

УДК 532.526.3:533.6.011.5

СТРУКТУРА ИСКУССТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ ВНЕШНИМ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

МАСЛОВ А. А., СЕМЕНОВ Н. В.

Одной из причин, определяющих положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, является восприимчивость. Под восприимчивостью понимается процесс возбуждения внешними факторами неустойчивых колебаний ламинарного пограничного слоя, вызывающих его турбулилизацию. Достаточно полный обзор теоретических работ по вопросам устойчивости и восприимчивости пограничных слоев дан в [1-3].

Создание источника контролируемых акустических возмущений на основе системы «разряд - пограничный слой» [4] позволило провести первые эксперименты по восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя к внешним акустическим возмущениям [5, 6]. В этих исследованиях были обнаружены зоны наибольшей восприимчивости, в которых происходит более интенсивное преобразование внешних акустических возмущений в собственные колебания пограничного слоя. Ими являются передняя кромка модели, области нижней и звуковой ветвей кривых нейтральной устойчивости.

В данной работе проведено исследование волновой структуры искусственных возмущений, порожденных внешним акустическим полем в сверхзвуковом пограничном слое. Дана классификация возмущений по фазовым скоростям. Обнаружены возмущения, фазовая скорость которых в направлении потока больше единицы, и волны, находящиеся на границе дискретного и непрерывного спектров.

1. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО АН СССР с сечением рабочей части 200×200 мм при числе Маха набегающего потока $M=2,0$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1=5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

В эксперименте использовались две стальные пластины в острых передних кромками, установленные параллельно друг другу в горизонтальной плоскости на расстоянии 45 мм, которые жестко крепились к боковым стенкам рабочей части аэродинамической трубы и выставлялись под нулевым углом атаки. На одной из пластин заподлицо с ее поверхностью на расстоянии 17,5 мм от передней кромки были установлены два электрода. Минимальный промежуток между ними составлял 0,55 мм. Электроды были установлены так, что при подаче на них переменного напряжения в плоскости, параллельной передней кромке, зажигался периодический поверхностный разряд [2].

Пластина с поверхностным электрическим разрядом использовалась для создания искусственных акустических возмущений. От разряда в ламинарном пограничном слое возникают колебания, которые при движении вниз по продольной координате x усиливаются в несколько раз. Этот процесс сопровождается излучением волн давления во внешний поток. Структура излучаемых волн подробно описана в [7]. В ближнем поле ($y_1 \leq 15\delta$, где δ - толщина пограничного слоя в зоне излучения, y_1 - координата, нормальная к поверхности первой пластины) основной вклад в возмущения вносят волны Толлмина-Шлихтинга, при увеличении расстояния от поверхности пластины с разрядом - звуковые колебания. Пластины выставлялись так, чтобы максимум вынужденного излучения от переходной зоны попадал на переднюю кромку второй пластины. Расстояние между передними кромками пластин для реализованных параметров эксперимента составляло 170 мм.

Возмущения регистрировались в пограничном слое второй пластины. Для регистрации использовались термоанемометр постоянного тока ТПТ-3 и датчики с нитью из вольфрама диаметром 6 мкм и длиной $1,2 \pm 0,1$ мм. Пульсации напряжения с выхода термоанемометра подавались на селективный усилитель У2-8, настроенный на исследуемую частоту в узкой полосе, и измерялись вольтметром, встроенным в усилитель. Для определения фазы исследуемого сигнала относительно источника возмущений использовался двухлучевой осциллограф С1-74, синхронизированный по горящему разряду.

Методика измерений и обработки данных была аналогична предложенной в [4, 8]. Измерения проводились в критическом слое, где возмущения достигают мак-

симула по координате y . Распределения амплитуды $A(x, z)$ и фазы $\Phi(x, z)$ сигнала термоанемометра получены для нескольких сечений $x = \text{const}$. Координата x изменялась от 54 до 69 мм с шагом 2,5 мм. Здесь x — расстояние от передней кромки второй пластины, y — нормаль к поверхности второй пластины, z — трансверсальная координата. Сечение $z=0$ проходит через электрический разряд. Спектральный анализ экспериментальных данных выполнялся на мини-ЭВМ МЕРА-60.

Сначала для распределения $A(x, z)$ и $\Phi(x, z)$ при фиксированных значениях продольной координаты x проводился фурье-анализ по z , в результате чего получались волновые β -спектры, где β — трансверсальная составляющая волнового вектора. Затем для полученных спектров $A(x, \beta)$ и $\Phi(x, \beta)$ проводился фурье-анализ по x при $\beta = \text{const}$, в результате чего получались волновые α_r -спектры, где α_r — продольная составляющая волнового вектора. Угол наклона волны к потоку определялся из формулы $\chi = \text{arctg}(\beta/\alpha_r)$, а фазовая скорость в x -направлении из $C_x = 2\pi f / (U\alpha_r)$. Здесь f — частота возмущения, U — скорость в невозмущенном потоке.

