

УДК 532.5

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2023 г. К. В. Шубин^{a,*}, П. В. Чувахов^{a,b,**}

^aМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

^bЦентральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Россия

*E-mail: ottdimile@mail.ru

**E-mail: pavel_chuvahov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

В рамках полных уравнений Навье–Стокса проведено численное моделирование восприимчивости сверхзвукового пограничного слоя на плоской заостренной пластине к модельным акустическим возмущениям, которые распространяются в набегающем потоке (число Маха 5) и характерны для фонового шума ударных аэродинамических труб. Проведен спектральный анализ возмущений, индуцированных в пограничном слое. Обсуждается способ восстановления амплитуды акустического возмущения в набегающем потоке с помощью измерения пульсаций давления на поверхности пластины.

Ключевые слова: акустические возмущения, сверхзвуковой пограничный слой, восприимчивость, численное моделирование, аэродинамическая труба, измерение пульсаций

DOI: 10.31857/S102470842260066X, **EDN:** WJQYDL

1. ВВЕДЕНИЕ

Возмущения в набегающем потоке играют важную роль в процессе ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП). Понимание факторов, влияющих на процесс ЛТП, является одной из ключевых задач при разработке сверхзвуковых летательных аппаратов, так как обычно высокая неопределенность в положении ЛТП ведет к значительной (в разы) неопределенности в оценке сопротивления трения и тепловых потоков к поверхности летательных аппаратов [1].

В однородном потоке могут распространяться элементарные возмущения трех типов: акустические волны, волны завихренности и энтропийные волны. Первые движутся относительно потока со скоростью звука, остальные сносятся со скоростью потока. Процесс взаимодействия этих возмущений с пограничным слоем носит название восприимчивости [1, 2]. Восприимчивость отвечает за начальный спектральный состав собственных возмущений (мод) конвективно неустойчивого пограничного слоя [1].

Акустические возмущения являются одним из вероятных источников ламинарно-турбулентного перехода при сверхзвуковых скоростях [3]. Хорошо известно, что акустические волны, излучаемые турбулентным пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части сверхзвуковых аэродинамических труб (АДТ), являются основным источником ЛТП на испытываемых моделях [4–6]. Акустический шум от турбулентного пограничного слоя на сигарообразном фюзеляже, по-видимому, является главным источником ЛТП на прямых крыльях сверхзвуковых пассажирских самолетов [7].

Восприимчивость сверхзвукового пограничного слоя к акустическим возмущениям исследовалась теоретически [8] и расчетным путем [9–11]. Было показано, что вблизи кромки пластины акустические волны синхронизируются с модами пограничного слоя и возбуждают их. Подчеркнута важность корректного моделирования прохождения внешних возмущений через головную ударную волну, которая формируется у кромки вследствие вязко-невязкого взаимодействия. На плоской пластине ударная волна оказывается слабой и быстро вырождается в волну Маха.

Взаимодействие возмущений с такой волной практически не подвержено влиянию численных ошибок, связанных с недостаточным сеточным разрешением ударной волны [12].

Экспериментальные измерения возмущений набегающего потока — довольно сложная процедура. Ее сложность усугубляется тем, что высокочастотный дискретный датчик измеряет суммарное акустическое поле, приходящее со всех сторон АДТ. Поэтому в [4] приведены лишь статистические оценки для акустического шума. В недавней расчетно-экспериментальной работе [13] было подтверждено, что в обычных гиперзвуковых АДТ преобладают акустические возмущения. Для их измерения построен клиновидный насадок, который помещается в поток и позволяет измерять пульсации давления на своей поверхности. По этим измерениям авторы [13] пытаются восстановить поле возмущений в потоке АДТ с привлечением численных методов.

Численное моделирование является удобным инструментом для аккуратного описания физических механизмов восприимчивости пограничного слоя к возмущениям различного типа. Результаты численного моделирования развития возмущений, порождаемых турбулентным пограничным слоем на плоской пластине при числах Маха 2.5 [14] и 6 [15], также подтвердили, что над пограничным слоем преобладают именно акустические возмущения. Следует отметить, что возмущения характеризуются определенной ориентацией фронтов с отклонением от среднего значения в пределах 5%. Случай $M = 2.5$ [13] изучен более подробно: приведены количественные спектральные характеристики для частотно-волнового спектра ближнего и дальнего акустического поля, которые можно использовать для постановки соответствующих задач восприимчивости (см., напр., [7]).

Каждая АДТ обладает уникальным характерным только для нее фоном возмущений, который может являться причиной наблюдаемых и до сих пор не объясненных явлений. Как правило, особенности фона аэродинамических установок остаются неизвестными из-за сложности измерений.

Настоящая работа делает первый шаг к численному исследованию восприимчивости пограничного слоя к акустическим возмущениям в условиях, характерных для аэродинамического эксперимента в ударных АДТ. В двухмерной постановке для нескольких частот рассматриваются монохроматические акустические волны, падающие на заостренную пластину. Исследуются спектральные характеристики возмущений давления, развивающихся в пограничном слое. Результат можно рассматривать как передаточную функцию, позволяющую восстановить уровень модельных возмущений в набегающем потоке по измерению пульсаций давления на поверхности.

2. НЕВОЗМУЩЕННОЕ ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ

Невозмущенное поле течения над заостренной плоской пластиной получено для совершенного газа (воздуха с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ и числом Прандтля $Pr = 0.72$) при Махе $M_\infty = 5$, числе Рейнольдса $Re_{\infty,L} = 10^6$, температуре торможения $T_0^* = 500$ К.

