

А. Д. Косинов, А. А. Маслов, Н. В. Семенов,
С. Г. Шевельков

ВОЛНОВАЯ СТРУКТУРА ИСКУССТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПЛАСТИНЕ

Переход ламинарного течения в турбулентное в пограничных слоях вызывается во многих случаях развитием неустойчивых собственных колебаний [1, 2]. Экспериментальное изучение механизмов возбуждения таких колебаний и законов их развития составляет одно из направлений в исследованиях возникновения турбулентности. Исследования проводятся в сверхзвуковых аэродинамических трубах, возмущения в рабочих частях которых, как правило, имеют акустическую природу. «Естественный» акустический фон влияет на ламинарно-турбулентный переход на моделях.

Процессы возбуждения и развития колебаний в пограничном слое моделей зависят от их частотно-волновых спектров. Определение частотно-волновых спектров «естественных» возмущений в аэродинамических установках затруднено, и поэтому экспериментально полученные данные для них только качественно описывают явление. В последнее время появился новый подход в экспериментальных исследованиях с использованием контролируемых искусственных (внешних или внутренних для пограничного слоя) возмущений [3–6].

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование волновой структуры (по фазовым скоростям) возмущений, развивающихся в сверхзвуковом пограничном слое при внутреннем возбуждении от точечного источника и при внешнем, вызванных падающими извне акустическими волнами, и проведено их сопоставление.

1. Экспериментальные данные получены в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР Т-325 с размерами рабочей части 200×200 мм при числе Маха $M = 2$. Все измерения выполнялись в пограничном слое плоской пластины. Пластина толщиной 10 мм, шириной 200 и длиной 450 мм крепилась горизонтально в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки. Передняя кромка пластины была заострена под углом $14^\circ 30'$ и имела толщину $b < 0,1$ мм. Возмущения в пограничном слое пластины регистрировались термоанемометром постоянного тока ТПТ-3. Использовались датчики с нитью из вольфрама диаметром 6 мкм и длиной $\approx 1,3$ мм. Датчик перемещался по координатам x, y, z (x — продольная, y — нормальная, z — трансверсальная декартовы координаты). Измерения пульсаций проводились для фиксированной частоты в полосе 1 %. Фаза сигнала относительно источника возмущений определялась с помощью двухлучевого осциллографа. При движении датчика по координатам x и z его чувствительность поддерживалась постоянной за счет малых перемещений по y , так что напряжение в диагонали моста термоанемометра поддерживалось постоянным. Величина перегрева нити 0,8, что обеспечивало преобладающий вклад пульсаций массового расхода в нестационарный сигнал. Все измерения проводились в слое с максимальным уровнем пульсаций.

При обработке данных выполнялось двойное фурье-преобразование по волновым числам β (z — компонента волнового вектора) и α_r (x — компонента). Полученные волновые α_r -спектры для фиксированных $\beta = \text{const}$ имели набор пиков. В дальнейшем определялись фазовые скорости c_x в направлении x и углы наклона волнового вектора к направлению потока χ , соответствующие этим пикам, по формулам $c_x = 2\pi f / \alpha_r U$, $\chi = \arctg(\beta / \alpha_r)$ (U — скорость невозмущенного потока, f — частота возмущения). Примененная методика традиционна для исследования устойчивости пограничного слоя с помощью искусственно введенных пространственных волновых пакетов и более подробно описана в [5].

В экспериментах использовались две схемы введения искусственных возмущений в сверхзвуковой пограничный слой. В первом случае возмущения возбуждались непосредственно в пограничном слое исследуемой модели с помощью периодического электрического разряда аналогично

[5]. Разряд происходил в камере, расположенной внутри модели. Возмущения проникали в пограничный слой через отверстие диаметром 0,5 мм в поверхности модели с координатами $z = 0$, $x = 17,5$ мм. Во втором случае возмущения генерировались на передней кромке модели внешним искусственным акустическим полем, порожденным системой разряд — пограничный слой. Для этого параллельно исследуемой модели на расстоянии $y = 45$ мм располагалась верхняя пластина размерами $200 \times 300 \times 5$ мм с поверхностным электрическим разрядом. Разряд зажигался на двух электродах перпендикулярно потоку на расстоянии 17,5 мм от передней кромки пластины. Длина электрической дуги $\approx 1,5$ мм при ширине $\approx 0,5$ мм. Схема зажигания аналогична [5].

Периодический электрический разряд порождал собственные колебания в пограничном слое верхней пластины, которые развивались вниз по потоку. Процесс развития возмущений сопровождался излучением акустических волн в невозмущенный поток между верхней пластиной и исследуемой моделью. Пластины располагались так, чтобы акустические колебания максимальной амплитуды, излучаемые переходной зоной, попадали на переднюю кромку исследуемой модели и порождали возмущения, развитие которых регистрировалось с помощью термоанемометра. Впервые такой подход к экспериментальному исследованию восприимчивости сверхзвуковых пограничных слоев был предложен в [3, 4]. Там же были определены зоны, ответственные за генерацию собственных волн пограничного слоя внешним акустическим полем. Одной из таких зон оказалась передняя кромка облучаемой модели.