Распределения амплитуды искусственных возмущений $A(x, z)$ принимали нулевые значения на концах интервала по трансверсальной координате, что позволяло при вычислении интегралов Фурье по z перейти к конечным пределам. В полученных спектрах $A(x, \beta)$ была известна только часть распределения, поэтому для определения α_r -спектра применялись специальные весовые функции — спектральное окно Кайзера — Бесселя [9]. В этом случае удавалось существенно уменьшить влияние на α_r -спектры обрывов в распределениях функции по x на ее концах и оценить спектр распределения, близкий к реальному.

Все представленные в данной работе результаты получены для возмущений с безразмерным частотным параметром $F = 0,5 \cdot 10^{-4}$ ($F = 2\pi f / (\text{Re}_1 U)$), $f = 20$ кГц).

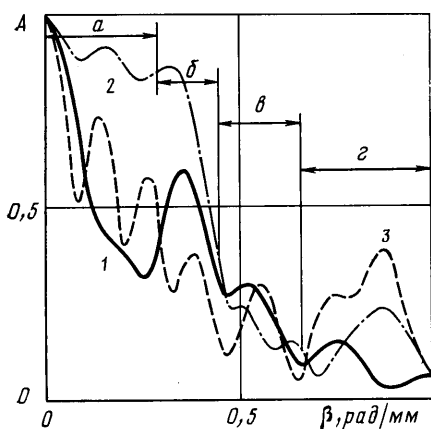
2. От внешних контролируемых акустических возмущений, попадающих на переднюю кромку исследуемой модели, в ее пограничном слое возникают возмущения, коррелированные с источником. В данной схеме эксперимента реализуется следующая цепь: электрический разряд порождает в пограничном слое первой пластины вихри, развитие которых сопровождается излучением акустических волн. Акустические волны преобразуются на передней кромке второй пластины в вихри, которые усиливаются пограничным слоем на второй пластине. (Их развитие также сопровождается излучением акустических волн.)

Возникший в пограничном слое второй пластины пространственный волновой пакет развивается в целом аналогично волновому пакету, порожденному непосредственно в пограничном слое точечным источником [8]. При увеличении продольной координаты пакет распыляется, в распределениях амплитуды вдоль трансверсальной координаты появляются добавочные пики, а разность фаз на краю и в центре пакета становится больше. В отличие от результатов [8], где пакет был достаточно узким (полуширина пакета $\Delta z \approx 8$ мм), в данной работе пакет был широким ($\Delta z \approx 35$ мм). В рассматриваемом случае уже на переднюю кромку пластины падал достаточно широкий пучок возмущений и для пограничного слоя второй пластины источник был протяженным. Небольшие размеры рабочей части аэродинамической трубы, наличие ударных волн от угловых конфигураций «модель — стенка рабочей части» и протяженный источник возмущений существенно ограничили возможности эксперимента.

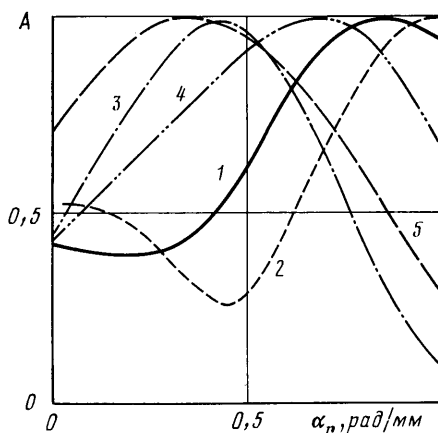
Примеры полученных после Фурье-анализа амплитудных β -спектров приведены на фиг. 1. Показаны распределения для $x = 56,5$; 61,5 и 69 мм (1—3). Здесь A — значение амплитуды пульсаций массового расхода, нормированное на максимальное значение в распределении. Особенность рассматриваемых спектров состоит в том, что основной максимум наблюдается при $\beta = 0$. В пакете, развивающемся от точечного источника, распределения были плавными с максимумом, соответствующим наклонным волнам с $\beta \approx 1$ рад/мм [8]. Такое различие объясняется тем, что в данном случае собственные колебания вызываются внешним акустическим полем с $\beta \approx 0$ [7].

Кроме плоской двумерной волны $\beta \approx 0$ в пограничном слое существуют наклонные волны при $\beta \approx 0,1 \div 0,4$, практически не уступающие плоской волне по амплитуде. Обращает на себя внимание увеличение в спектре доли наклонных волн при $\beta \approx 0,7 \div 0,95$ с увеличением координаты x .

