

3. Лейтес Е. А. Исследование течения в области взаимодействия двух и четырех струй.— Труды ЦАГИ, 1974, вып. 1575.
4. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
5. Кононов Ю. Н., Лейтес Е. А. Параметры течения в составных струях.— Труды ЦАГИ, 1975, вып. 1721.
6. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
7. Волчков В. В., Иванов А. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
8. Кисляков Н. И., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом.— ПМТФ, 1975, № 2.
9. Асланян В. К., Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Особенности применения метода вспомогательной стенки для измерения сильно неоднородных распределений локальных тепловых потоков.— ИФЖ, 1978, т. 35, № 1.
10. Potter J. L., Kinslow M., Boylan D. E. An influence of the orifice on measured pressures in rarefied flow.— In: Rarefied Gas Dynamics, 4 th Symp. Vol. II. N. Y.: Acad. Press, 1966.
11. Немченко В. И. Модели компактных электронных пушек для газодинамических исследований при низких давлениях.— В кн.: IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа. Сб. аннотаций. М., 1975.
12. Васильев А. А., Елизаров В. А., Итин П. Г., Копятевич Р. М. Исследование теплового воздействия сильно недорасширенной газовой струи на плоскую поверхность.— В сб: Труды IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа и молек. газ. динамике. М.: изд. ЦАГИ, 1977.
13. Ющенкова Н. И., Лыжникова С. А., Немченко В. И. К вопросу о структуре сверхзвуковых струй газа и низкотемпературной плазмы.— В кн.: Явления переноса в низкотемпературной плазме. Минск: Наука и техника, 1969.
14. Немченко В. И. Влияние температурного фактора на коэффициент расхода конического сверхзвукового сопла и определение температуры торможения газа или плазмы по местной скорости звука при низких числах Рейнольдса.— В кн.: IV Всесоюз. конф. по динам. разреж. газа. Сб. аннотаций. М., 1975.

УДК 532.526

РАЗВИТИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СЛАБОНЕПАРАЛЛЕЛЬНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*С. А. Гапонов, А. Д. Косинов, А. А. Маслов,
Н. В. Семенов
(Новосибирск)*

В настоящее время линейная теория устойчивости плоскопараллельных течений сжимаемой жидкости разработана достаточно хорошо [1]. Встречающиеся на практике течения, как правило, неоднородны в пространстве. Часто эту неоднородность можно считать слабой (например, течение в пограничном слое). В последние годы развито несколько вариантов построения решения, когда осредненные параметры потока слабо изменяются в некоторых направлениях.

Для пограничного слоя несжимаемой жидкости первые теоретические результаты, учитывающие непараллельность течения, получены в работах [2, 3]. Экспериментальная проверка полученных в них выводов проведена в [4]. Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое с учетом непараллельности теоретически рассматривалось в [5—7]. В [5] рассмотрены двумерные возмущения, в [6, 7] — более общего вида. Эти работы для одних и тех же условий дают существенно разные результаты. Так, в [6] получено сильное влияние непараллельности на характеристики устойчивости, а в [5, 7] — слабое. Экспериментальных работ, поставленных с целью проверить выводы теории, нет.

Одно из основных достижений теории, учитывающей непараллельность течения в пограничном слое, состоит в том, что удается рассчитать зависимость степени нарастания возмущений α_1 от нормальной к обтекаемой поверхности координаты η . В [8] проведены измерения степени нарастания возмущений для трех значений η при числе Маха $M = 2,2$. Эти измерения показывают, что непараллельность течения влияет на характер развития возмущений, но каких-либо выводов даже о качественном соответствии теории и эксперимента сделать нельзя. Зависимость коэффициентов нарастания от поперечной координаты представляется наиболее удобной для сравнения теорети-

ческих и экспериментальных результатов. В данной работе поставлена задача провести такие измерения и сравнить их с расчетами, выполненными на основе подхода, развитого в [7].

1. Эксперименты проводились на аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО АН СССР [9] с сечением рабочей части 200×200 мм при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, при числе Маха $M = 2$.

Измерения проводились в пограничном слое, образующемся на стальной пластине (той же, что и в [10]), которая выставилась под нулевым углом атаки в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы. Передняя кромка пластины заострена так, что радиус закругления меньше 0,02 мм.

Развитие возмущений регистрировалось с помощью термоанемометра постоянного тока ТПТ-2 [11]. Использовались проволочные однониточные датчики из золоченого вольфрама с диаметром нити 6 мкм.