Прямоугольная расчетная область такова, что слабый скачок уплотнения, формирующийся у передней кромки из-за вязко-невязкого взаимодействия, выходит из области через ее правую границу. На нижней границе накладывается условие прилипания, температура поверхности фиксирована, $T_w = 293$ К. На входных (левой и верхней) границах накладывается условие набегающего потока; на правой границе ставится условие линейной экстраполяции изнутри расчетной области.

Численное моделирование выполнено в рамках уравнений Навье—Стокса. Использован авторский пакет расчетных программ [16], основанный на квазимоноотонной схеме конечного объема второго порядка аппроксимации по времени и для диссипативных слагаемых. Реконструкция конвективных составляющих потоковых величин на грани ячейки осуществляется с применением схемы WENO третьего порядка аппроксимации. Расчеты проводятся и анализируются в безразмерном виде. Координаты отнесены к характерному масштабу длины L^* ; компоненты вектора скорости (u^*, v^*), плотность ρ^* и температура T^* отнесены к соответствующим величинам в набегающем потоке, обозначаемым нижним индексом “ ∞ ”; давление отнесено к $\rho_\infty^* U_\infty^{*2}$; время — к L^* / U_∞^* . Звездочкой в верхнем индексе отмечены размерные величины. Детали реализации даны в [16].

Расчетная область покрыта сеткой в 300×150 узлов по направлениям x и y , соответственно, как показано на рис. 1. Сетка имеет плавное сгущение к передней кромке в направлении x на от-

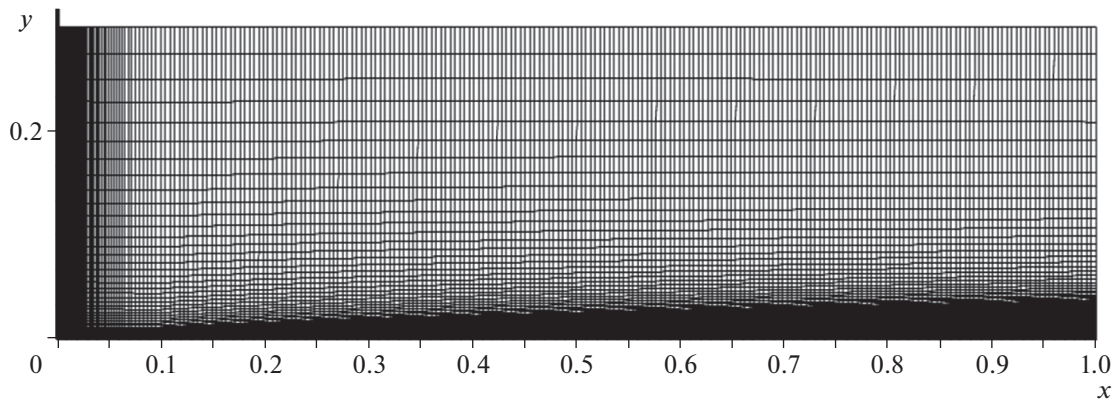


Рис. 1. Расчетная область течения над пластиной.

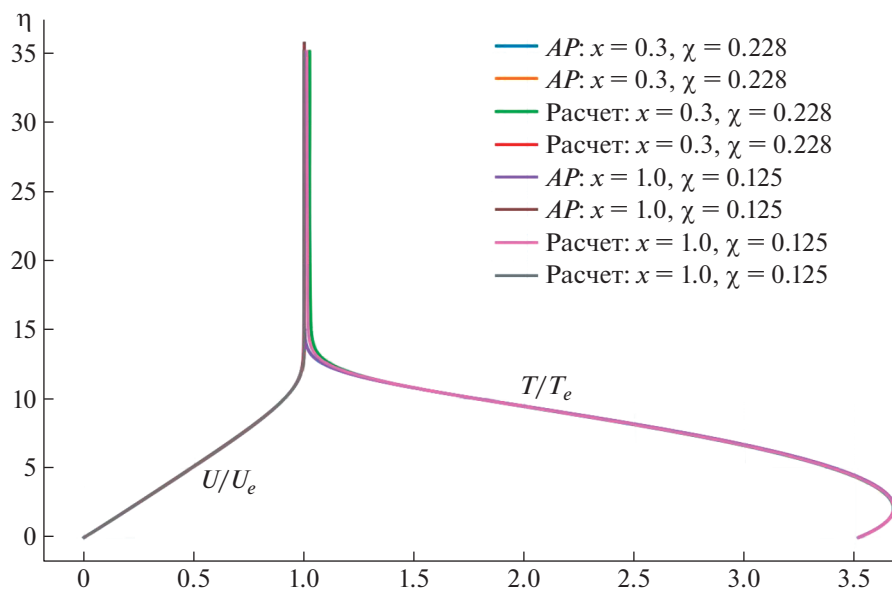


Рис. 2. Сопоставление профилей невозмущенного пограничного слоя: AP – автомодельное решение; Расчет – уравнения Навье–Стокса.

резке $[0, 0.1]$ и равномерна на оставшемся участке $[0.1, 1]$. В пограничный слой попадает 75 узлов, начиная $x = 0.1$; по мере удаления от него шаг сетки плавно увеличивается.

Невозмущенное поле течения тривиально и поэтому не иллюстрируется. На рис. 2 представлено сравнение профилей скорости и температуры с соответствующим автомодельным решением (AP) для сжимаемого пограничного слоя в двух сечениях: $x = 1$, $x = 0.3$; $\chi = M_\infty^3 / \sqrt{\text{Re}_{\infty, x}}$ – параметр вязко-невязкого взаимодействия; $\eta = y \sqrt{\text{Re}_{\infty, x}} / x$ – автомодельная переменная. Профили практически совпадают, однако ближе к передней кромке пластины различие нарастает из-за усиления вязко-невязкого взаимодействия, которое не учитывается в автомодельном течении.