На фиг. 2 приведены примеры α_r -спектров, полученных для $\beta = 0,1$;



Фиг. 1



Фиг. 2

0,25; 0,4; 0,6 и 0,95 рад/мм (1–5). В спектрах наблюдается один максимум, соответствующий разным α_r . В других экспериментах с искусственными возмущениями, вводимыми непосредственно в пограничный слой, наблюдался более узкий пик. Его уширение в рассмотренном случае не позволило выделить дополнительные коротковолновые возмущения, кратные первой пространственной гармонике. Дополнительные гармоники были обнаружены как в пограничном слое [10], так и в акустических волнах, излучаемых сверхзвуковым пограничным слоем [7].

Пара волновых чисел α_r и β позволяет вычислить наклон волнового вектора к потоку, фазовую скорость возмущений и провести классификацию волн, возникших в пограничном слое под действием акустического поля.

На фиг. 3 нанесены фазовые скорости возмущений, составляющих пакет волн. Пунктирная линия 1 соответствует критическим значениям фазовых скоростей, определяемых соотношением

$$c_x^* = 1 - 1/(M \cos \chi) \quad (1)$$

Критические значения фазовых скоростей разделяют волны дискретного (аналог волн Толлмина – Шлихтинга) и непрерывного (аналог звуковых колебаний) спектров. Дискретному спектру соответствуют $c_x > c_x^*$, непрерывному – $c_x < c_x^*$. Более подробно о спектрах волн в сверхзвуковых потоках см. [1, 3].

Штрихпунктирная линия 2 соответствует фазовым скоростям волн дискретного спектра, рассчитанных для параметров эксперимента ($Re=565$, $F=0,5 \cdot 10^{-4}$, $M=2,0$, теплоизолированная пластина, $Re = \sqrt{Re_1} \cdot x$ – число Рейнольдса). Расчет проводился на основе численного интегрирования системы уравнений устойчивости Дана-Линя [1].

Экспериментальные точки группируются в четырех областях, обозначенных на фиг. 1 и 3 буквами. Отметим, что при монотонно-непрерывном увеличении β переход от области к области осуществляется за счет скачкообразного изменения α_r . Возможно, что в данном случае имеют место четыре волны, а наличие нескольких точек в каждой области обусловлено достаточно широкими пиками в распределениях $A(\alpha_r)$. Фактически ширина пиков определяет погрешность определения как фазовых скоростей, так и углов наклона волн. Ширина пиков связана с конечностью интервала измерений по продольной координате и в условиях данных экспериментов ее уменьшить не удалось. Для оценки углов наклона и фазовых скоростей брались максимумы в распределениях $A(\alpha_r)$ при фиксированных β .

Рассмотрим область *a*. Для нее характерны небольшие значения $c_x \approx$

$\approx 0,3$, меньшие чем c_x^* . Следовательно эти возмущения относятся к непрерывному спектру. Вне пограничного слоя они являются звуковыми колебаниями. Распространяются эти волны под небольшими углами к потоку ($\chi < 20^\circ$). В рассматриваемом случае им принадлежит наибольшая доля энергии в β -спектрах (см. фиг. 1). Большой вклад этих возмущений в исследуемый пакет волн связан с тем, что они в основном определяют внешнее акустическое поле [7], которое падает не только на переднюю кромку пластины, но и на весь пограничный слой перед датчиком.

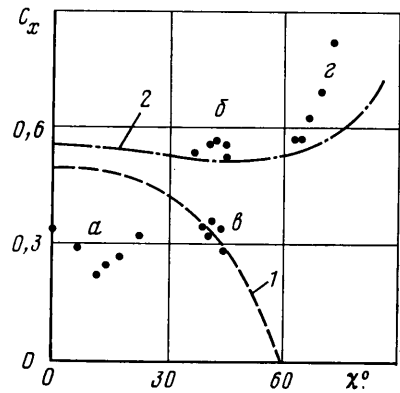
В области b фазовые скорости согласуются с кривой 2, т. е. это волны Толлмина — Шлихтинга — собственные колебания пограничного слоя. Их угол наклона к потоку $\chi \approx 45^\circ$. В β -спектрах доля энергии этих волн сравнима с акустическими. В то же время они не являются преобладающими во внешних спектрах. Тем не менее, как следует из результатов данной работы, в пограничном слое идет преимущественно возбуждение именно таких волн. Отметим, что в тех случаях, когда проводилось сопоставление расчетов по линейной теории гидродинамической устойчивости с экспериментальными данными для естественных возмущений при $M=2$, наилучшее совпадение наблюдалось именно для наклонных волн с $\chi \approx 45^\circ$. (В экспериментах с естественными возмущениями угол наклона волны неизвестен. Регистрируется некоторая интегральная по углам распространения интенсивность возмущений без фазовой информации.) Этот факт отмечался как для второй ветви нейтральной кривой [11], так и для степеней роста возмущений [12, 13]. Ответа на вопрос, — почему именно такие волны наиболее интенсивно возбуждаются внешним акустическим полем, в настоящее время нет.

