

УДК 532.526.3:533.6.011.55:519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН И СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ С ЗАТУПЛЕННОЙ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКОЙ

© 2024 г. И. В. Егоров^{a, b}, Н. К. Нгуен^a, П. В. Чувахов^{a, b, *}

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

^b Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

* E-mail: pavel_chuvahov@mail.ru

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.

После доработки 17.11.2023 г.

Принята к публикации 14.12.2023 г.

Расчетным путем исследовано взаимодействие слабых ударных волн в виде N-волны со сверхзвуковым ламинарным пограничным слоем на плоской пластине с затупленной передней кромкой при числе Маха набегающего потока $M = 2.5$. Численные результаты сопоставлены с известными экспериментальными данными. Обсуждается совместное влияние N-волны и притупления передней кромки на процесс ламинарно-турбулентного перехода.

Ключевые слова: численное моделирование, уравнение Навье–Стокса, волна Маха, слабая ударная волна, плоская пластина с затупленной передней кромкой, сверхзвуковой пограничный слой

DOI: 10.31857/S1024708424020102 EDN: RIVINY

ВВЕДЕНИЕ

Турбулизация сжимаемых пограничных слоев существенно влияет на аэротермодинамические характеристики высокоскоростной авиационной техники, приводя к значительному увеличению сопротивления вязкого трения и тепловых потоков к обтекаемой поверхности. Поэтому тепловой режим поверхности сверхзвукового летательного аппарата может быть корректно проанализирован, только если положение ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) пограничного слоя предсказано с достаточной точностью.

Сценарий, по которому развивается ЛТП пограничного слоя, существенно зависит от уровня возмущений в набегающем потоке [1]. В сверхзвуковых аэродинамических трубах (АДТ) имеются акустические пульсации в рабочей части [2–4], обусловленные шумом турбулентного пограничного слоя на стенках сопла и рабочей части, а также различными неровностями на них. На гладких моделях ЛТП может сопровождаться появлением турбулентных клиньев [5], которые возникают в некоторых местах над обтекаемой поверхностью и не меняют своего расположения от пуска к пуску АДТ.

Одной из причин возникновения турбулентных клиньев могут являться возмущения от неровностей поверхности рабочей части АДТ, которые приводят к порождению пары слабых ударных волн в виде N-волн, распространяющихся в набегающем потоке (в некоторых работах их называют волнами Маха).

С N-волнами экспериментаторы связывают аномально высокие уровни пульсаций массового расхода (до 20% от среднего удельного массового расхода в набегающем потоке) в пограничном слое плоского треугольного крыла с притупленной передней кромкой [6]. Дело в том, что взаимодействие N-волны и пограничного слоя вблизи притупления приводит к появлению около линии растекания возмущений, которые распространяются в пограничном слое вниз по потоку. Наиболее энергоемкой является низкочастотная (до 3 кГц) часть наблюдаемых пульсаций. Аналогичные эксперименты [7] по возбуждению N-волной высокоинтенсивных возмущений в пограничном слое на модели плоского дельта-крыла показали, что максимальная величина пульсаций составляет 12–15% и слабо зависит от условий обтекания. Различные аспекты взаимодействия N-волн и сверхзвукового пограничного слоя рассмотрены в последующих экспериментальных работах [8–10].

Численному моделированию взаимодействия N-волн и сверхзвукового пограничного слоя на заостренной пластине посвящены работы [11–13]. В частности, в труде [11] разработана оригинальная методика моделирования тонкой неровности на стенке рабочей части АДТ.

Наша статья является развитием работ [11–13] и направлена на исследование случая пластины с цилиндрически притупленной передней кромкой, обтекаемой воздушным потоком при числе Маха $M = 2.5$. Численное исследование проводится в рамках полных уравнений Навье–Стокса, а стационарные решения получаются методом установления по времени. Результаты численного моделирования сопоставляются с данными аэродинамического эксперимента [8].

Следует отметить, что в отличие от случая заостренной пластины расчет сверхзвукового обтекания затупленной пластины имеет ряд вычислительных особенностей, связанных с взаимодействием N-волны с головной ударной волной перед притуплением. Такие особенности обсуждаются в нашей работе.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Основные условия задачи и параметры потока соответствуют экспериментальному исследованию [8], которое выполнено в малотурбулентной сверхзвуковой АДТ Т-325 Института теоретической и прикладной механики Сибирского отделения Российской академии наук. Общая конфигурация задачи схематично представлена на рис. 1. Рассматривается течение воздуха в рамках модели совершенного двухатомного газа.

В работе [8] N-волна возбуждалась на стенке рабочей части с помощью изолянт, которая наклеивалась на расстоянии $x^* = -233.5$ мм вверх по потоку от передней кромки пластины и формировала малую двухмерную неровность (координата $x^* = 0$ соответствует передней кромке пластины; звездочка обозначает размерную величину).

При численном моделировании N-волны использована эквивалентная модель [11], в которой тонкая двухмерная прямоугольная неровность заменяется параболической дужкой $z_1 = \varepsilon F(x_1)$ (рис. 2):

$$\begin{aligned} F(x_1) &= 4x_1(1-x_1), \\ x_1 &= (x^* - x_0^*)/a^*, \\ z_1 &= (z^* - z_{\min}^*)/a^*, \\ \varepsilon &= h^*/a^*, \end{aligned}$$

где h^* – толщина прямоугольной неровности; a^* – ее ширина.

Возмущения давления, скорости и температуры, индуцированные модельной неровностью в сверхзвуковом потоке, рассчитаны с помощью формул Аккерета:

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{p - p_\infty}{\rho u_\infty^2} = \varepsilon \frac{F'(x_1)}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} + O(\varepsilon^2), \quad \Delta u = \frac{u - u_\infty}{u_\infty} = -\varepsilon \frac{F'(x_1)}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} + O(\varepsilon^2), \\ \Delta w &= \frac{w}{u_\infty} = \varepsilon F'(x_1) + O(\varepsilon^2), \quad \Delta T = \frac{T - T_\infty}{T_\infty} = \varepsilon \frac{(\gamma - 1) M_\infty^2 F'(x_1)}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} + O(\varepsilon^2). \end{aligned}$$

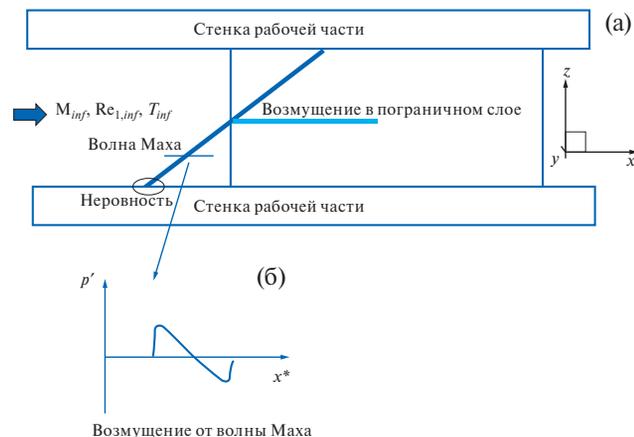


Рис. 1. Схема (а) взаимодействия N-волны, возбуждаемой двумерной неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы (вид сверху) и возмущение давления p' от N-волны (б); M_{inf} , $Re_{1,inf}$, T_{inf} – число Маха, единичное число Рейнольдса, статическая температура набегающего потока соответственно.