Для оценки отклонения профилей воспользуемся следующим соотношением:

$$\Delta f = \frac{f_0 - f}{f_0} \times 100\%,$$

где f_0 – параметр, полученный из прямого расчета, а f – из сравниваемого течения. Максимальное различие между кривыми в сечении $x = 0.3$ не превосходит $\Delta u = 1.4\%$, $\Delta T = 3.24\%$.

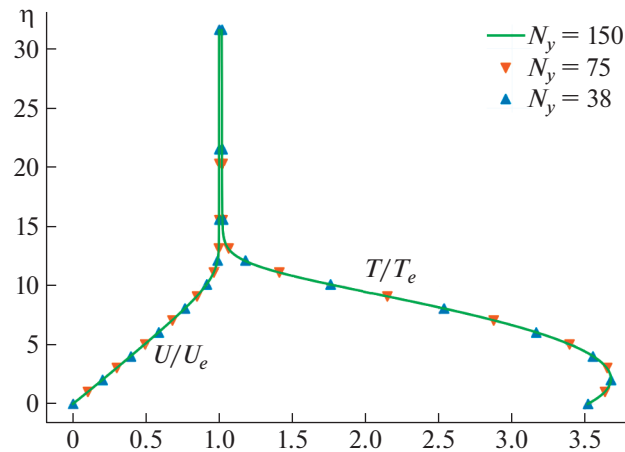


Рис. 3. Профили скорости и температуры в сечении $x = 0.3$ при различном количестве узлов N_y поперек пограничного слоя.

Анализ сеточной сходимости проведен для трех сеток в той же расчетной области; размерности сеток следующие: 300×150 , 300×75 , 300×39 . На рис. 3 видно, что уменьшение количества узлов по $y - N_y$ — в 2 и в 4 раза не ведет к заметному изменению профилей. Например, в сечении $x = 0.1$ для сеток 300×150 и 300×75 максимальная относительная погрешность составляет $\Delta u = 0.94\%$, тогда как в том же сечении для сеток 300×150 и 300×39 эта разность оказывается равной 2.93% . Такое уменьшение относительной ошибки при увеличении сеточного разрешения свидетельствует о сходимости решения с примерно вторым порядком, что соответствует порядку аппроксимации вязких членов при численном интегрировании уравнений Навье—Стокса [16]. Изменение сеточного разрешения в продольном направлении x вдвое и вчетверо не приводит к изменению профилей.

3. ВОЗМУЩЕННОЕ ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ

На невозмущенное течение накладывается плоская монохроматическая акустическая волна.

$$f' = \hat{f} e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)},$$

где $\hat{f}$ — безразмерная амплитуда возмущений некоторой газодинамической величины ($\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{p}$, $\hat{T}$).

$$\hat{p} = \varepsilon, \quad \hat{u} = \varepsilon M_\infty \cos \theta, \quad \hat{v} = \varepsilon M_\infty \sin \theta, \quad \hat{T} = (\gamma - 1) M_\infty^2 \varepsilon$$

Здесь θ — угол наклона акустических волн; компоненты волнового вектора медленной акустической волны выражаются следующим образом: $k_x = k_\infty \cos \theta$, $k_y = k_\infty \sin \theta$, где $k_\infty (\cos \theta - 1/M_\infty) = \omega$; $\varepsilon = 10^{-4}$ — амплитуда возмущения давления, выбрана достаточно малой для гарантии линейного режима развития возмущений; $\omega_0 = \omega_0^* L/V_\infty^* = 75$ — безразмерная циклическая частота, соответствующая периоду колебаний $\tau = 2\pi/\omega_0 \approx 0.084$. Схема взаимодействия такой волны с пограничным слоем проиллюстрирована на рис. 4.

3.1. Сходимость численного решения

Исследуем сходимость численного решения в нестационарном случае на примере модельной задачи о вязком затухании медленной акустической волны в однородном потоке. Данная задача имеет теоретическое решение, полученное в [17] на основе общих энергетических соображений.

Для этого на нижней и верхней границе расчетной области накладывается условие симметрии, а акустическая волна с вертикальным фронтом $\theta = 0$ задается в виде нестационарного граничного условия на левой границе вместе с набегающим потоком ($M_\infty = 5$, $Re_\infty = 10^6$). Численная задача решается в квазидвухмерной постановке ($N_y = 5$), так как зависимость решения от координаты y отсутствует.

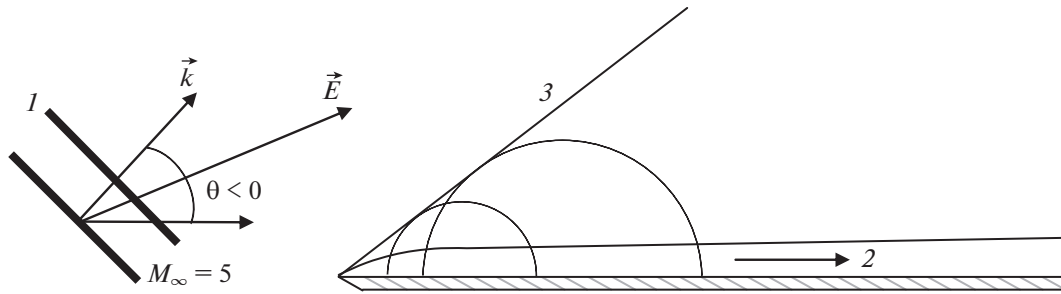


Рис. 4. Схематическое представление восприимчивости пограничного слоя: 1 – плоская волна, 2 – направление распространения возмущений в пограничном слое, 3 – скачок уплотнения; $\vec{E}$ – вектор распространения акустической энергии.