Методика эксперимента аналогична [8, 10]. При максимальном значении продольной координаты x , отсчитываемой от передней кромки пластины вдоль по потоку, датчик термоанемометра выставился на некотором расстоянии от поверхности пластины и вычислялась безразмерная координата Блазиуса $\eta = (y/x)Re$, где $Re = (Re_1 x)^{1/2}$. Затем датчик перемещался вверх по потоку так, что среднее напряжение в диагонали моста термоанемометра E поддерживалось постоянным (за счет перемещения по координате y), при этом датчик перемещался по линии равных скоростей и температур и находился в состоянии одной и той же чувствительности.

При перемещении датчика сигнал термоанемометра записывался на видеоманитофон и затем проводился амплитудно-частотный анализ записи, что позволяло получить кривые нарастания возмущения заданной частоты f , т. е. зависимость среднеквадратичных пульсаций напряжения на нити датчика термоанемометра от продольной координаты $\langle e_f \rangle = \varphi(x)$. Для контроля сигнал термоанемометра параллельно с магнитофоном подавался на анализатор спектра и для одной из частот кривая нарастания возмущений строилась непосредственно в эксперименте.

Коэффициенты нарастания возмущений α_i определялись для $x = 100$ мм из соотношения

$$\alpha_i = -0,5d(\ln\langle e_f \rangle)/dRe.$$

Для этого кривые нарастания измерялись в интервале от $x_1 = 90$ мм до $x_2 = 110$ мм с шагом 2,5 мм. По полученным точкам строилась методом наименьших квадратов аппроксимирующая кривая второго порядка и вычислялось значение производной в точке $x = 100$ мм.

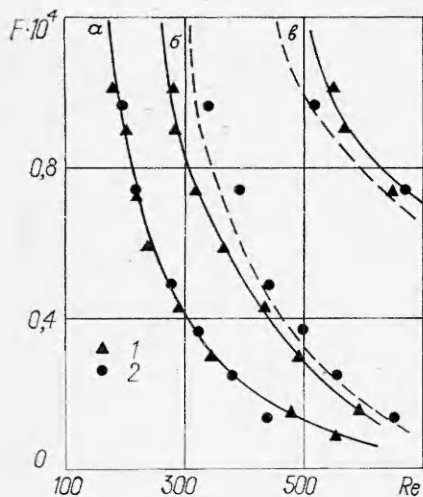
2. Расчеты проводились для пограничного слоя на плоской теплоизолированной пластине при $M = 2,0$ в соответствии с проведенными экспериментами. Закон вязкости от температуры принимался по Саттерленду, показатель адиабаты $\gamma = 1,4$, а число Прандтля $\sigma = 0,72$. Так как течение в пограничном слое при этом автомодельное, то вводились безразмерные

координаты $\eta = y/\delta(x)$, $\xi = \int_0^x dx/\delta(x)$, $\zeta = U_\infty z/\nu_\infty$, $\tau = U_\infty^2 t/\nu_\infty$, где $\delta(x) = \sqrt{x\nu_\infty/U_\infty}$. Решение для возмущений отыскивалось в виде $q = q_0(\xi, \eta) \exp[\Theta(\xi, \zeta, \tau)]$. Специально разработанная методика [7] позволяла определить логарифмическую производную от q по ξ и тем самым степень нарастания возмущений

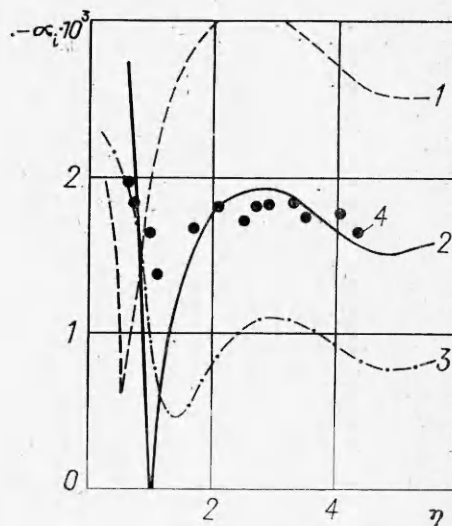
$$\alpha_i = \text{Real} \{ \Theta_\xi + (1/q_0) dq_0/d\xi \}.$$

В силу того что q_0 — функция η , степень нарастания также зависит от поперечной координаты. Кроме того, она для разных параметров возмущений различна (см., например, [5]).

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Решение q_0 отыскивается как близкое к собственной функции теории плоскопараллельного



Фиг. 1



Фиг. 2

приближения, зависящей от частоты и длин волн в ξ и ζ -направлениях, т. е. от Θ_τ , Θ_ξ , $\text{Re}\Theta_\zeta$. В экспериментах с естественными возмущениями вполне определенной является частота Θ_τ . Для определения дополнительных четырех параметров (мнимых и реальных частей Θ_ξ и Θ_ζ) имеется комплексное дисперсионное соотношение. Поэтому для полной определенности задачи требуются еще два условия. В случае естественных возмущений нарастание в z -направлении отсутствует. Поэтому при расчетах принималось, что $\text{Real}(\text{Re}\Theta_\zeta) = 0$. В качестве последнего условия использовалось соотношение

$$\text{Im}(\text{Re}\Theta_\zeta) = \text{Im}(\Theta_\xi)\text{tg}\chi,$$

где χ — угол направления распространения возмущений. Так как χ в эксперименте не замерялся, расчеты проводились для нескольких значений χ .