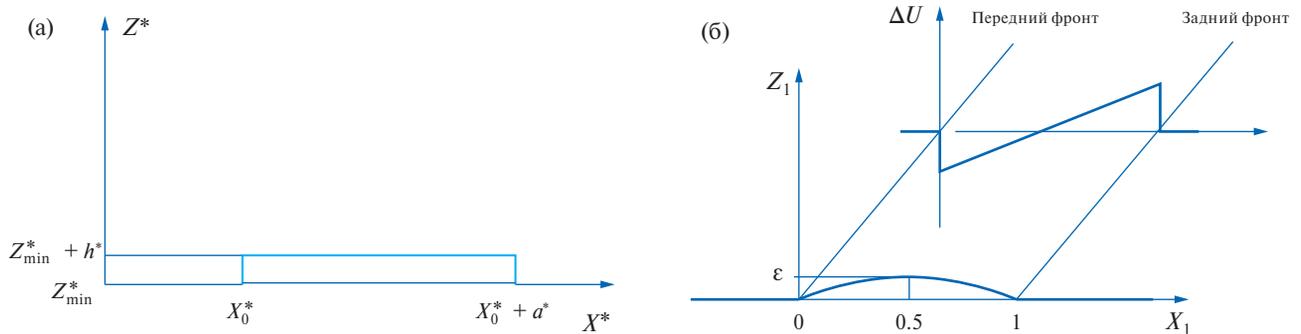


Рис. 2. Тонкая лента (а) и ее эквивалентная математическая модель (б).

В нашей работе рассматривается N-волна с амплитудой 1%, которая соответствует геометрическим параметрам ленты $a^* = 20$ мм, $h^* = 0.2$ мм, $x_0^* = -251$ мм.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для решения численной задачи использован оригинальный пакет программ [14], с помощью которого проводится численное моделирование на основе полных уравнений Навье–Стокса. Уравнения Навье–Стокса интегрируются в безразмерных переменных. Декартовы координаты $x^* = xL$, $y^* = yL$, $z^* = zL$ отнесены к характерному масштабу длины L , время $t^* = tL/V_\infty$ – к характерному масштабу времени L/V_∞ , компоненты вектора скорости $u^* = u/V_\infty$, $v^* = v/V_\infty$, $w^* = w/V_\infty$ – к модулю вектора скорости набегающего потока V_∞ , давление $p^* = p/(p_\infty V_\infty^2)$ – к удвоенному скоростному напору набегающего потока, остальные газодинамические переменные – к их значениям в набегающем потоке. Звездочка в верхнем индексе обозначает размерную величину; если звездочка отсутствует, переменная предполагается безразмерной. Символ ∞ соответствует значению переменной в набегающем потоке. В нашей работе $L = 1$ м.

Динамический коэффициент молекулярной вязкости вычисляется по формуле Сазерленда $\mu = (1 + T_\mu)/(T + T_\mu) T^{3/2}$, где $T_\mu = T_\mu^*/T_\infty^* = 110.4 \text{ К} / 103.6 \text{ К} \approx 1.07$. Газ является совершенным с постоянными показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ и числом Прандтля $Pr = \mu^* c_p^* / \lambda^* = 0.72$. Для замыкания задачи использовано уравнение состояния совершенного газа $\gamma M_\infty^2 p = \rho T$.

Набегающий поток считается ламинарным, а фоновые пульсации массового расхода, которые в эксперименте [8] достигали величины 0.4%, отсутствуют.

РАСЧЕТНАЯ СЕТКА И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

При численном моделировании расчетная область разбита на две подобласти. Подобласть 1 целиком находится перед затупленной пластиной и используется для моделирования стационарного распространения N-волны. Подобласть 2 содержит затупленную пластину и небольшой участок перед ней. Подобласть 1 представлена на рис. 3а для случая обтекания пластины с острой передней кромкой и на рис. 3б для случая обтекания пластины с затупленной передней кромкой.

На рис. 3 также построены сечения с полями продольной компоненты вектора скорости и одна из сеточных плоскостей. Левые границы рис. 3а и 3б соответствуют стенке АДТ; на них накладывается условие прилипания потока и теплоизолированной поверхности, а также условие возбуждения N-волны, описанное выше. N-волна распространяется вниз по потоку. Из приведенных данных можно заключить, что максимальное относительное возмущение продольной компоненты вектора скорости, вызванное неровностью, составляет около 1.4%.

Боковые границы подобласти 1 не визуализированы на рис. 3; на ближней к читателю границе накладывается условие первого рода, соответствующее набегающему вдоль оси x газовому потоку. На другой границе накладывается мягкое граничное условие в виде экстраполяции всех зависимых газодинамических переменных задачи изнутри расчетной области вдоль сеточных линий. На верхней и нижней границах по оси y накладываются условия симметрии.

Установившееся течение с N-волной в подобласти 1 используется для формулирования стационарного граничного условия в подобласти 2. Для этого все зависимые переменные с выходной (правой) границы

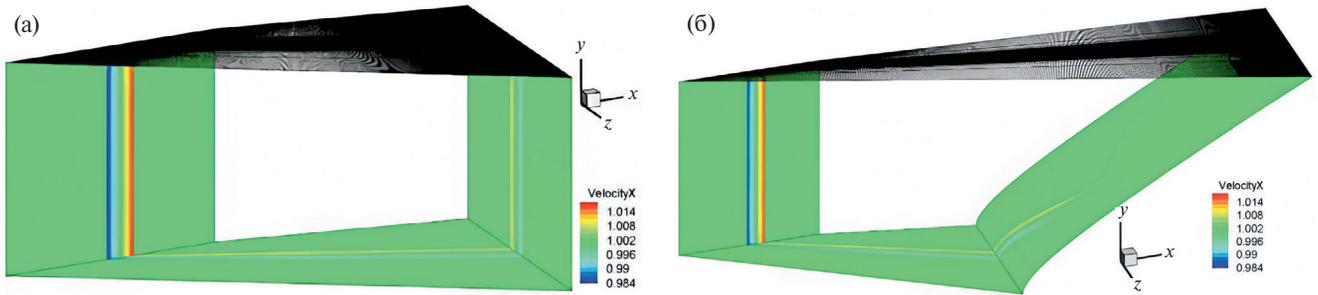


Рис. 3. Расчетная подобласть 1 для пластины с острой (а) и с затупленной (б) передней кромкой