Возмущения, соответствующие области a , составляют наименьшую долю в β -спектрах. Значения фазовых скоростей этих волн согласуются с кривой 1, т. е. они находятся на границе дискретного и непрерывного спектров. По своим параметрам акустическая и вихревая волна в этом случае неразличимы, и возможна прямая перекачка энергии акустических волн в волны Толлмина — Шлихтинга с коэффициентом единица.

Вопрос о преобразовании звуковых колебаний в вихревые рассматривался теоретически в [2]. В ней отмечается, что интенсивность преобразования обратно пропорциональна разности волновых чисел звуковой и вихревой волны. Данные эксперименты показывают, что существуют области, в которых параметры возбуждаемой и возбуждающей волн очень близки. Возможно, что возмущения, соответствующие области b , развились из возмущений, соответствующих области a , но расположенной при меньших числах Рейнольдса.

Для области z характерны углы наклона волны $\chi \approx 60-70^\circ$. Это наиболее быстрорастущие возмущения для реализованных параметров эксперимента. Для них степени роста достигают максимальной величины [4, 8]. Однако, как следует из фиг. 1, амплитуда этих возмущений невелика, т. е. их возбуждение идет менее интенсивно, чем для $\chi \approx 45^\circ$.

Таким образом, при облучении модели звуком в ее пограничном слое возбуждаются медленно растущие, но имеющие большие начальные амплитуды, волны с углами наклона $\chi \approx 45^\circ$ и быстрорастущие, но имеющие малые начальные амплитуды, волны с углами наклона $\chi \approx 65^\circ$. Какие из этих волн вызовут турбулизацию течения, зависит от интенсивности внешних возмущений.



Фиг. 3

В области α для $\chi > 65^\circ$ экспериментально определенные значения фазовых скоростей начинают расти. Для $\beta = 1$ рад/мм ($\chi = 79^\circ$) фазовая скорость составляет 1,22 и попадает в интеграл $1 < c_x < 1 + 1/(M \cos \chi)$

Такие возмущения названы регулярными из-за отсутствия особых точек в уравнениях устойчивости [11]. Отклонение экспериментальных точек для $\chi \approx 65^\circ$ на фиг. 1 от кривой 2, возможно, связано со все большим вкладом регулярных возмущений в волновой пакет. Ранее таких возмущений в экспериментальных работах не наблюдалось. Отметим также, что амплитуды возмущений с большими фазовыми скоростями в волновом пакете малы (фиг. 1) и они вряд ли оказывают влияние на процесс.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружено, что при числе Маха $M = 2$ в пограничном слое плоской пластины, облучаемой внешним акустическим полем, возбуждаются звуковые волны с углами наклона волнового вектора к потоку $\chi < 20^\circ$, волны Толлмина — Шлихтинга с $\chi \approx 45$ и 65° , волны с $\chi \approx 45^\circ$, находящиеся на границе непрерывного и дискретного спектров. Вопрос о регулярном возмущении с фазовой скоростью больше единицы и большим углом наклона волны ($\chi \approx 80^\circ$) требует отдельного рассмотрения, так как зафиксирована эта волна на границе рассмотренного интервала по β , где амплитуда возмущений была очень мала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1980. 143 с.
2. Garponov S. A. On the development of disturbances in nonparallel supersonic flows // Laminar - Turbulent Transition. Berlin, Heidelberg, Springer - Verlag, 1985. P. 581-588.
3. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1987. 278 с.
4. Косинов А. Д., Маслов А. А., Семенов Н. В. Методы введения искусственных возмущений в сверхзвуковой поток: Препринт № 34. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983. 19 с.
5. Маслов А. А., Семенов Н. В. Возбуждение собственных колебаний пограничного слоя внешним акустическим полем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 3. С. 74-78.
6. Маслов А. А., Семенов Н. В. Восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя на конусе // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986. Т. 17. № 2. С. 120-125.
7. Маслов А. А., Семенов Н. В. Излучение акустических колебаний сверхзвуковым пограничным слоем // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 7. Вып. 2. С. 58-63.
8. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 37-43.
9. Хэррис Ф. Дж. Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1978. Т. 66. № 5. С. 60-96.
10. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ. 1986. № 5. С. 107-112.
11. Mack L. M. Boundary layer stability theory. // Document 900-277, JPL, 1969.
12. Гапонов С. А., Косинов А. Д., Маслов А. А., Семенов Н. В. Развитие малых возмущений в слаботеплопроводном сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 1982. № 3. С. 98-102.
13. Lyenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on supersonic boundary-layer stability // J. Fluid Mech. 1984. V. 147. P. 39-52.

Новосибирск

Поступила в редакцию
16.II.1988