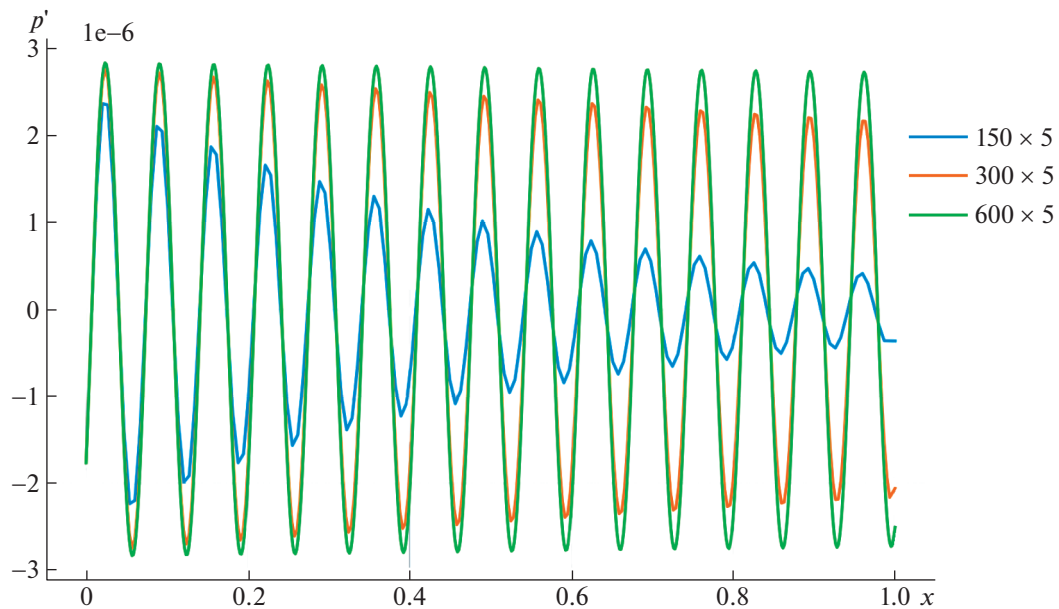


Рис. 5. Мгновенное распределение возмущения давления.

Вязкое затухание элементарной волны можно описать через комплексное волновое число $k_x = \alpha_r + i\alpha_i$, где α_i – пространственный логарифмический декремент. Величина α_i , полученная в расчете, включает в себя эффект численной вязкости, обусловленный особенностями численного метода. Этот эффект должен асимптотически приближаться к нулю, а величина α_i – к своему теоретическому значению по мере измельчения сетки и шага по времени. Поле возмущений давления, рассчитанное на сетках $N_x \times N_y = 150 \times 5, 300 \times 5, 600 \times 5$, проиллюстрировано на рис. 5 и представляет собой разницу мгновенного возмущенного и невозмущенного полей течений.

Помимо сходимости по сеточному шагу, также должна наблюдаться сходимость по времени. Поэтому для выбора оптимального сеточного разрешения рассмотрены сетки с числом узлов $300 \times 5, 600 \times 5, 1200 \times 5, 2400 \times 5$, причем для каждой из них шаг по времени варьировался таким образом, чтобы обеспечить следующее количество точек на период монохроматической волны: $\tau/dt = 100, 200, 400, 800$.

Декремент α_i определялся путем аппроксимации всех тридцати локальных максимумов $|p'(x)|_{\max}$ (рис. 5) с помощью экспоненциальной зависимости вида $a \exp(-bx)$. Коэффициенты аппроксимации подбирались методом наименьших квадратов для абсолютного значения невязки; применялся алгоритм Левенберга–Марквардта, реализованный в библиотеке `scipy.optimize` языка программирования Python. Минимизировалась абсолютное отклонение. Результаты на

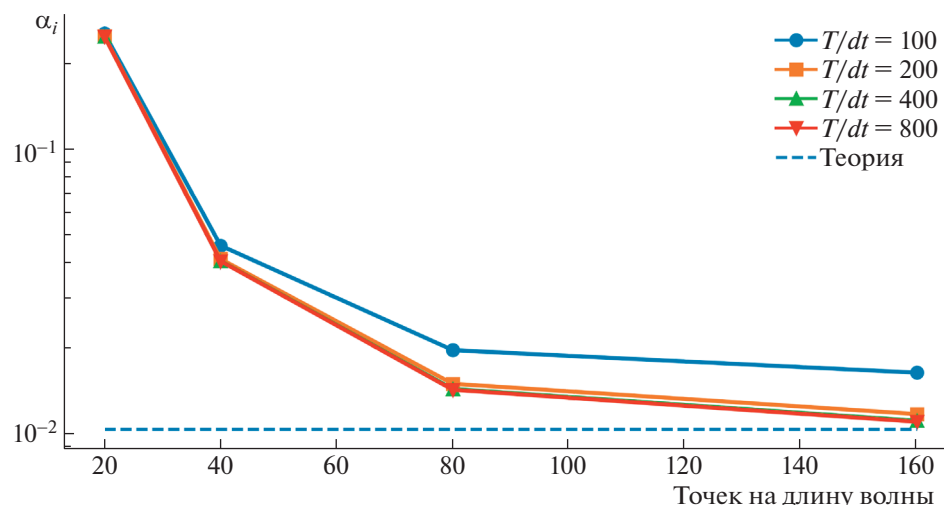


Рис. 6. Сходимость численного решения – величины декремента.