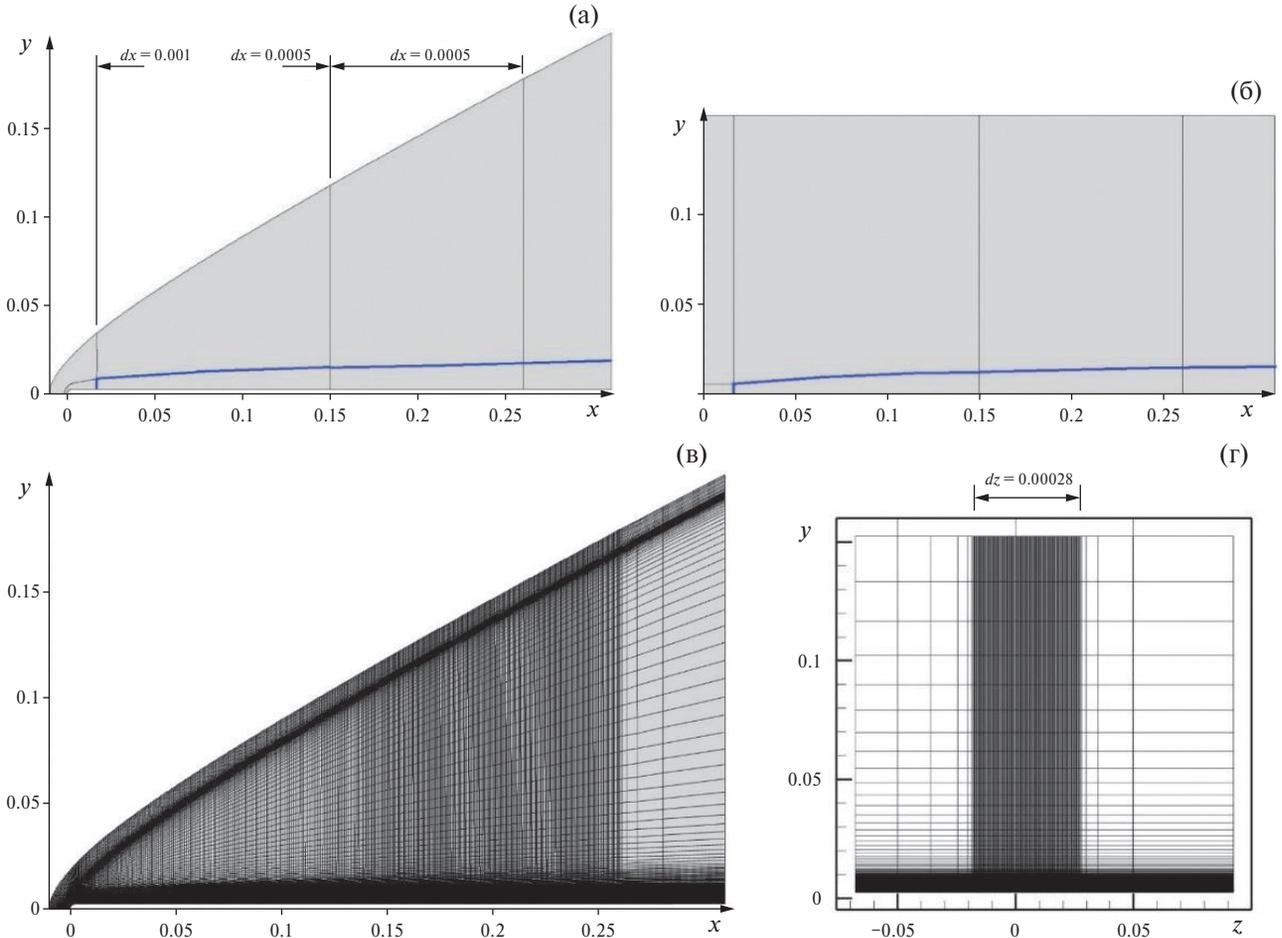


Рис. 4. Расчетная подобласть 2 и фрагменты расчетной сетки: (а) – сечение xy , затупленная кромка; (б) – сечение xy , острая кромка; (в) – сетка в сечении xy , затупленная кромка; (г) – сетка в сечении yz , острая кромка.

подобласти 1 накладываются в виде условия первого рода во входном (левом) сечении подобласти 2. При этом выходное сечение подобласти 1 и входное сечение подобласти 2 совпадают узел в узел. Расчетная сетка в области 2 показана на рис. 4.

На рис. 4в, г изображены также фрагменты расчетной сетки в двух характерных сечениях, иллюстрирующие ее сгущение в различных направлениях. В продольном направлении расчетная сетка имеет буферную зону (рис. 4в) для демпфирования возмущений в выходном сечении.

В подобласти 2 на поверхности пластины накладываются условия прилипания и теплоизолированной поверхности. На выходной границе подобласти 2 задается мягкое граничное условие. На границах в боковом направлении, а также на границе $x < 0, y = 0$ накладывается условие симметрии.

Размер ячейки расчетной сетки по направлению x показан на рис. 4а, по направлению z – на рис. 4г. По нормальному к пластине направлению y сетка сгущена к стенке. По опыту расчетных исследований,

мелкость сетки в пограничном слое оказывается избыточной для получаемых установившихся ламинарных полей течения, в том числе, возмущенных падающей слабой ударной волной.

Кроме этого, сетка имеет дополнительное сгущение в окрестности ударной волны при обтекании затупленной пластины (рис. 4г). Для сопоставления полей возмущений на пластинах с затупленной и с острой передней кромкой, в обоих случаях формируются идентичные сеточные подобласти, ограниченные синей линией на рис. 4а и 4б.

Особенность моделирования взаимодействия N-волны и ударной волны

При взаимодействии N-волны с головной ударной волной, возникающей перед притуплением, появляются вычислительные трудности, которые могут приводить к численной неустойчивости процесса расчета. Причины этого связаны с особенностями моделирования скачков уплотнения с применением схем сквозного счета [15, 16]. Одним из способов избежать численную неустойчивость такого рода является выравнивание сеточных плоскостей вдоль скачка и измельчение расчетной сетки в его окрестности в целях разрешения профиля ударной волны. Выбор оптимального значения сеточного разрешения на ударной волне учитывает выводы работы [16] и опирается на тестовые расчеты, проведенные в рамках настоящей работы.

На рис. 5 показана структура ударной волны вдоль линии симметрии s_1 (рис. 6а), полученная при решении уравнений Навье–Стокса. Толщина ударной волны, обусловленная конечными значениями вязкости и теплопроводности, составляет примерно 4 мкм. Данные рис. 5 свидетельствуют о сходимости расчетных данных на сетках с различным сгущением.

Чтобы изучить особенности полученных решений, на различных сетках рассматриваются распределения вдоль линий ($x = \text{const}$, $y = \text{const}$), где точка $(x^*, y^*) = (-0.0002, 0)$ находится на линии торможения (s_1), а $(x^*, y^*) = (0.00245, 0.0026)$ – в пограничном слое вблизи сопряжения притупления с плоской поверхностью. Разрешение ударной волны анализируется в зависимости от шага расчетной сетки Δx поперек нее.

Из рис. 6б, на которой проиллюстрировано поле давления в сечении $y = 0$ и расчетная сетка в данном сечении, следует, что ударная волна попадает в область повышенного сеточного разрешения и не выходит за ее пределы. Из рис. 7–9, на которых представлены распределения давления, температуры и скорости вдоль линий s_1 и s_2 в зависимости от Δx поперек ударной волны, следует, что в области ударной волны s_1 осцилляции существенно сильнее, чем в пограничном слое s_2 .

По мере уменьшения величины Δx расчет становится более устойчивым, а распределения характеристик вдоль линий s_1 и s_2 остаются вблизи некоторого среднего распределения с погрешностью, не превосходящей 10^{-3} . Это наблюдение соответствует выводам других исследователей о том, что схемы сквозного счета корректно воспроизводят параметры потока до и после скачка, а проблемы с устойчивостью счета связаны с внутренней структурой скачка и исчезают по мере разрешения вязкой структуры скачка [16].

По результатам данного анализа выбран оптимальный размер ячейки, который зафиксирован для последующих расчетов: $\Delta x = 6 \times 10^{-7}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Визуализация течения

Рассмотрим процесс взаимодействия N-волны с пограничным слоем с помощью визуализации поля продольной компоненты скорости в различных сечениях. Для сравнения также представлены результаты расчетов [11–13] для случая острой пластины.

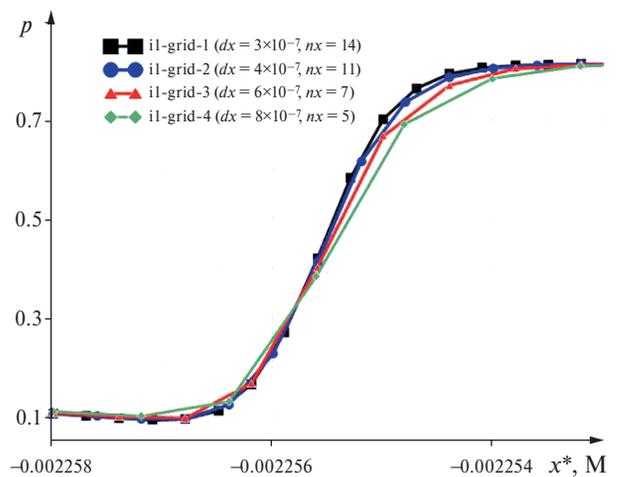


Рис. 5. Распределение давления поперек ударной волны в сечении s_1 при $y = 0$.

