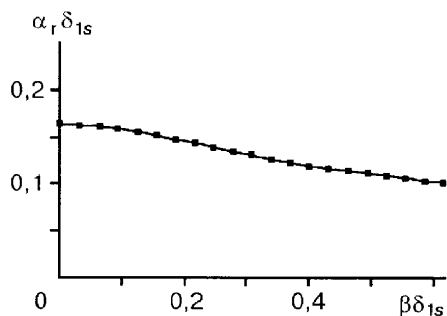
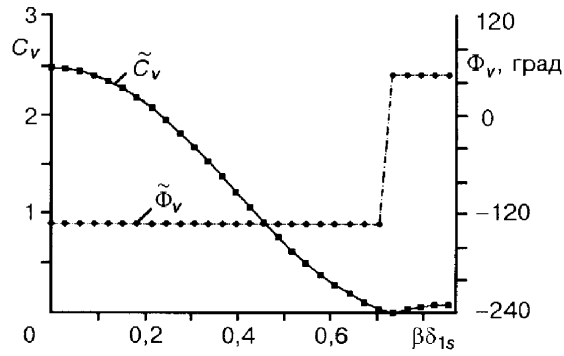


Рис.14. Дисперсионная кривая при $F = 94,2 \cdot 10^{-6}$.

Рис. 15. Результат отбора “резонансных” мод из волнового спектра от формы вибраций. 1 — амплитудная часть, 2 — фазовая часть; $F = 94,2 \cdot 10^{-6}$.



продольного волнового числа α_r как тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой (см. раздел 7.1). Ввиду независимости размерного значения α_r от x , размерная начальная дисперсионная функция $\alpha_r(\beta)$

совпадала с дисперсионной функцией, определенной ниже по потоку — в области измерений, а в безразмерном виде определялась путем нормировки размерной функции на толщину вытеснения пограничного слоя в положении вибратора δ_{1s} . Пример соответствующей начальной дисперсионной кривой, полученной для частотного параметра $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$, показан на рис. 14. Таким же образом дисперсионные кривые были получены и для двух других исследованных частот возмущений. В предыдущей работе [10], выполненной на этой модели при таких же экспериментальных условиях, на основе сравнения экспериментально определенных дисперсионных характеристик с теоретическими было показано, что изучаемые волны неустойчивости являются волнами Толлмина — Шлихтинга.

Геометрически процедура отбора “резонансных” мод, описанная выше, соответствует процедуре сечения двумерного волнового спектра вибратора (см. рис. 8) вертикальной поверхностью (параллельной осям C_v и ϕ_v), которая при ее пересечении с плоскостью $(\alpha_r \delta_{1s}, \beta \delta_{1s})$ совпадает с начальной дисперсионной кривой $\alpha_r \delta_{1s}(\beta \delta_{1s})$. Для частотного параметра $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$ результат такого сечения (т. е. отбора мод) показан на рис. 15. Аналогичные данные были получены и для двух других исследованных частот, для которых начальные дисперсионные кривые были другими, а исходный двумерный спектр вибраций — тем же самым, поскольку форма колебаний вибратора не зависела от частоты (см. раздел 4).

8. КОМПЛЕКСНЫЕ ФУНКЦИИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

Следуя работе [13] комплексную функцию восприимчивости

$$G_{r1}(\alpha_r, \beta) = G_r(\alpha_r, \beta) e^{i\varphi_r(\alpha_r, \beta)}$$

(где G_r и φ_r действительные) определим при фиксированной частоте возмущения следующим образом:

$$G_{r1}(\tilde{\alpha}_r, \beta) \stackrel{\text{df}}{=} \frac{B_{\text{TS1}}(\tilde{\alpha}_r, \beta)}{C_{v1}(\tilde{\alpha}_r, \beta)};$$

или для амплитудной части

$$G_r(\tilde{\alpha}_r, \beta) = \frac{B_{\text{TS}}(\tilde{\alpha}_r, \beta)}{C_v(\tilde{\alpha}_r, \beta)}$$

и фазовой части

$$\varphi_r(\tilde{\alpha}_r, \beta) = \phi_{\text{TS}}(\tilde{\alpha}_r, \beta) - \phi_v(\tilde{\alpha}_r, \beta),$$