рис. 6 показывают, что при увеличении числа узлов на длину волны расчетное значение декремента монотонно стремится к теоретическому значению [17], которое в рамках гипотезы Стокса о нулевой объемной вязкости при данных параметрах потока и возмущения рассчитывается как

$$\alpha_{i, \text{теор}} = \frac{2}{3} \frac{1}{\text{Re}_{\infty, L}} \frac{\omega^2}{c^3} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma - 1}{\text{Pr}} \right) = 0.0103.$$

Очевидно, что корректное моделирование физического процесса затухания акустической волны требует чрезмерно подробного пространственно-временного разрешения возмущений. Однако в большинстве случаев не требуется точно воспроизводить вязкое затухание, допуская погрешность результатов нестационарного моделирования. Например, для 40 точек на длину волны и 200 точек на ее период относительная ошибка в расчете декремента α_i оказывается большой из-за численной диссипации, но абсолютная величина декремента 0.04 остается достаточно мала, и амплитуда волны уменьшается лишь на 4% на единице расчетной области. Таким образом, численная диссипация акустической волны будет приводить к ограниченной прогнозируемой погрешности результатов численного моделирования восприимчивости пограничного слоя.

3.2. Восприимчивость пограничного слоя

Монохроматическая акустическая волна и порожденные ею возмущения пограничного слоя сносятся вниз по потоку. Поэтому в процессе численного интегрирования нестационарное решение приближается к периодическому по времени решению в каждой точке расчетной области. Поле нестационарных возмущений будем называть квазипериодическим, если оно отличается от периодического в пределах погрешности 1% на одном характерном периоде возмущений. Очевидно, что на этом режиме средние характеристики течения должны слабо зависеть от времени.

Если амплитуда возмущений мала, их эволюция хорошо описывается линейной теорией. Это значит, что отклик течения на внешнее монохроматическое воздействие с частотой ω будет всюду оставаться монохроматическим с той же частотой ω (нелинейное взаимодействие элементарных гармоник не проявляется).

Рассмотрим поле возмущений на квазипериодическом режиме течения. На рис. 7 показано поле возмущений давления в случае медленных акустических волн с углом наклона $\theta = -66^\circ$, который примерно соответствует углу наклона акустических возмущений, преобладающих в тракте сверхзвуковых АДТ [13, 15]. Перед скачком возмущение состоит только из волны, проходящей через входную границу. За скачком наблюдается шахматнообразное расположение экстремумов возмущения давления, которое соответствует интерференции двух плоских волн – падающей волны и ее отражения от поверхности пластины. Отраженная волна, очевидно, не может распространяться под углом выше, чем угол Маха. Из-за неоднородности течения вблизи поверхности

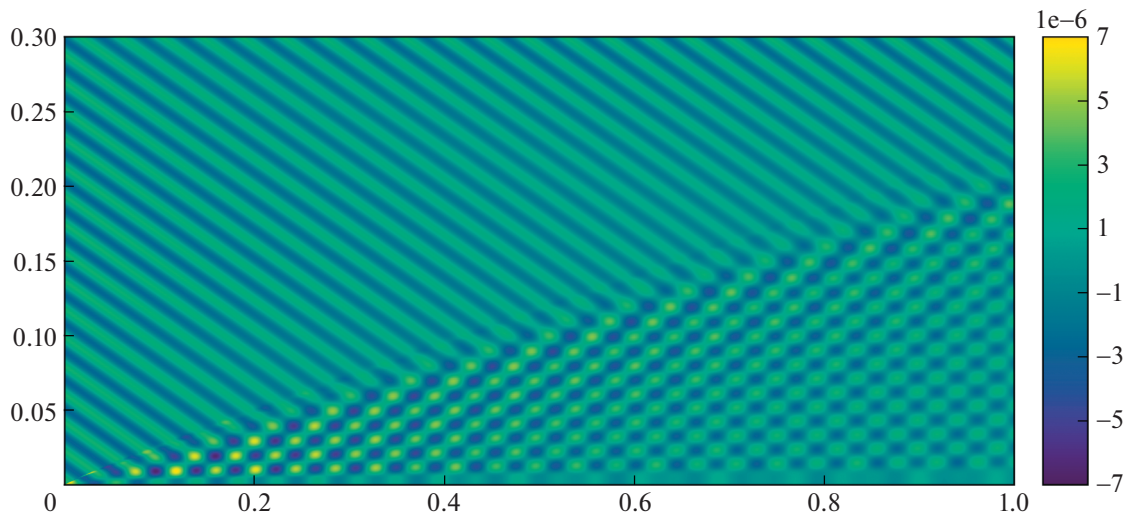


Рис. 7. Поле возмущений давления для $\omega = 75$ ($f^* \approx 10.9$ кГц).

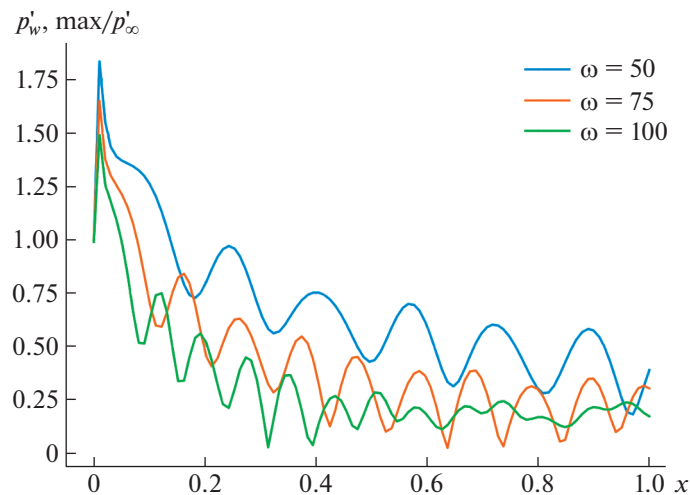


Рис. 8. Распределение амплитуды возмущений давления на поверхности $p'_w(x)$.

амплитуда возмущений в пограничном слое уменьшается. Таким образом, пульсации давления на стенке, вызванные падением монохроматической акустической волны, остаются монохроматическими с амплитудой $\epsilon_w < \epsilon$.