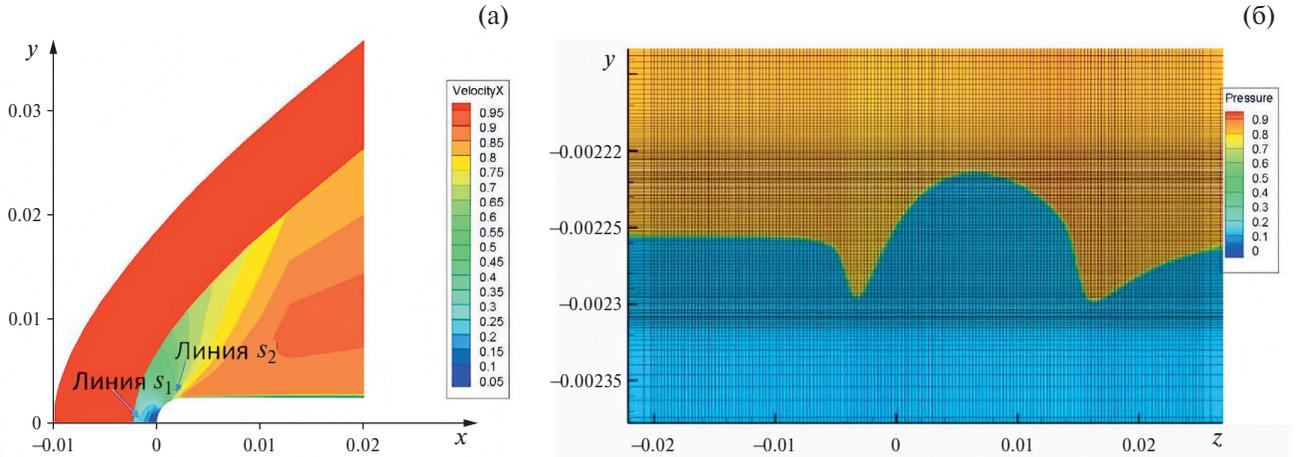


Рис. 6. Поле продольной компоненты вектора скорости в сечении xy (а) и поле давления в сечении xz при $y = 0$ ($\Delta x^* = 8 \times 10^{-7} \text{ м}$) (б).

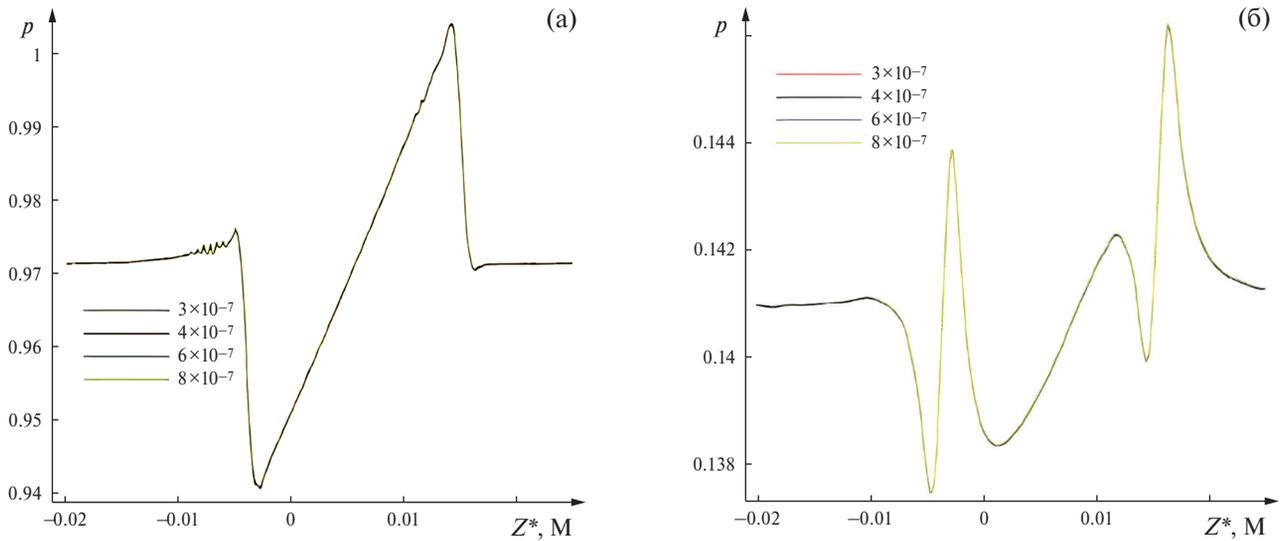


Рис. 7. Давление вдоль линии s_1 (а) и линии s_2 (б).

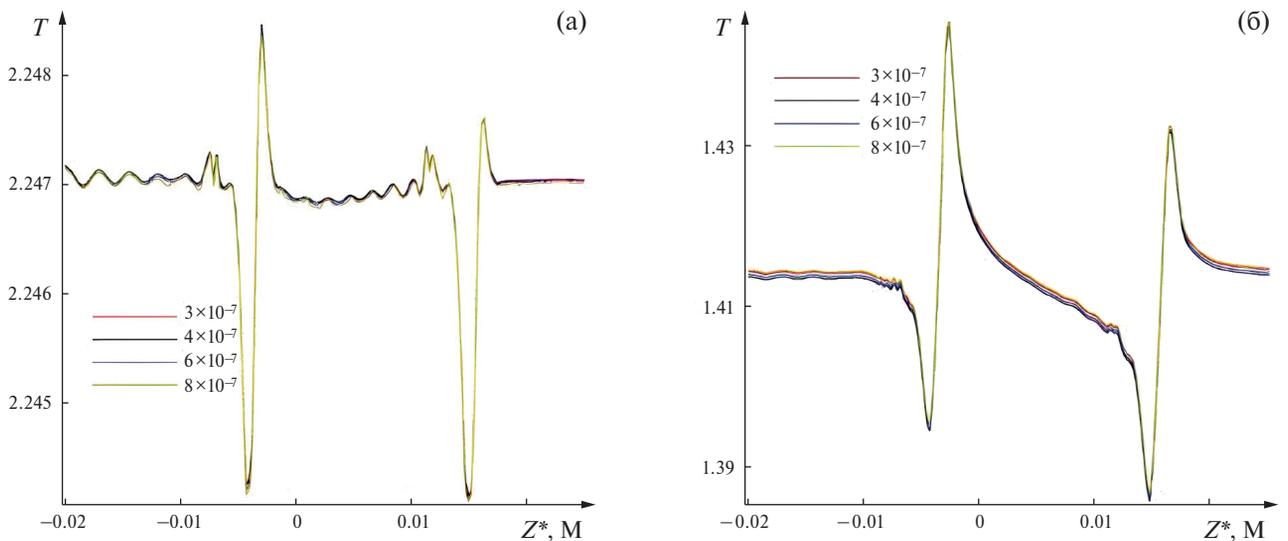


Рис. 8. Температура вдоль линии s_1 (а) и линии s_2 (б).

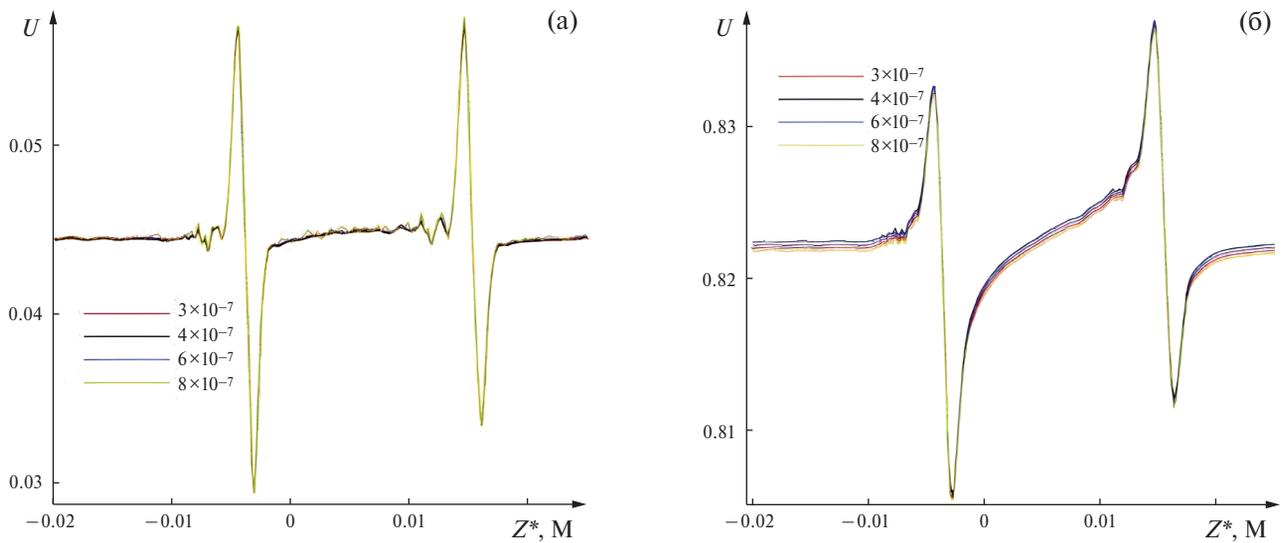


Рис. 9. Продольная компонента скорости вдоль линии s_1 (а) и линии s_2 (б).