2. Исследование развития волн в пограничном слое плоской пластины при $M = 2$, порожденных периодическим импульсным источником внутри пограничного слоя, описано в [5]. В тех экспериментах получено, что при локальном возбуждении возмущений с помощью периодического разряда в ламинарном пограничном слое вниз по потоку развиваются вихревые (типа волн Толлмина — Шлихтинга) и акустические волны. Причем развитие собственных колебаний происходит в соответствии с предсказаниями линейной теории гидродинамической устойчивости [2]. Доля звуковых волн наибольшая для двумерных возмущений ($\chi = 0$) и может достигать одного порядка по сравнению с вихревыми в окрестности второй ветви кривой нейтральной устойчивости. Остановимся более подробно на структуре возмущений по фазовым скоростям. На рис. 1 представлен волновой портрет возмущений, развивающихся в сверхзвуковом пограничном слое от точечного источника. Данные получены для $Re = 655$ и частотного параметра $F = 0,55 \cdot 10^{-4}$ ($Re = (Ux/\nu)^{0,5}$, $F = 2\pi f\nu/U^2$). Точки — экспериментальные результаты, сплошная линия — расчеты фазовых скоростей собственных колебаний пограничного слоя [5], штриховая, соответствующая c_x^* ($\chi = 1 - (M \cos \chi)^{-1}$), разделяет области вихревых и акустических возмущений. Известно, что трехмерные волны в сверхзвуковом пограничном слое относятся к дозвуковым (по отношению к набегающему потоку) вихревым возмущениям, если $c_x > c_x^*$ (верхняя область от штриховой кривой), и к сверхзвуковым (вне пограничного слоя им отвечают акустические волны), если $c_x < c_x^*$.

По фазовым скоростям экспериментальные точки на рис. 1 можно разделить на три группы (буквы *a*, *b*, *в*). В области *a* возмущения относятся к сверхзвуковым. Экспериментальные точки в ней группируются, образуя уровни. Причем при обработке данных можно было сделать шаг по χ малым, но однако разрывы в уровнях c_x не заполнялись, а происходил переход на другой уровень. В [5] показано, что существует гораздо больше уровней, но пока интерпретация этих результатов затруднена из-за отсутствия теоретического обоснования. В области *b* дозвуковые возмущения соответствуют хорошо известному аналогу волн Толлмина — Шлихтинга. Эти экспериментальные данные согласуются с расчетами и при генерации возмущений внутри пограничного слоя точечным источником непрерывно заполняют диапазон χ от 0 до 80° . Возмущения из этой области

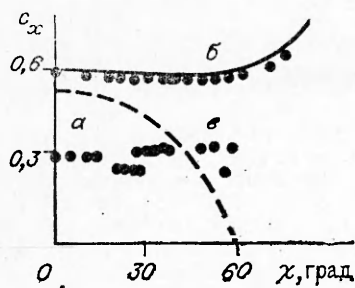


Рис. 1

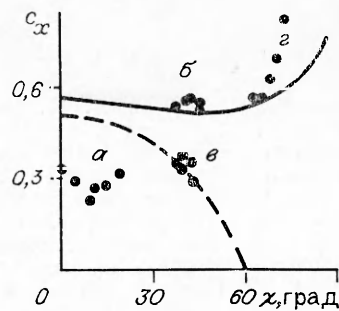


Рис. 2

достаточно хорошо изучены в [5], где показано, что их амплитуда дает преобладающий вклад в сигнал (до 90—95 %) для $\chi > 30-35^\circ$ (при фиксированных β). В области v возмущения также относятся к дозвуковым, но вопрос, описываются ли они существующими теориями, остается открытым.

Результаты исследования волновой структуры возмущений, порожденных внешними контролируруемыми волнами в пограничном слое, показали, что при генерации возмущений на передней кромке в ламинарном пограничном слое вниз по потоку развиваются вихревые и акустические волны и доля звуковых волн наибольшая для двумерных возмущений ($\chi = 0$). На рис. 2 представлен волновой портрет возмущений, генерируемых на передней кромке внешними контролируруемыми акустическими возмущениями и развивающихся в сверхзвуковом пограничном слое. Кривые рис. 2 аналогичны кривым рис. 1 и получены для близких значений параметров эксперимента ($Re = 650$, $F = 0,5 \cdot 10^{-4}$). Экспериментальные точки на рис. 2 группируются так же, подобно рис. 1, но есть и различия. В частности, дозвуковые возмущения, отвечающие области b на рис. 1, образуют на рис. 2 две группы (отмеченные буквами b и z), а возмущения из области v находятся на звуковой (штриховой) линии.