Рассмотрим распределение максимальной по времени амплитуды возмущений давления вдоль поверхности пластины

$$p'_{w,\max}(x) = \max_t |p'_w(x, t)|.$$

Данное распределение, нормированное на амплитуду акустических возмущений в набегающем потоке, показано на рис. 8 для трех рассмотренных частот. Наблюдается затухание возмущений вниз по потоку, а также стационарная (не зависящая от времени) амплитудная модуляция возмущений давления $p'_w(x)$. Длина волны модуляции уменьшается с ростом частоты ω .

На квазипериодическом режиме течения пространственный спектр распределения $p'_w(x)$ должен слабо зависеть от времени t , что подтверждается на рис. 9. Различие амплитуд длинноволновых возмущений $\alpha < 50$, по-видимому, объясняется недостаточной длиной расчетной об-

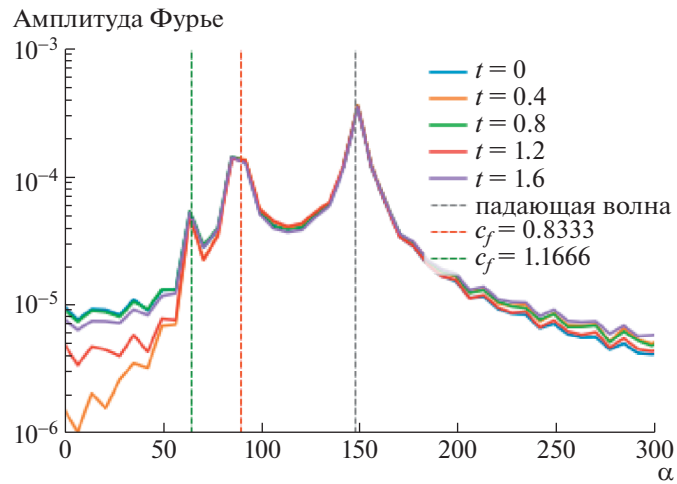


Рис. 9. Пространственное преобразование Фурье для пульсаций давления на стенке, $\omega = 75$.

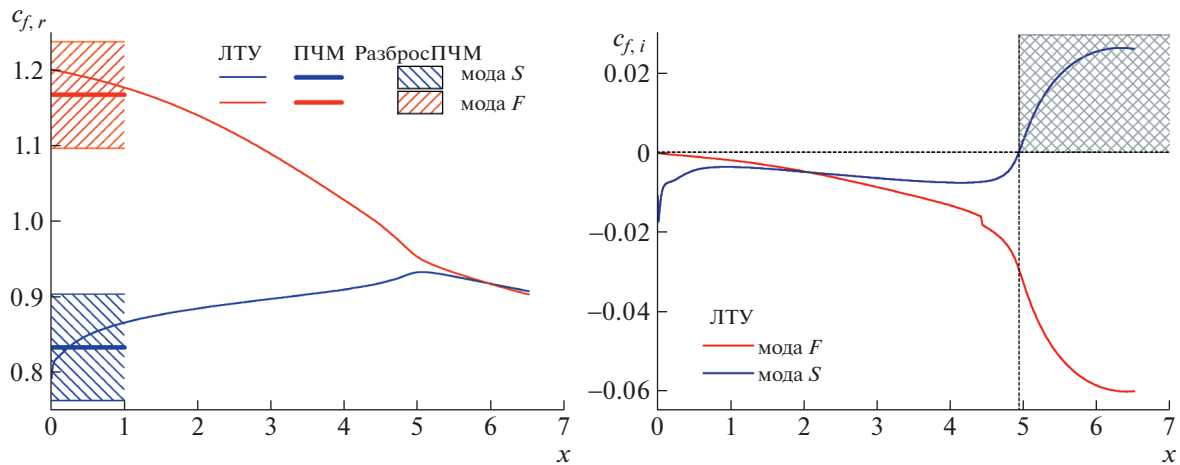


Рис. 10. Распределение фазовой скорости собственных возмущений пограничного слоя в рамках линейной теории устойчивости (ЛТУ) и прямого численного моделирования (ПЧМ), $\omega = 75$. Слева – $c_{f,r}(x)$, справа – $c_{f,i}(x)$.

ласти по сравнению с характерной длиной волны возмущения (данный вопрос не рассматривался). Вместе с тем на спектрах наблюдаются три пика: преобладающий пик соответствует падающей акустической волне; второй по величине пик – модулирующий, с характерной фазовой скоростью 0.83 ± 0.07 (точность обусловлена шагом $\Delta k = 2\pi/(x_{\max} - x_{\min})$ в фурье-пространстве); третий пик – 1.17 ± 0.07 .

Наблюдаемые модулирующие пики, по-видимому, соответствуют развивающимся в пограничном слое модам F и S, которые были возбуждены медленной акустической волной вблизи передней кромки пластины, где фазовые скорости мод соответствовали скоростям быстрой (для моды F) и медленной (для моды S) акустических волн: $1 \pm 1/M_\infty$.

На рис. 10 представлены результаты расчета линейной устойчивости пограничного слоя для рассматриваемых параметров течения, выполненные А.В. Федоровым с помощью кода [18]. Они подтверждают сделанное предположение (рис. 10, слева). В пределах расчетной области $[0; 1]$ обе обнаруженные волны в пограничном слое соответствуют модам пограничного слоя, и их фазовые скорости из прямого расчета согласуются с теоретическими значениями.

Очевидно, что пограничный слой устойчив к рассматриваемым возмущениям: всюду в расчетной области $c_{f,i} < 0$. Для попадания в диапазон неустойчивости пришлось бы продолжить расчет до $x \approx 5$ или рассмотреть высокочастотные возмущения, что не является целью настоящей работы.