По рис. 10а и 11а видно, что влияние N-волны на пограничный слой на заостренной пластине проявляется в виде слабого утолщения пограничного слоя в области переднего фронта N-волны при $z \approx 0.13$, который приводит к появлению дефицита скорости в пограничном слое. Аналогично наблюдается слабое утончение пограничного слоя в области заднего фронта N-волны при $z \approx 0$, которое приводит к появлению избытка скорости в пограничном слое.

В случае притупленной передней кромки (рис. 10б и 11б) влияние N-волны проявляется иначе на качественном уровне. В частности, наблюдаются две изолированные друг от друга локальные области утолщения и утончения пограничного слоя при $z \approx -0.03$ и при $z \approx 0.16$, причем изменение толщины пограничного слоя выражено заметно сильнее.

На рис. 12 показаны соответствующие поля продольной компоненты скорости показаны на виде сверху в сечении $y^* = 0.0029$ м. За острой кромкой образуется широкий след из пары вихрей (в соответствии с исходной терминологией [6–10]), а за затупленной кромкой образуются два изолированных друг от друга следа меньшего поперечного размера.

Более наглядно качественное отличие между случаями острой и притупленной кромки можно проследить на рис. 13–14, где в различных сечениях показаны поля возмущения продольной составляющей вектора скорости относительно течения без N-волны. Как отмечено ранее, за острой передней кромкой образуется

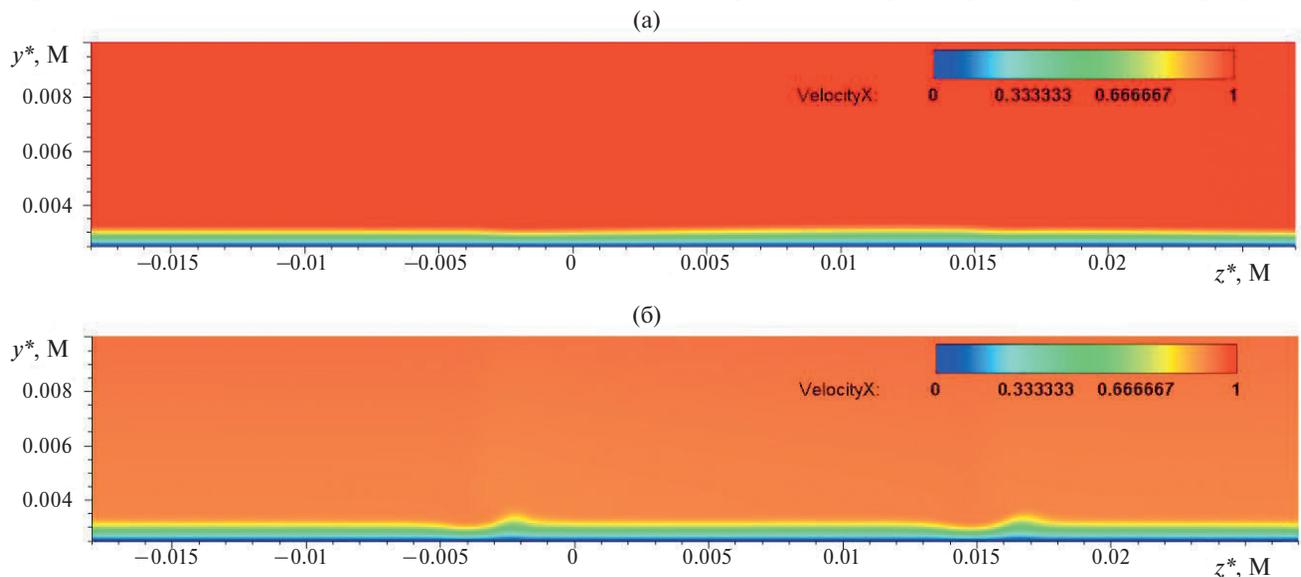


Рис. 10. Продольная компонента скорости в сечении $x^* = 0.06$ м: острая (а) и затупленная (б) пластина.

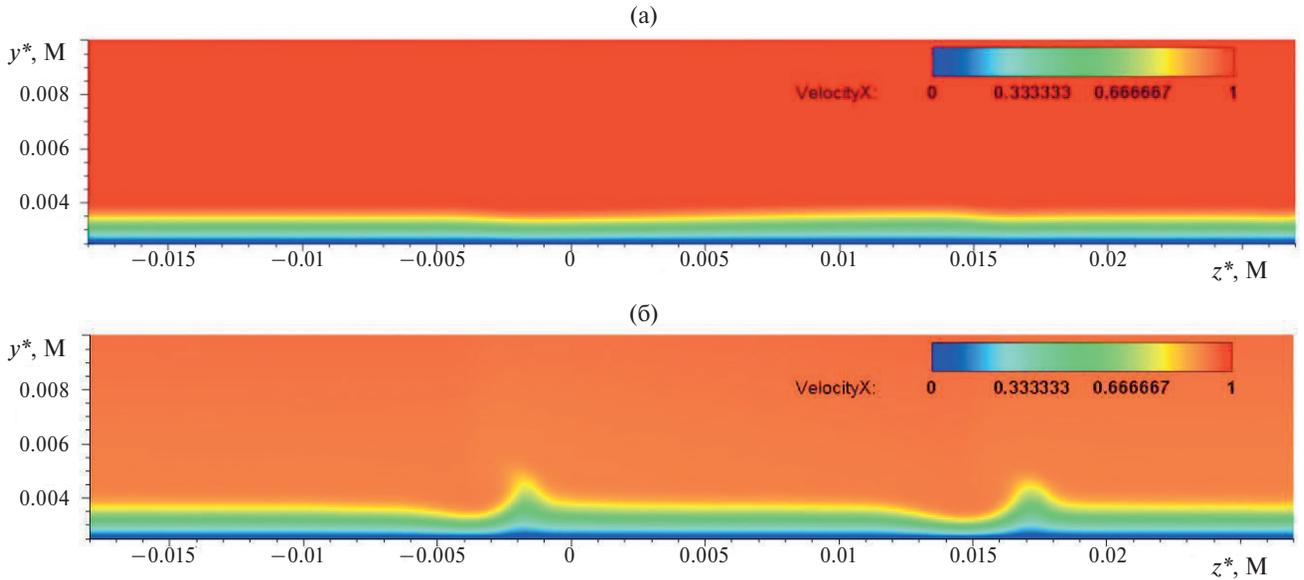


Рис. 11. Продольная компонента скорости в сечении $x^* = 0.2$ м: острая (а) и затупленная (б) пластина.