где

$$B_{\text{TSI}}(\tilde{\alpha}_r, \beta) = B_{\text{TS}}(\tilde{\alpha}_r, \beta) e^{i\phi_{\text{TS}}(\tilde{\alpha}_r, \beta)}$$

есть начальный спектр собственных волн неустойчивости, возбужденных вибратором, а

$$G_{v1}(\tilde{\alpha}_r, \beta) = G_v(\tilde{\alpha}_r, \beta) e^{i\phi_v(\tilde{\alpha}_r, \beta)}$$

представляет собой спектр формы вибраций поверхности после процедуры отбора резонансных мод (индекс TS означает Толлмина-Шлихтинга). Здесь $\tilde{\alpha}_r$ не свободная переменная, а величина, связанная с β в соответствии с дисперсионной зависимостью $\tilde{\alpha}_r = \alpha_r(\beta)$ (см. раздел 7.2).

Отметим, что функции $C_v(\alpha_r, \beta)$ и $\phi_v(\alpha_r, \beta)$ представляют собой поверхности в трехмерных пространствах (C_v, α_r, β) и $(\phi_v, \alpha_r, \beta)$ соответственно, в то время как функции $\tilde{C}_v = C_v(\tilde{\alpha}_r, \beta)$ и $\tilde{\phi}_v = \phi_v(\tilde{\alpha}_r, \beta)$ являются кривыми, лежащими на этих поверхностях (см. рис. 8). Проекции указанных кривых на плоскость соответствуют экспериментально найденной начальной дисперсионной кривой $\tilde{\alpha}_r = \alpha_r(\beta)$.

На рис. 16 приведены амплитудная (B_{TS}) и фазовая (ϕ_{TS}) части “начального” спектра волн неустойчивости $B_{\text{TSI}}(\tilde{\alpha}_r, \beta)$ (см. рис. 12), а также амплитудная и фазовая части спектра $C_{v1}(\tilde{\alpha}_r, \beta) = C_v(\tilde{\alpha}_r, \beta) \exp[i\phi_v(\tilde{\alpha}_r, \beta)]$, полученные сечением двумерного спектра вибраций поверхности вдоль дисперсионной кривой (см. рис. 15). Показанные на рис. 16 спектры соответствуют частотному параметру $F_2 = 94,2 \cdot 10^{-6}$. Качественно похоже выглядят спектры, полученные для двух других частот. Разделив амплитудный начальный спектр волн неустойчивости B_{TS} на амплитудный спектр вибраций \tilde{C}_v , получаем амплитудную часть комплексной функции восприимчивости G_r . Вычитая из фазового начального спектра ϕ_{TS} волн неустойчивости фазовый спектр вибраций $\tilde{\phi}_v$, находим фазовую часть комплексной функции восприимчивости ϕ_r . Еще раз отметим, что здесь амплитудный

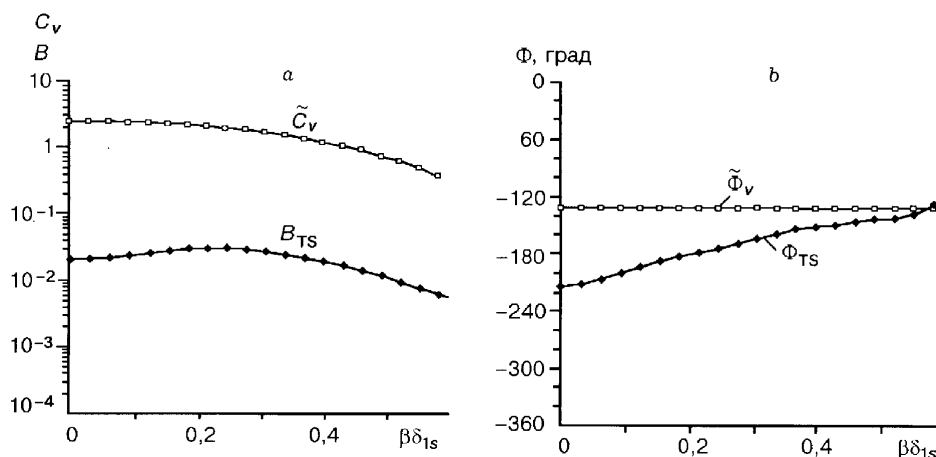


Рис. 16. Сравнение амплитудных (а) и фазовых (б) частей величин, определяющих функцию восприимчивости при $F = 94,2 \cdot 10^{-6}$.