В работе [19] показано, что моды пограничного слоя на плоской пластине синхронизируются с акустическими волнами вблизи передней кромки (на масштабе $l \ll L$), а следовательно, могут эффективно возбуждаться такими волнами. В частности, при синхронизации фазовая скорость моды S стремится к значению $c_{f,r} = 1 - 1/M_\infty = 0.8$ медленной акустической волны при $x \rightarrow 0$. Поэтому для оценки можно рассмотреть рост неустойчивой моды не от ее точки потери устойчивости $x_0 \approx 0$, а от передней кромки. Начальная амплитуда возбужденной моды зависит от параметров внешнего воздействия ω и θ через комплексный коэффициент восприимчивости $D(\omega, \theta)$. Тогда усиление моды S в слабонепараллельном пограничном слое можно записать в рамках линейной теории устойчивости как

$$p'_{S,w}(\omega, \theta, x) = \epsilon \cdot D(\omega, \theta) \cdot e^{N(\omega, x)} \cdot \exp \left(i \int_0^x \alpha_r(\omega, \tilde{x}) d\tilde{x} - i\omega t \right).$$

Интерференция моды с падающей монохроматической волной имеет вид

$$p'_{\Sigma,w} = p'_{ak,w} + p'_{S,w} = \epsilon \cdot \exp(ik_x x - i\omega t) \left[\frac{\epsilon_w}{\epsilon} + D(\omega, \theta) e^{N(\omega, x)} \cdot \exp \left(i \int_0^x (\alpha_r(\omega, \tilde{x}) - k_x(\omega, \theta) d\tilde{x}) \right) \right]$$

Фазовая скорость моды меняется слабо на протяжении расчетной области, в пределах 10% (рис. 10, слева). Поэтому для монохроматической волны $\omega = \text{const}$ волновое число $\alpha_r(\omega, x)$ также будет меняться слабо, а волновая разбежка будет мала: $|\alpha_r - k_x| \ll k_x$. Таким образом, на поверхности пластины должна наблюдаться стационарная амплитудная модуляция (или биения), что и продемонстрировано на рис. 8.

3.3. О возможности восстановления спектра

Рисунок 8 можно рассматривать как передаточную функцию, которая позволяет восстановить амплитуду возмущений в набегающем потоке по результатам измерения пульсаций давления на поверхности пластины.

Пусть в набегающем потоке имеются слабые акустические возмущения с широким амплитудно-частотным спектром $A_\infty(\omega)$, а угол наклона волнового вектора $\theta \approx \text{const}$, как следует из [14]. Датчик пульсаций давления, установленный на поверхности пластины при x , измеряет сигнал $s(t, x)$. Соответствующий амплитудно-частотный спектр можно восстановить с помощью преобразования Фурье — $\hat{s}(\omega, x)$. Пока процесс развития возмущений можно считать линейным, численное моделирование дает связь амплитуды пульсаций на поверхности с амплитудой в потоке для каждой фиксированной гармоники ω , т.е. передаточную функцию $A(\omega, x)$ (рис. 8). Тогда спектральный состав возмущений в набегающем потоке теоретически восстанавливается и не должен зависеть от точки измерения x :

$$A_\infty(\omega) \equiv A_\infty(\omega, x) = \frac{\hat{s}(\omega, x)}{A(\omega, x)}$$

Проводя измерения в нескольких фиксированных точках $x = \text{const}$ и усредняя получаемые спектры $A_\infty^{\text{эсп}}(\omega, x)$, можно уменьшить погрешность изменения $A_\infty(\omega)$. Таким образом, имеется принципиальная возможность восстановления спектра внешних возмущений по измерению пульсаций давления на поверхности пластины.

Основным предположением предложенного метода является линейное развитие возмущений. Поэтому проведенные рассуждения остаются справедливыми при обтекании клина сжатия (пластина под углом атаки), а также в случае более сложных конфигураций, таких как притупленные тела или тела с искривленной поверхностью. Тем не менее на сложных конфигурациях может усложниться пространственная структура передаточной функции $A(\omega, x)$, и ее практическое использование может оказаться затруднительным. В частности, трудности могут возник-

нута, если длина стационарной модуляции на рис. 8 окажется соизмерима с размерами датчиков пульсаций давления.

Следует отметить, что во многих случаях форма внутренней поверхности АДТ является осесимметричной. Фронты акустического поля от такого источника расположены под фиксированным углом к излучающей поверхности. Но угол падения излучаемого акустического возмущения на поверхность плоской пластины существенно зависит от взаимного расположения пластины и места излучения на осесимметричной поверхности. Поэтому в общем случае нельзя считать, что $\theta \approx \text{const}$.

Тем не менее учет зависимости передаточной функции от угла θ может оказаться избыточным в практических приложениях. Дело в том, что зависимость положения начала перехода от амплитуды внешних возмущений является логарифмической. Это следует из амплитудного метода Мэка предсказания ЛТП [20] и было проиллюстрировано в работе [21] применительно к ЛТП на пластине, вызванному атмосферной турбулентностью, интенсивность которой определяется скоростью диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ . Было показано, что неопределенность по ϵ в пределах двух порядков величины приводит к малой неопределенности в положении перехода $|\Delta x/x_{\text{ЛТП}}| < 17\%$. То есть для практических приложений требуется определить амплитудно-частотный спектр фона лишь по порядку величины. Для этого, по-видимому, достаточно оставаться в рамках предположения $\theta \approx \text{const}$, как было сделано выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование эволюции малых возмущений второй моды сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине при числе Маха 5. Эти возмущения возбуждены плоской монохроматической медленной акустической волной с фиксированным наклоном волновых фронтов.