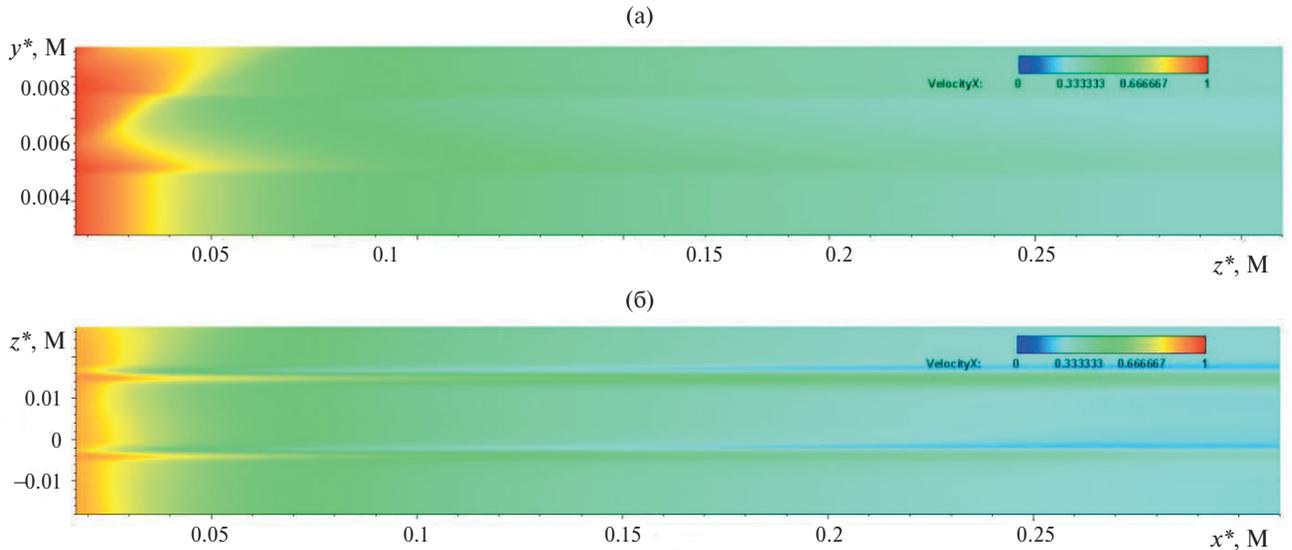


Рис. 12. Поле продольной компоненты скорости в сечении $y^* = 0.0029$ м: острая (а) и затупленная (б) пластина.

след, соответствующий дефициту и избытку скорости, соответственно, на переднем и заднем фронтах N-волны. В этом случае след имеет большой размер, но амплитуда возмущений в нем относительно мала.

В случае затупленной пластины образуются два таких следа: один соответствует переднему фронту N-волны, второй – заднему. Эти следы имеют меньший размер, но амплитуда соответствующих возмущений примерно втрое выше по сравнению со случаем острой передней кромки.

Сравнение с экспериментальными данными

Для валидации расчетных результатов задачи взаимодействия N-волны с затупленной пластиной проведено сравнение среднего значения массового расхода и среднеквадратичного значения пульсаций массового расхода с экспериментальными данными из работы [8].

Анализ расчетных данных указывает на то, что нестационарность, связанная с N-волной, является слабой. Поэтому при обтекании затупленной пластины взаимодействие N-волны с пограничным слоем можно в главном приближении считать стационарным. В этом случае справедлива процедура численного

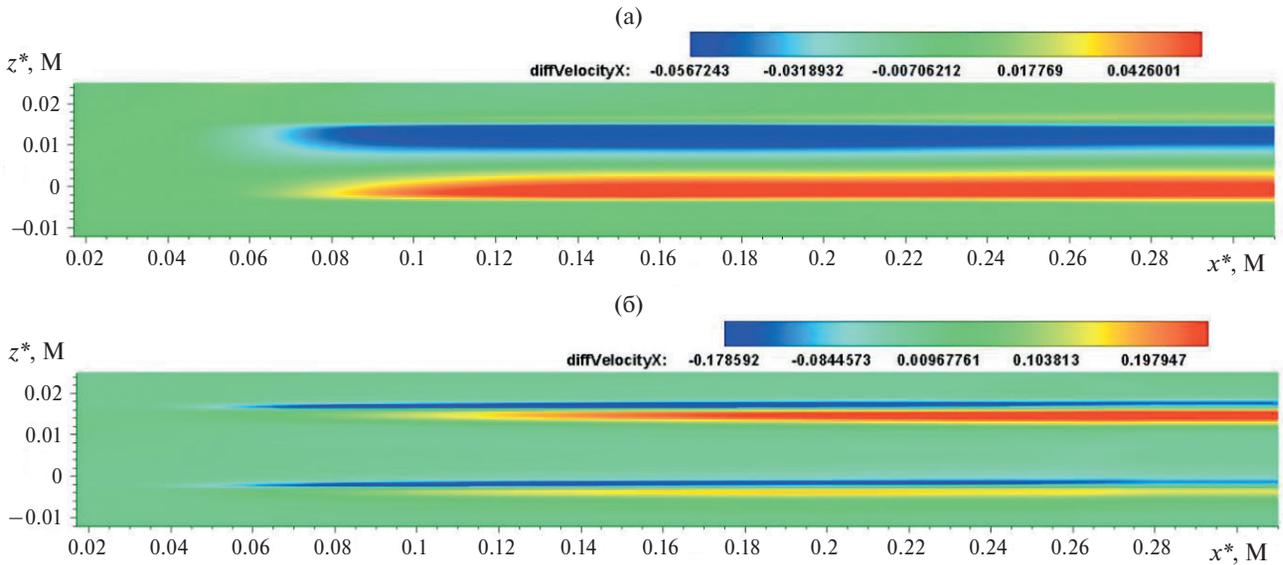


Рис. 13. Возмущение продольной компоненты скорости в сечении $y^* = 0.0033$ м: острая (а) и затупленная (б) пластина.

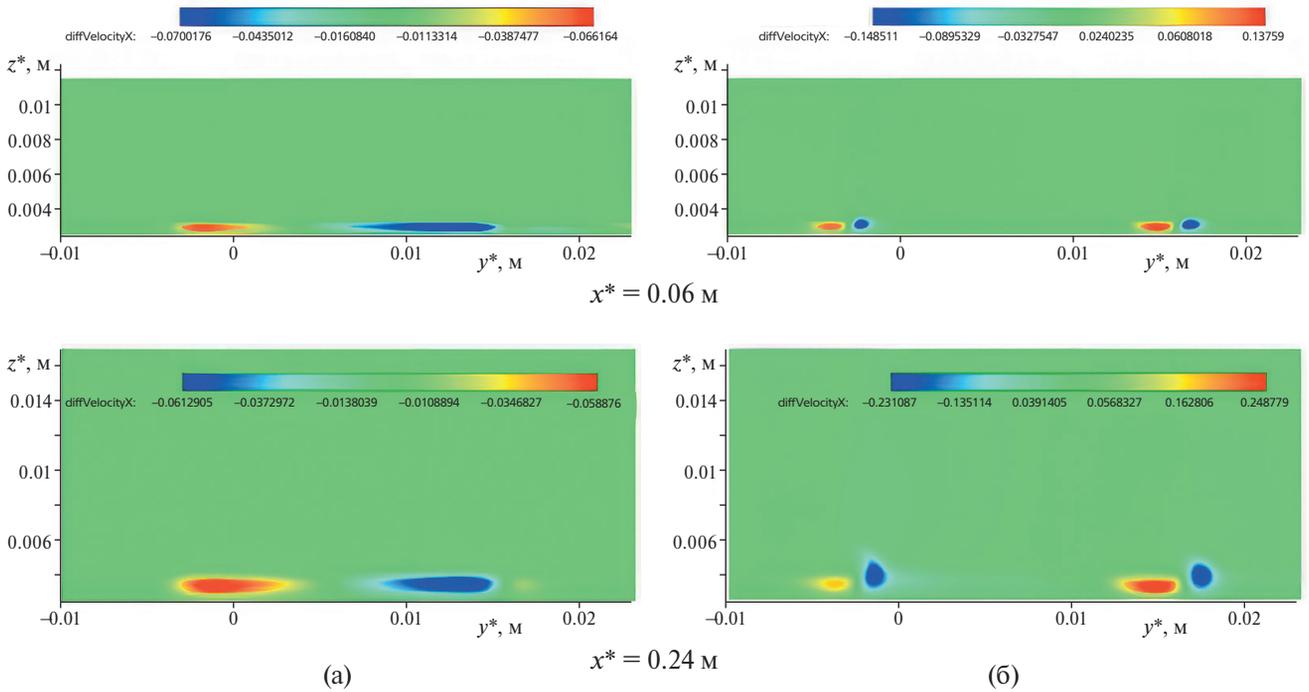


Рис. 14. Возмущение продольной компоненты скорости: острая (а) и затупленная (б) пластина при разных x^* .