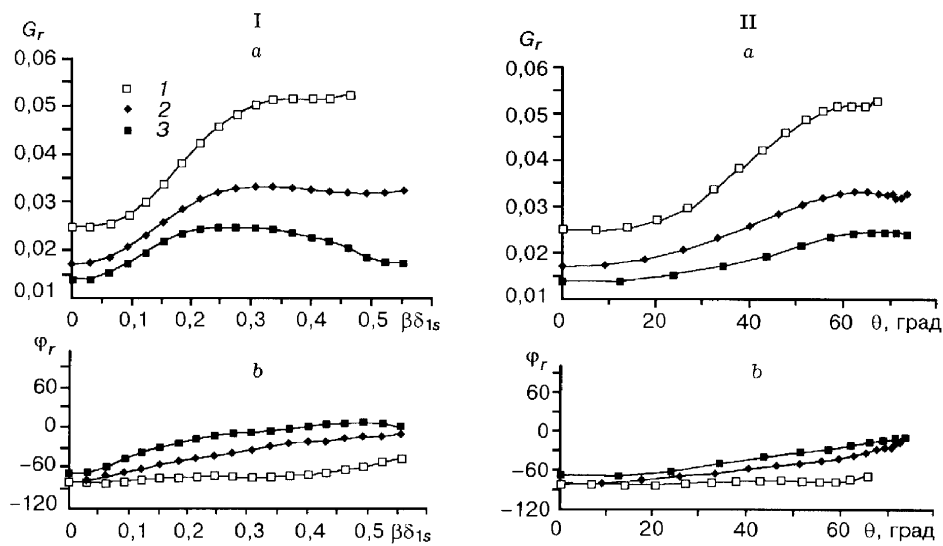


Рис. 17. Амплитудная (а) и фазовая (б) части комплексной функции восприимчивости в зависимости от поперечного волнового числа $\beta\delta_{1s}$ (I) и угла наклона волны к потоку θ (II).

1 – 3 — $F = 63,7 \cdot 10^{-6}$; $94,2 \cdot 10^{-6}$; $126,3 \cdot 10^{-6}$.

начальный спектр волн неустойчивости B_{TS} получен из величин, нормированных на скорость свободного потока, а амплитудный спектр вибраций \tilde{C}_v также безразмерный, так как амплитуда вибратора была нормирована на толщину вытеснения пограничного слоя над вибратором.

Для всех трех исследованных величин частотного параметра вводимых возмущений комплексные коэффициенты восприимчивости приведены в виде функций безразмерного поперечного волнового числа $\beta\delta_{1s}$ на рис. 17, I и в виде функций угла наклона волны θ к потоку на рис. 17, II.

Представленные на рис. 17 функции вибрационной восприимчивости в силу линейности задачи не зависят от конкретной формы вибратора, и представляют собой основной результат настоящего экспериментального исследования. Из рис. 17, а видно, что восприимчивость возрастает с увеличением поперечного волнового числа и угла наклона волны к потоку. В исследованном диапазоне поперечных волновых чисел течение наиболее восприимчиво к трехмерным волнам, распространяющимся под углами около 60 , 65 и 70° для частотных параметров $F = 126,3 \cdot 10^{-6}$; $94,2 \cdot 10^{-6}$ и $63,7 \cdot 10^{-6}$ соответственно. Восприимчивость к двумерным возмущениям примерно в два раза меньше, чем к соответствующим трехмерным вибрациям. С ростом частоты возмущения восприимчивость возрастает во всем исследованном диапазоне поперечных волновых чисел (углов наклона волны к потоку).

