

03

Коэффициенты преобразования длинноволновых возмущений набегающего потока в пульсации давления на поверхности клина в сверхзвуковом потоке

© И.С. Цырюльников¹, С.В. Кириловский^{1,2},
Т.В. Поплавская^{1,2}

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет
E-mail: tsyvan@itam.nsc.ru, kirilov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 3 июня 2016 г.

Выполнено численное моделирование задачи взаимодействия длинноволновых возмущений набегающего потока разного типа с ударной волной, возникающей при сверхзвуковом обтекании клина. Результаты параметрических расчетов сопоставлены с данными линейной теории взаимодействия возмущений с ударной волной в отсутствие тела. Получены данные о структуре пульсаций давления за ударной волной на клине и о коэффициентах преобразования внешних возмущений, представленные в виде аналитических зависимостей от угла наклона ударной волны, угла распространения внешних возмущений и числа Маха набегающего потока.

Взаимодействие возмущений набегающего потока с ударными волнами (УВ) является важной практической проблемой, особенно в отношении эксплуатации высокоскоростных летательных аппаратов. Особый интерес представляет влияние этих возмущений на восприимчивость пограничных слоев. Возмущения набегающего потока сначала преобразуются ударной волной, возникающей на теле в сверхзвуковом потоке, а затем взаимодействуют с пограничным слоем.

Для случая, когда амплитуда внешних возмущений мала, получено аналитическое решение двумерной задачи о взаимодействии возмущений с наклонной УВ (например, [1]). Показано, что в случае

изолированной от тела УВ набегающие энтропийные, акустические и вихревые возмущения одной длины волны индуцируют за УВ возмущение, являющееся суперпозицией всех этих трех видов. Когда УВ возникает при обтекании твердого тела, ситуация намного сложнее за счет присоединения УВ к передней кромке тела и за счет отражения и преломления возмущений между поверхностью тела и УВ. В этом направлении процессы восприимчивости пограничного слоя были исследованы в работе [2]. Наиболее существенное различие во взаимодействии возмущений с УВ в присутствии клина проявляется в появлении дополнительного поля акустических и вихревых возмущений, затухающих вдали от носика клина. В [2] получено аналитическое решение для возмущений в области, ограниченной ударной волной и поверхностью клина, в виде бесконечного набора слагаемых, что существенно усложняет анализ этого решения для конкретных прикладных задач.

Для исследования восприимчивости и развития возмущений в сверхзвуковых пограничных слоях в настоящее время широко используются аэродинамические трубы. Согласно [3], основным источником пульсаций в ядре сверхзвукового потока аэродинамической трубы являются акустические возмущения медленной моды, излучаемые турбулентным пограничным слоем на стенках сопла аэродинамической трубы. С другой стороны, исследования [4,5] выявили наличие акустических возмущений быстрой моды в ядре потока при расположении источника акустического излучения в форкамере аэродинамической трубы. Еще одной особенностью аэродинамических труб кратковременного действия с импульсным подводом энергии может являться наличие температурных неоднородностей в форкамере. Таким образом, модовый состав возмущений в сверхзвуковых аэродинамических трубах не является однозначно определенным.

Для разработки способов модовой декомпозиции возмущений в сверхзвуковых аэродинамических трубах необходимо знание коэффициентов преобразования различных мод возмущений набегающего потока в пульсации на поверхности моделей, расположенных в установках. Степень усиления внешних возмущений зависит от конфигурации УВ, угла их распространения и числа Маха. В численном эксперименте по взаимодействию коротковолновых возмущений с УВ на клине в [6] показано, что имеется диапазон углов распространения возмущений внешнего потока, при которых за УВ наблюдается практически

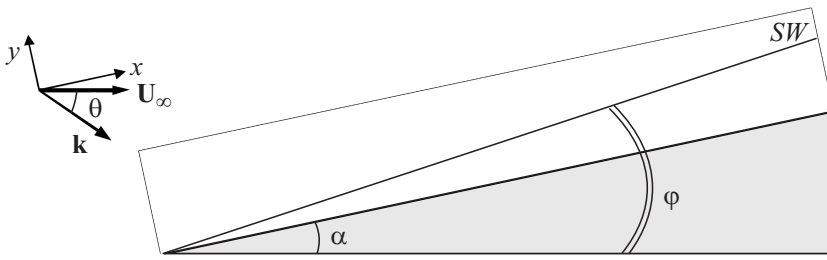


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи о взаимодействии возмущений сверхзвукового набегающего потока с клином.

полное отсутствие пульсаций давления на поверхности клина, что соответствует нулевым коэффициентам преобразования. Отсутствие этого эффекта для длинноволновых возмущений дает возможность определения типа и амплитуды возмущений во всем диапазоне углов распространения, т.е. решение задачи модовой декомпозиции возмущений.

Поэтому целью данной работы является проведение численного моделирования взаимодействия длинноволновых возмущений внешнего потока с ударной волной, формирующейся при сверхзвуковом обтекании клина, и определение коэффициентов преобразования возмущений набегающего потока в зависимости от определяющих параметров задачи: угла φ наклона УВ, угла θ распространения возмущений и числа Маха M_∞ .