3. На фиг. 1 приведено сравнение нейтральных кривых (для них выполняется условие $\alpha_i = 0$), полученных в данной работе для $y/\delta = 0,5$ (точки 1) с результатами работы [12] (сплошные линии, полученные осреднением большого числа экспериментальных точек). Здесь δ — толщина пограничного слоя. Буквами помечены: a — нейтральная кривая, обусловленная взаимодействием звука, излучаемого турбулентным пограничным слоем рабочей части аэродинамической трубы, с пограничным слоем модели (более подробно см. [1]); b — нижняя ветвь кривой нейтральной устойчивости; c — верхняя ветвь кривой нейтральной устойчивости. Получено хорошее совпадение данных.

На фиг. 1 представлены также данные, полученные для $y/\delta = 0,7$ (точки 2). Они хорошо согласуются с результатами измерения нейтральной кривой (штриховые линии), представленными в [8] ($M = 2,2$, $y/\delta = 0,7-0,8$).

При $y/\delta = 0,5$ возмущения в пограничном слое достигают максимальных значений и диапазон неустойчивых частот максимален. На внешней границе пограничного слоя область неустойчивости, ограниченная нейтральной кривой, становится значительно уже. Такое уменьшение области неустойчивости при $y/\delta = 0,7$ — одно из проявлений непараллельности течения в пограничном слое.

Вызвано оно тем, что при увеличении числа Рейнольдса распределение возмущений, представляющих собственные колебания, в пограничном слое (возмущения типа волн Толлмина — Шлихтинга) деформируется так, что максимум возмущения сдвигается к поверхности обтекаемого тела. Это отмечалось еще в [8]. Более интересным является тот факт, что поло-

жения первого максимума (кривая *a*) для $y/\delta = 0,5$ и $0,7$ совпадают, и можно сделать вывод о том, что на положение нейтральной точки для звуковых возмущений непараллельность течения не оказывает влияния.

Теория, развитая в [7], учитывает влияние непараллельности течения на развитие собственных колебаний пограничного слоя. Взаимодействие звука с пограничным слоем с увеличением числа Рейнольдса ослабевает, а собственные колебания растут и при больших числах Re вносят основной вклад в сигнал термоанемометра. Поэтому измерение

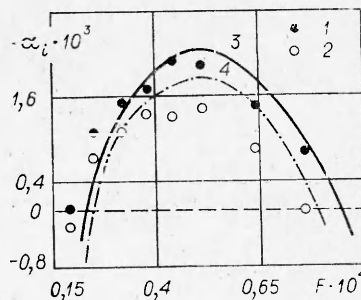
коэффициентов нарастания возмущений было проведено при достаточно большом числе Рейнольдса $Re = 648$, чтобы можно было пренебречь звуком. На фиг. 2 приведены экспериментальные значения α_i (точки 4) для различных η при $F = 0,38 \cdot 10^{-4}$ и $Re = 648$. Зависимость коэффициентов нарастания возмущений массового расхода α_i от поперечной координаты Блазиуса рассчитывалась для углов распространения возмущений $\chi = 60; 42; 30^\circ$, $F = 0,38 \cdot 10^{-4}$ и $Re = 640$ (цифры 1—3 на фиг. 2 соответственно). Результаты измерений качественно соответствуют теории и количественно ближе всего к расчетам для $\chi = 42^\circ$.

Следует отметить, что в экспериментах с естественными возмущениями угол распространения возмущений не контролировался. Проведенные ранее измерения [13] показали, что в свободном потоке рабочей части аэродинамической трубы Т-325 возмущения вызываются узконаправленным излучением турбулентного пограничного слоя стенок, причем для $M = 2,0$ угол излучения равен 42° .

При сравнении теоретических расчетов с данными эксперимента для естественных возмущений (где неизвестны углы распространения) обычно принималось, что в ламинарном пограничном слое присутствуют максимально растущие возмущения. Видимо, для аэродинамических труб это неправомечно. Если излучение узконаправлено и угол излучения меньше угла, соответствующего максимально растущим возмущениям, то волны, идущие от боковых (по отношению к модели) стенок и углов, могут вызывать наклонные, сравнительно медленно растущие возмущения достаточно большой интенсивности, которые могут быть причиной перехода. В наших условиях такими возмущениями могут быть возмущения с углом распространения 42° . В настоящее время экспериментальной информации о распространении наклонных возмущений в сверхзвуковых пограничных слоях практически нет, и постановка соответствующих экспериментов представляется наиболее важной задачей.