Величина амплитудной части коэффициента восприимчивости $0,05$ (например) означает, что при толщине вытеснения пограничного слоя 1 мм вибрационная волна амплитудой 20 мкм возбудит в пограничном слое волну Толлмина — Шлихтинга амплитудой $0,1\%$ от скорости свободного потока.

Фазовые части комплексных коэффициентов восприимчивости (см. рис. 17, б) слабо зависят как от частоты, так и от поперечного волнового числа (угла наклона волны к потоку), хотя и обнаруживают тенденцию к нарастанию по мере увеличения волнового числа (угла наклона). Фаза восприимчивости имеет смысл задержки во времени между вибрацией поверхности и колебанием продольной компоненты скорости потока, вызванным этой вибрацией. На нелинейных стадиях про-

цесса перехода сдвиги фаз между спектральными модами могут быть весьма существенны, так как они сильно влияют на скорости нарастания мод неустойчивости при их взаимодействии, в частности при резонансном взаимодействии в субгармонических триплетах, обнаруженном экспериментально в [14].

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. Впервые получены значения комплексных коэффициентов линейной восприимчивости пограничного слоя плоской пластины к локализованным трехмерным вибрациям поверхности для различных нормальных мод частотно-волнового спектра.

2. Обнаружено, что восприимчивость пограничного слоя Блазиуса к трехмерным вибрациям, возбуждающим волны неустойчивости, наклоненные под большими углами к потоку, существенно больше, чем восприимчивость к двумерным вибрациям.

3. Показано, что восприимчивость пограничного слоя к локализованным вибрациям поверхности увеличивается с ростом их частоты во всем исследованном диапазоне поперечных волновых чисел.

4. Полученные коэффициенты восприимчивости не зависят от конкретной формы вибратора и могут быть использованы для количественного сопоставления с теоретическими расчетами восприимчивости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского общества (DFG) (Грант № 98-01-04090).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982.
2. Жигулев В.Н., Тумин А.М. Возникновение турбулентности. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.
3. Козлов В.В., Рыжов О.С. Восприимчивость пограничного слоя: асимптотическая теория и эксперимент // Сообщения по прикладной математике. — М.: Изд. ВЦ АН СССР, 1988.
4. Гилев В.М., Козлов В.В. Возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на вибраторе. — Новосибирск, 1983. — (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теор. и прикл. механики).
5. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Развитие колебаний малой амплитуды в ламинарном пограничном слое // Уч. зап. ЦАГИ. — 1975. — Т. 6, № 5. — С. 137 – 140.
6. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Экспериментальное исследование влияния охлаждения на устойчивость ламинарного пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1974. — № 13. — Вып. 3.
7. Ivanov A.V., Kachanov Y.S. A method of study of the stability of 3D boundary layers using a new disturbance generator // Intern. Conf. on Methods of Aerophysical Res.: Proc. Pt 1. — Novosibirsk, 1994. — P. 125 – 130.
8. Косорыгин В. С. Лабораторный комплекс для изготовления миниатюрных термоанемометрических датчиков с нагреваемой нитью. — М., 1982. — Деп. в ВИНТИ 02.08.82, № 4166-82.
9. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 1. Волновые поезда // Теплофизика и аэромеханика. — 1996. — Т. 3, № 3. — С. 239 – 258.
10. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 2. Характеристики устойчивости // Там же. — 1997. — Т. 4, № 4. — С. 403 – 415.
11. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 3. Эффекты непараллельности // Там же. — 1998. — Т. 5, № 3. — С. 361 – 68.
12. Garonenko V.R., Ivanov A.V., Kachanov Y.S. Experimental study of 3D boundary-layer receptivity to surface vibrations // Nonlinear Instability and Transition in Three-Dimensional Boundary Layers / Eds. P.W. Duck, P. Hall. — Dordrecht: Kluwer, 1996. — P. 389 – 398.
13. Федоров А.В. Возбуждение волн неустойчивости вторичного течения в пограничном слое на скользящем крыле // Журн. прикл. механики и техн. физики. — 1988. — № 5. — С. 46 – 52.

14. **Kachanov Y.S., Levchenko V.Y.** The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. — 1984. — Vol. 138. — P. 209 – 247.

Статья поступила в редакцию 5 января 1998 г.