Сравним результаты рис. 1 и 2. Фактически на рис. 1 представлен волновой портрет излучателя, а на рис. 2 — волновой портрет возмущений, возникших вследствие реакции пограничного слоя исследуемой модели на облучение ее передней кромки. Видимо, существует соответствие областей a на рис. 1 и 2. Вне пограничного слоя возмущения из областей a представляют собой звуковые волны. Они слабо затухают при увеличении координаты y и усиливаются пограничным слоем исследуемой пластины. Теоретические модели, описывающие такое усиление, разрабатываются и приведены, например, в [1]. Дозвуковые возмущения из области b рис. 1 интенсивно затухают вне пограничного слоя и, вероятно, не достигают облучаемой модели. В противном случае область в окрестности сплошной линии на рис. 2 была бы заполнена полностью, т. е. можно заключить, что возмущения из области b излучателя не играют существенной роли в волновых процессах пограничного слоя облучаемой модели.

Выделение на рис. 2 двух групп возмущений (области b и z) может быть связано с генерацией волн на передней кромке облучаемой модели сверхзвуковыми возмущениями, отвечающими области a рис. 1. Возмущения из области z рис. 2 с углами наклона $\chi \approx 60-70^\circ$ — наиболее быстрорастущие (имеющие максимальные степени роста [6]). Возмущения из области b рис. 2 с углами наклона $\chi \approx 45^\circ$ имели наибольшие амплитуды в спектре, т. е. они возбуждаются с максимальными коэффициентами порождения. В настоящее время нет теоретических работ, которые могли бы объяснить, почему именно наклонные волны с $\chi \approx 45^\circ$ порождаются в пограничном слое наиболее интенсивно. Еще более сложен вопрос с интерпретацией возмущений из областей v на обоих рисунках. Их получение явилось полной неожиданностью и пока не поддается объяснению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. — Новосибирск: Наука, 1987.
3. Маслов А. А., Семенов Н. В. Излучение акустических колебаний сверхзвуковым пограничным слоем // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1987. — № 7, вып. 2.
4. Маслов А. А., Семенов Н. В. Возбуждение собственных колебаний пограничного слоя внешним акустическим полем // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1986. — № 3.
5. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ. — 1986. — № 5.
6. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1984. — № 5.

г. Новосибирск

Поступила 3/1 1989 г.

УДК 532,517,4

Г. А. Кузьмин, А. З. Паташинский

О ГИДРОДИНАМИКЕ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ПАКЕТОВ

Чтобы описать турбулентность как хаос когерентных структур [1], нужно установить типы этих структур. К настоящему времени накоплена некоторая экспериментальная информация о структурах, масштаб которых l порядка или больше основного масштаба турбулентности L . Известны модели, в которых элементами движения служат вихревые кольца и нити либо сдвиговые слои [1, 2].

Экспериментальные данные о характерных структурных элементах малых масштабов $l \ll L$ очень скудны. Известно лишь, что мелкомасштабные движения обладают сильной перемежаемостью; они сосредоточены в областях с малыми относительными объемами. Можно предположить, что мелкомасштабным движениям присуща некоторая организованность. Сочетание сильной нелинейности движений внутри малого объема с вытягивающим и ориентирующим воздействием крупномасштабной скорости может привести к значительному упорядочению движений в этом объеме. Такое упорядочение в особенности вероятно для движений из интервала диссипации энергии, в котором происходит релаксация движений, порожденных инерционным интервалом.

В настоящей работе показано, что свойства турбулентности в интервале диссипации энергии определяются квазиодномерными пакетами гидродинамических гармоник. Найдены уравнения, описывающие эволюцию пакетов во времени и определены характерные свойства решений, существенные для понимания нелинейной динамики пульсаций в диссипативной области масштабов.

Свойства турбулентности в интервале диссипации энергии. Локальная структура развитой турбулентности определяется масштабами длины — масштабами задачи L и диссипации Колмогорова η . В инерционном интервале масштабов $\eta \ll l \ll L$ происходит нелинейная передача энергии от больших масштабов к малым, а вязкость не играет существенной роли. Напротив, в области $l < \eta$ вязкость существенна, поскольку в ней происходит диссипация энергии, поступающей из инерционного интервала. Выявление роли нелинейности в области $l < \eta$ требует специального исследования.

Предположение о слабости нелинейности диссипирующих гармоник приводит к выводу об экспоненциальном убывании спектра турбулентности в области волновых чисел $k \gg \eta^{-1}$ [2]

$$(1) \quad E(k) \sim \exp [-(\eta k)^2].$$

Более подробный теоретический анализ выявляет возможные причины более медленного убывания $E(k)$, чем (1). Первая причина — флуктуации параметра η , которые вызваны флуктуациями притока энергии из инерционного интервала. Осреднение E по флуктуациям η может привести к более медленному убыванию $E(k)$, чем (1) [3, 4]. Рассмотрение статистических свойств мелкомасштабных структур выходит за рамки настоящей работы. Другая причина состоит в сильной нелинейности диссипирующих