анализа среднеквадратичного значения пульсаций массового расхода, приведенная в [13]. Так как пульсации N-волны наблюдаются в диапазоне малых частот, предположим, что их можно считать квазистационарными. В этом приближении N-волна и возбуждаемые ею возмущения осциллируют в направлении оси z как целое. Тогда перемещение таких пульсаций есть

$$\Delta m'_{N-wave} = f'(z) \Delta z(t),$$

где $f(z)$ – распределение стационарного массового расхода.

Пусть фоновые пульсации массового расхода в потоке без N-волны равны $\Delta m'_F(t)$ и не зависят от z . Тогда суммарные пульсации (дрожащая N-волна плюс фон) имеют вид

$$\Delta m' = \Delta m'_{N-wave} + \Delta m'_F.$$

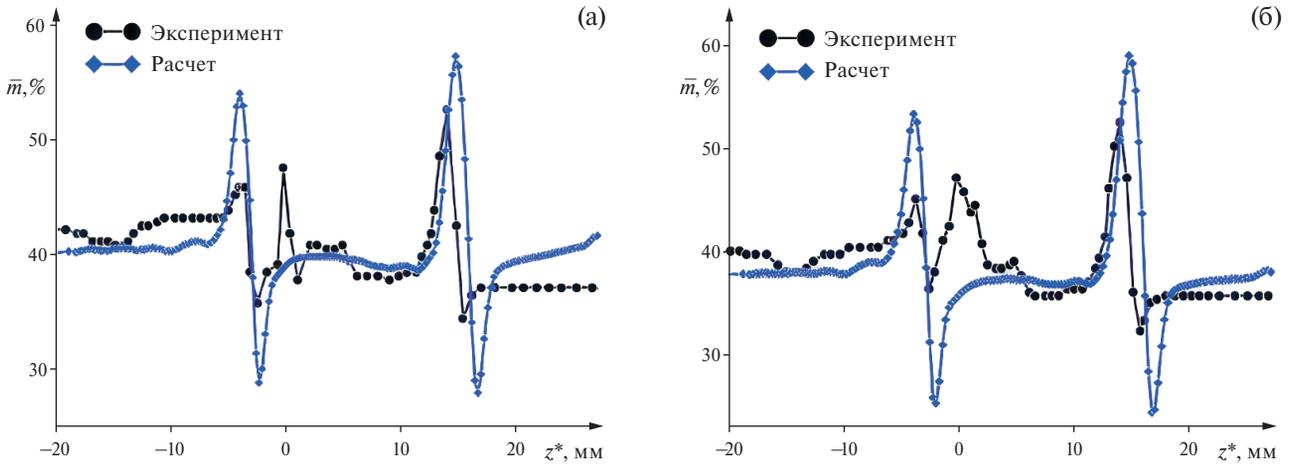


Рис. 15. Средние значения массового расхода: (а) $-x^* = 60$ мм, $y^* \approx 2.983$ мм, (б) $-x^* = 90$ мм, $y^* \approx 3.079$ мм.

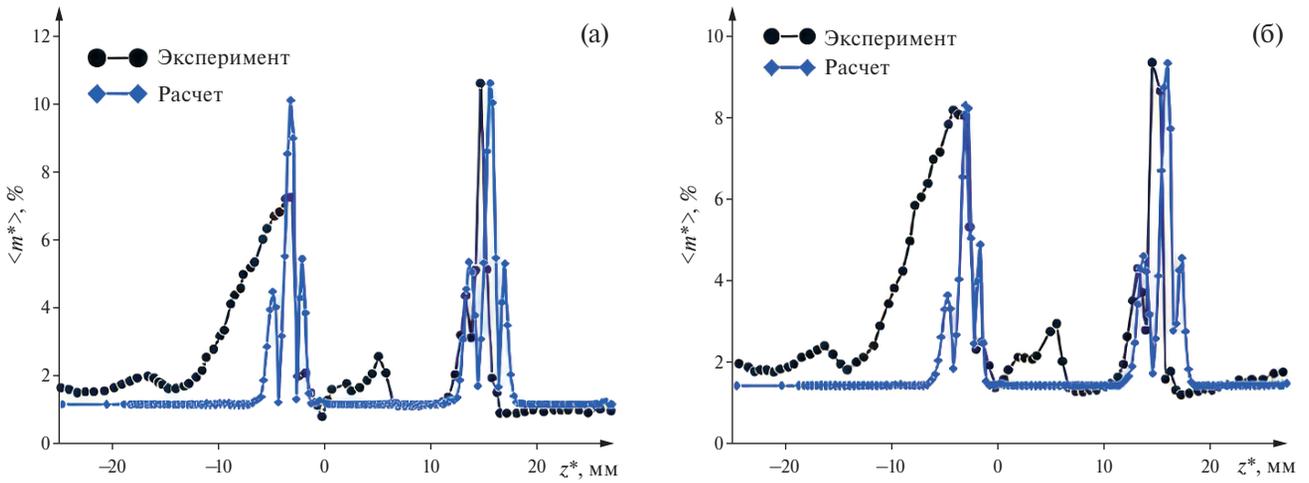


Рис. 16. Среднеквадратичные пульсации массового расхода: (а) $-x^* = 60$ мм, $y^* \approx 2.983$ мм, (б) $x^* = 90$ мм, $y^* \approx 3.079$ мм.

Их среднеквадратичные значения равны

$$\langle \Delta m' \rangle = [f'(z)]^2 \langle (\Delta z)^2 \rangle + \langle (\Delta m'_F)^2 \rangle.$$

Производная от формы волны вычисляется по формуле второго порядка точности:

$$f'(z) = \frac{3^* f(z_{j+1}) - 4^* f(z_j) + f(z_{j-1}))}{z_{j+1} - z_{j-1}}.$$

В результате среднеквадратичные пульсации массового расхода имеют вид

$$\langle m' \rangle = \sqrt{\alpha [f'(z)]^2 + \beta},$$

где $\beta = \langle (\Delta m'_F)^2 \rangle$ определяется по экспериментальным данным и характеризует фоновые пульсации массового расхода, а $\alpha = \langle (\Delta z)^2 \rangle$ выбирается так, чтобы расчетное распределение совпадало с экспериментальным в точке локального максимума, соответствующего переднему фронту N -волны.

На рис. 15 средние значения массового расхода вдоль линии $x^* = 60$ мм и $x^* = 90$ мм сопоставлены с данными эксперимента. Соответствующее сопоставление для среднеквадратичного значения пульсаций массового расхода приведено на рис. 16. Из сопоставления следует, что результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с данными эксперимента. Это свидетельствует о корректности численного моделирования взаимодействия N -волны и затупленной пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа.

ОБСУЖДЕНИЕ

Следы N-волны в пограничном слое на пластине имеют качественно разную структуру в случаях заостренной и притупленной передней кромки. По-видимому, при постепенном увеличении величины притупления след за острой кромкой, состоящий из одной пары вихрей с относительно большим поперечным масштабом длины, будет деформироваться в два следа, каждый из пары вихрей с относительно малым поперечным масштабом длины.

Каждый из двух следов, по-видимому, будет располагаться там, где за острой кромкой в поперечном направлении располагались линии переднего и заднего фронтов N-волны. Анализ влияния N-волны на пограничный слой в зависимости от величины притупления требует трудоемкого параметрического исследования, которое не было проведено в данной работе, но несомненно представляет интерес.