Проанализированы спектральные характеристики возмущений. Показано, что всюду в пограничном слое сохраняется линейный режим развития возмущений, т.е. частота возмущений постоянна и соответствует частоте падающей волны. Падающая волна интерферирует с возбужденными модами, вызывая стационарную амплитудную модуляцию возмущений давления на поверхности пластины.

Амплитудную модуляцию можно рассматривать как передаточную функцию, которая позволяет восстановить характеристики внешнего акустического поля с помощью измерения амплитудно-частотных спектров возмущений в нескольких точках на поверхности пластины.

Развитие предложенного метода на случай внешнего акустического шума от осесимметричной поверхности-источника, которая свойственна условиям АДТ, требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (ЦАГИ, проект № 20-01-00493; все разделы, кроме 3.1) и РНФ (МФТИ, проект № 19-79-10132; раздел 3.1). Авторы благодарны доценту кафедры Общей физики МФТИ А.В. Федорову за расчет устойчивости пограничного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. М.: Наука, 1980. 134 с.
2. Morkovin M.V. Critical evaluation of transition from laminar to turbulent shear layers with emphasis on hypersonically travelling bodies // Tech. Rep. AFFDL-TR-68-149. Air Force Flight Dynamics Laboratory. 1969.
3. Bushnell D.M. Notes on Initial Disturbance Fields for the Transition Problem, Springer-Verlag, Berlin, 1990. V. 1. P. 217–232
4. Laufer J. Some Statistical Properties of the Pressure Field Radiated by a Turbulent Boundary Layer // Physics of Fluids/ 1964. V. 7. № 8. P. 1191–1197.
5. Stetson K.F. Nostetip Bluntness Effects on Cone Frustrum Boundary-Layer Transition in Hypersonic Flow // AIAA Paper. 1983. P. 83–1763.
6. Pate S.R. Effects of wind tunnel disturbances on boundary-layer transition with emphasis on radiated noise: A review // AIAA Paper. 1980. № 80-0431.
7. Чувахов П.В., Погорелов И.О. Источники турбулентности на прямом крыле сверхзвукового пассажирского самолета. // Математическое моделирование. 2022. Т. 34. № 8. С. 19–37.
8. Fedorov A.V. Receptivity of a high-speed boundary layer to acoustic disturbances. // J. Fluid Mech. 2003. V. 491. P. 101–129.
<https://doi.org/10.1017/S0022112003005263>

9. *Zhong X., Wang X.* Direct numerical simulation on the receptivity, instability, and transition of hypersonic boundary layers // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 527–561.
10. *Egorov I.V., Soudakov V.G., Fedorov A.V.* Numerical Modeling of the Receptivity of a Supersonic Boundary Layer to Acoustic Disturbances // *Fluid Dynamics*. 2006. V. 41. № 1. P. 37–48.
<https://doi.org/10.1007/s10697-006-0020-4>
11. *Soudakov V., Fedorov A., Ryzhov A.* DNS and the Theory of Receptivity of a Supersonic Boundary Layer to Free-Stream Disturbances // *Journal of Physics: Conference Series*. 2011. V. 318. № 3. Paper 032020.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/318/3/032020>
12. *Chuvakhov P.V.* Shock-Capturing Anomaly in the Interaction of Unsteady Disturbances with a Stationary Shock // *AIAA J.* 2021. V. 59. № 8.
<https://doi.org/10.2514/1.J059682>
13. *Wagner A., Schüle E., Petervari R., Hannemann K., Ali S., Cerminara A., Sandham N.* Combined free-stream disturbance measurements and receptivity studies in hypersonic wind tunnels by means of a slender wedge probe and direct numerical simulation // *Journal of Fluid Mechanics*. 2018. V. 842. P. 495–531.
<https://doi.org/10.1017/jfm.2018.132>
14. *Duan L., Choudhary M.M., Wu M.* Numerical Study of Acoustic Radiation due to a Supersonic Turbulent Boundary Layer // *Journal of Fluid Mechanics*. 2014. V. 746. P. 165–192.
<https://doi.org/10.1017/jfm.2014.116>
15. *Zhang C., Duan L.* Acoustic Radiation from High-Speed Turbulent Boundary Layers in a Tunnel-like Environment // 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, January 5–9, 2015, Kissimmee, Florida. AIAA Paper 2015-0836.
<https://doi.org/10.2514/6.2015-0836>
16. *Egorov I.V., Novikov A.V.* Direct numerical simulation of laminar-turbulent flow over a flat plate at hypersonic flow speeds // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. 2016. V. 56(6). P. 1064 – 1081.
17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Теоретическая физика: т. VI. (3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., Гл. VIII, § 79 Поглощение звука. 1986. 736 с.
18. *Образ А.О., Федоров А.В.* Пакет программ HSFS для анализа устойчивости сжимаемых пограничных слоев // *Ученые записки ЦАГИ*. 2017. Т. 48. № 3. С. 11–27 [A.O. Obraz, A.V. Fedorov The high-speed flow stability (HSFS) software package for stability analysis of compressible boundary layers. 2017. V. 48. № 3. P. 223–242. <https://doi.org/10.1615/TsAGISciJ.2017022797>]
19. *Федоров А.В., Хохлов А.П.* Возбуждение неустойчивых мод в сверхзвуковом пограничном слое акустическими волнами // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1991. № 4. С. 67–74.
20. *Mack L.M.* Transition and Laminar Instability : tech. rep. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology. Pasadena, CA, USA, 1977. NASA-CR–153203. NASA TRS: 19770017114.
21. *Egorov I.V., Fedorov A.V., Novikov A.V., Chuvakhov P.V.* The role of receptivity in prediction of high-speed laminar-turbulent transition // *IUTAM LaminarTurbulent Transition*. V. 38 (9th IUTAM Symposium, London, UK, Sept. 2–6, 2019). 2022. P. 541–552. (IUTAM bookseries).