На фиг. 3 приведены зависимости коэффициентов нарастания возмущений от частотного параметра для двух значений y/δ . Экспериментальные точки получены для $Re = 648$, теоретические кривые рассчитаны для $Re = 640$ и $\chi = 42^\circ$; 1 и 3 соответствуют $y/\delta = 0,55$; 2 и 4 — $y/\delta = 0,7$. В слое с максимальными пульсациями массового расхода ($y/\delta = 0,55$) коэффициенты нарастания возмущений больше, а диапазон неустойчивых частот шире.

Экспериментальные измерения коэффициентов нарастания возмущений в зависимости от частотного параметра и поперечной координаты качественно подтверждают результаты расчетов, но для более корректного сравнения необходима экспериментальная информация о распространении наклонных возмущений в сверхзвуковых пограничных слоях.



Ф и г. 3

Поступила 16 IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Володин А. Г. Устойчивость плоского пограничного слоя с учетом непараллельности.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1973, № 8, вып. 2.
3. Bouthier M. Stabilité linéaire des écoulements presque parallèles.— J. Mec., 1973, vol. 12, N 1.
4. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Развитие колебаний малой амплитуды в ламинарном пограничном слое.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
5. Гапонов С. А. Влияние непараллельности течения на развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 2.
6. El-Hady M. M., Nayfeh A. H. Nonparallel stability of compressible boundary layer flows. VPI-79-13, 1979.
7. Гапонов С. А. Развитие трехмерных возмущений в слабонепараллельном сверхзвуковом потоке. Препринт ИТПМ СО АН СССР, № 29, 1980.
8. Laufer J., Vrebatovich T. Stability and transition of a supersonic laminar boundary layer on an insulate plate.— J. Fluid Mech., 1960, vol. 9, pt 2.
9. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1972.
10. Лебига В. А., Маслов А. А., Приданов В. Г. Экспериментальное исследование устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на пластине с притуплением передней кромки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 4.
11. Елфимов А. Г., Лебига В. А., Черных В. В. Термоанемометр постоянного тока для измерения турбулентности при сверхзвуковых скоростях.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1976, № 13, вып. 3.
12. Lebiga V. A., Maslov A. A., Pridanov V. G. Experimental investigation of the stability of supersonic boundary layer on a flat insulate plate.— Archives of Mechanics, 1979, vol. 31, N 3.
13. Лебига В. А. Экспериментальные исследования характеристик турбулентных течений при сверхзвуковых скоростях. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1977.

УДК 532.526

ПРИБЛИЖЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГРАДИЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. Т. Мовчан

(Киев)

Оценить возможности многих полуэмпирических гипотез, уточнить границы применимости ряда эмпирических зависимостей и коэффициентов помогло численное интегрирование уравнений турбулентного пограничного слоя [1—12]. Анализ численных расчетов многих авторов показал, что при резком изменении градиента давления расчетные кривые заметно отклоняются от экспериментальных зависимостей [2—6, 11—14]. Особенно значительное отклонение наблюдается при приближении к зоне отрыва, объясняемое обычно неучетом нормальных рейнольдсовых напряжений и пространственностью течения [2, 3, 11, 13]. Определенную роль играет неучет влияния градиента давления и малых чисел Рейнольдса на эмпирические коэффициенты, которые применяются в алгебраических и дифференциальных моделях [2, 3, 10, 11]. Первоначально поправка на градиент учитывалась в коэффициенте Ван Дриста [2, 3, 5, 11, 12]. Оказалось, что приближенные формулы Себечи [2, 12] и Кейса [5] для учета влияния градиента давления на коэффициент Ван Дриста дают очень разные числовые значения. Известно, что влияние градиента давления проявляется значительно слабее в пристеночной области, чем во внешней [3, 11, 16]. Поэтому влияние градиента давления на коэффициент внешней области будет наиболее существенным. На это указывает не только настоящее исследование. Численный эксперимент работы [4] по материалам Стенфордской конференции [15] показал, что отнесенная к толщине пограничного слоя δ длина пути перемешивания l , принимаемая постоянной в нормальном сечении внешней области по модели Праудтля — Ескудье, изменяется в градиентном потоке. Она зависит от градиента давления и при неблагоприятном градиенте убывает с его ростом от значения 0,09 в безградиентных потоках до значения 0,045 в предотрывных сечениях. Постоянство величины l/δ в расчете приводило к систематическому завышению коэффициента поверхностного трения c_f , занижению