Местное изменение характеристик пограничного слоя из-за его взаимодействия с падающей N-волной оказывает влияние на устойчивость пограничного слоя и процесс его турбулизации. В работе [13] это было продемонстрировано для случая заостренной пластины. На стационарное течение в пограничном слое с падающей N-волной и без нее накладывались периодические возмущения, которые вводились в пограничный слой с помощью генератора типа вдув–отсос, размещаемого на поверхности пластины. Спектральные и геометрические характеристики генератора подбирались на основе расчета линейной устойчивости пограничного слоя.

Было показано, что в области дефицита скорости, которая формируется в следе от переднего фронта N-волны, линия ЛТП искажается, смещаясь вверх по потоку и формируя подобие турбулентного клина. Аналогично в области избытка скорости, которая формируется в следе от заднего фронта N-волны, линия ЛТП смещается вниз по потоку.

Из полученных результатов следует, что в случае затупленной пластины область дефицита скорости появляется как в следе от переднего фронта N-волны, так и в следе от заднего фронта. Поэтому можно предположить, что линия ЛТП, зафиксированная в отсутствие N-волны, исказится таким образом при появлении N-волны, что на следах от обоих фронтов N-волны ЛТП сместится вверх по потоку. Подтверждение этого предположения путем параметрического численного исследования также представляет интерес.

В работе [17] были получены первые качественные расчетные данные о влиянии N-волны на ЛТП на затупленной пластине. Пограничный слой возбуждался идентично случаю острой пластины [13].

В частности, использовались характеристики генератора возмущений, определенные из расчета устойчивости пограничного слоя на острой, а не на затупленной пластине. В связи с этим линия ЛТП в отсутствие N-волны оказалась ниже по потоку по сравнению с ее положением на острой пластине.

Однако появление N-волны привело к существенно более значительному относительному смещению положения ЛТП вверх по потоку на обоих следах от N-волны, чем смещение на линии переднего фронта от N-волны в случае заостренной пластины.

Отмеченные результаты работы [17] качественно подтверждают выдвинутую гипотезу о влиянии N-волны на ЛТП в случае затупленной кромки. Однако требуется провести параметрические численные исследования, в которых параметры генератора возмущений будут подобраны для пограничного слоя на затупленной пластине. Такое исследование является предметом дальнейшей работы авторов.

ВЫВОДЫ

Выполнено численное моделирование взаимодействия N-волны со сверхзвуковым пограничным слоем на пластине с цилиндрически затупленной передней кромкой. Показано, что полученные результаты удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Полученные результаты сопоставлены с результатами для случая острой пластины. Показано, что на острой пластине формируется единственный стационарный след, состоящий из пары вихрей и распространяющийся в пограничном слое с потоком.

Вместе с тем, на затупленной пластине образуются два изолированных друг от друга следа, причем каждый состоит из пары вихрей: один след распространяется вниз по потоку от места падения переднего фронта N-волны на притупление, а другой — заднего. Амплитуда стационарных возмущений в каждом следе на затупленной пластине оказывается в несколько раз выше, чем в случае заостренной пластины.

При этом в каждой вихревой паре имеется область дефицита скорости, что указывает на усиление неустойчивости течения и предполагает более ранний переход к турбулентности на обоих следах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в МФТИ при финансовой поддержке РНФ по проекту № 21-19-00307 (И. В. Егоров, Н. К. Нгуен – постановка задачи, модельные граничные условия, численное моделирование) и по проекту № 19-19-00470 (П. В. Чувахов – анализ численных результатов; особенности моделирования ударной волны п. 2.3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
2. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // *Aerospace Sci.* 1961. V. 28. № 9. P. 685–692.
3. Kendall J.M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // *AIAA J.* 1975. V. 13. № 3. P. 290–299.
4. Приданов В.Г., Харитонов А.М., Черных В.В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1974. № 1. С. 160–163.
5. Боровой В.Я., Егоров И.В., Мошаров В.Е., Скуратов А.С., Радченко В.Н. Экстремальный нагрев тел в гиперзвуковом потоке. М.: Наука, 2018. 390 с.
6. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Шалаев В.И. Экспериментальное исследование структуры течения и перехода в пограничном слое треугольного крыла с затупленными передними кромками при числах Маха 2, 2.5 и 4 // *Труды МФТИ.* 2013. Т. 5. № 3. С. 164–173.
7. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Панина А.В., Семенов Н.В. О воздействии падающей волны Маха на поле пульсаций в пограничном слое при обтекании плоского дельта крыла // *Вестник НГУ. Сер. Физика.* 2014. Т. 9. № 1. С. 29–38.
8. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Панина А.В., Семенов Н.В., Яцких А.А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // *Теплофизика и аэромеханика.* 2016. Т. 23. № 1. С. 45–50.
9. Косинов А.Д., Семёнов Н.В., Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Питеримова М.В. Экспериментальное исследование взаимодействия слабых ударных волн со сверхзвуковым пограничным слоем плоской затупленной пластины при числе Маха 2 // *Сибирский физический журнал.* 2018. Т. 13. № 3. С. 16–23.
10. Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Кочарин В.Л., Семенов Н.В., Яцких А.А. Об экспериментальном исследовании воздействия слабых ударных волн на пограничный слой плоской притупленной пластины при числе Маха 2.5 // *Известия РАН. МЖГ.* 2019. № 2. С. 112–118.
11. Динь К.Х., Егоров И.В., Фёдоров А.В. Взаимодействие волн Маха и пограничного слоя при сверхзвуковом обтекании пластины с острой передней кромкой // *Ученые записки ЦАГИ.* 2017. Т. XLVIII. № 4. С. 10–19.
12. Динь К.Х., Егоров И.В., Фёдоров А.В. Влияние волн Маха на ламинарно-турбулентный переход при сверхзвуковом обтекании плоской пластины // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 5. С. 113–124.
13. Егоров И.В., Динь К.Х., Нгуен Н.К., Пальчиковская Н.В. Численное моделирование взаимодействия волны Маха и сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине с острой передней кромкой // *Ученые записки ЦАГИ.* 2021. Т. LII. № 3. С. 18–28.
14. Егоров И.В., Новиков А.В., Фёдоров А.В. Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного перехода при гиперзвуковых скоростях потока на супер-ЭВМ // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2017. Т. 57. № 8. С. 1347–1373.
15. Quirk J.J. A contribution to the great Riemann solver debate // *Int. J. Numer. Meth. Fluids.* 1994. V. 18. P. 555–574.
16. Chuvakhov P.V. Shock-Capturing Anomaly in the Interaction of Unsteady Disturbances with a Stationary Shock. *AIAA Journal.* 2021. P. 1–11.
17. Нгуен Ньн Кан. Разработка и применение гибридных разностных схем для моделирования ламинарно-турбулентного перехода при взаимодействии N-волны со сверхзвуковым пограничным слоем // *Дисс. ... к. ф.-м. н., Долгопрудный, МФТИ, 15.09.2022.*

NUMERICAL SIMULATION OF THE INTERACTION BETWEEN WEAK SHOCK WAVES AND SUPERSONIC BOUNDARY LAYER ON A FLAT PLATE WITH THE BLUNT LEADING EDGE

I. V. Egorov^{a, b}, N. K. Nguen^a, and P. V. Chuvakhov^{a, b, *}

^a *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, Russia*

^b *Zhukovski Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI), Zhukovsky, Moscow oblast, Russia*

* *E-mail: pavel_chuvahov@mail.ru*

The interaction of weak shock waves in form of an N-wave with the supersonic laminar boundary layer on a flat plate with blunt leading edge at the free-stream Mach number $M = 2.5$ is numerically studied. The numerical results are compared with known experimental data. The combined influence of the N-wave and the leading edge bluntness on the laminar-turbulent transition process is discussed.

Keywords: numerical simulation, Navier–Stokes equations, Mach wave, weak shock waves, flat plate with the blunt leading edge, supersonic boundary layer