На рис. 1 приведена картина взаимодействия возмущений сверхзвукового ($U_\infty = M_\infty c_\infty$) набегающего потока и клина с углом раствора α и острой передней кромкой. Образующаяся ударная волна присоединена к носику клина и имеет угол наклона φ . Возмущения потока в виде плоских монохроматических волн (акустических, энтропийных или вихревых) с волновым вектором \mathbf{k} распространяются под углом θ относительно оси x . В работе рассматриваются только возмущения с большой длиной волны $\lambda > L$, где L — расстояние от передней кромки клина по его поверхности.

Численное моделирование обтекания клина возмущенным сверхзвуковым потоком проводилось с использованием пакета ANSYS Fluent

с добавлением встроенных модулей для введения возмущений различных мод. Решалась система двумерных дифференциальных уравнений Навье–Стокса с помощью явной схемы 2-го порядка точности по пространству с Roe-FDS методом расщепления конвективных потоков и явного метода Рунге–Кутты по времени. Подробнее процедура моделирования описана в [7,8].

Длина L образующей модели составляла 0.1 м. Расчетная область представляла собой прямоугольник длиной 0.106 м и высотой 0.016 м, часть нижней стороны которого совпадала с образующей клина. Вид расчетной области с наложенным полем градиента плотности приведен на рис. 1. Левая (входная) граница располагалась на некотором расстоянии вверх по потоку от передней кромки клина, высота расчетной области выбиралась из условия, чтобы головная УВ не взаимодействовала с верхней границей расчетной области. Правая (выходная) граница отодвинута от заднего торца модели, так чтобы течение в выходном сечении было полностью сверхзвуковым. Расчетная сетка содержала 332 800 прямоугольных ячеек размером $\Delta x = 0.1 \cdot 10^{-3}$ м и $\Delta y = 0.05 \cdot 10^{-3}$ м. Тестовые расчеты показали, что при измельчении сетки в два раза по обоим направлениям изменение пульсаций давления на поверхности пластины не превышает 2%. При расчетах использовалось до 10 процессоров Информационно-вычислительного центра НГУ и Сибирского суперкомпьютерного центра.

Сначала рассчитывалось стационарное обтекание клина. На поверхности клина было задано условие прилипания и постоянства температуры $T_w = 300$ К, в прочих областях нижней границы, а также на правой границе использовалось условие сноса потока. На левой и верхней границах расчетной области задавались параметры сверхзвукового набегающего потока p_∞ , M_∞ , T_∞ . Угол раствора клина учитывался соответствующим направлением вектора скорости набегающего потока u_∞ под углом α к оси x , угол распространения возмущений θ отсчитывался от направления вектора скорости.

После расчета невозмущенного течения в течение вводились возмущения давления, скорости и температуры. Для этого на входной границе расчетной области задавалась суперпозиция основного потока (величины с индексами „ ∞ “) и плоских монохроматических волн (величины с индексами „‘“) соответствующей моды: $p = p_\infty + p'$;

$T = T_\infty + T'$, $U = U_\infty + u'$. Вводимые акустические возмущения имели вид

$$p'_\infty = A_0 p_\infty \cos(k_x^a x + k_y^a y - 2\pi f t),$$

$$T'_\infty = A_0 T_\infty \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cos(k_x^a x + k_y^a y - 2\pi f t),$$

$$u'_{x\infty} = A_0 \sqrt{\frac{RT_\infty}{\gamma}} \cos(k_x^a x + k_y^a y - 2\pi f t) \cos \theta,$$

$$u'_{y\infty} = -A_0 \sqrt{\frac{RT_\infty}{\gamma}} \cos(k_x^a x + k_y^a y - 2\pi f t) \sin \theta,$$

вводимые энтропийные возмущения —

$$p'_\infty = 0, \quad T'_\infty = A_0 T_\infty \cos(k_x^v x + k_y^v y - 2\pi f t), \quad u' = 0$$

и вводимые вихревые возмущения —

$$p'_\infty = 0, \quad T'_\infty = 0,$$

$$u'_{x\infty} = A_0 c_\infty \cos(k_x^v x + k_y^v y - 2\pi f t) \sin \theta,$$

$$u'_{y\infty} = -A_0 c_\infty \cos(k_x^v x + k_y^v y - 2\pi f t) \cos \theta.$$

Здесь γ — показатель адиабаты газа; c — скорость звука; k_x^a, k_y^a — компоненты волнового вектора акустического возмущения, связанного с частотой f дисперсионным соотношением $k^a = \frac{2\pi f}{\sqrt{\gamma RT_\infty (M \cos(\theta) \pm 1)}}$, где верхний (нижний) знак соответствует быстрой (медленной) акустической волне; k_x^v, k_y^v — компоненты волнового вектора $k^v = \frac{2\pi f}{\sqrt{\gamma RT_\infty M \cos(\theta)}}$ энтропийных и вихревых возмущений; A_0 — безразмерная амплитуда вводимых возмущений, равная 0.03.

Рассматривалось обтекание клина при следующих условиях:

$$\text{I} - p_\infty = 494 \text{ Па}, \quad T_\infty = 98 \text{ К}, \quad M_\infty = 7.8, \quad \text{Re}_{1\infty} = 4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1},$$

$$\text{II} - p_\infty = 4237 \text{ Па}, \quad T_\infty = 177 \text{ К}, \quad M_\infty = 5.56, \quad \text{Re}_{1\infty} = 10.38 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1},$$

для углов раствора клина $\alpha = 5-20^\circ$ и широкого диапазона углов распространения внешних возмущений. Коэффициенты преобразования

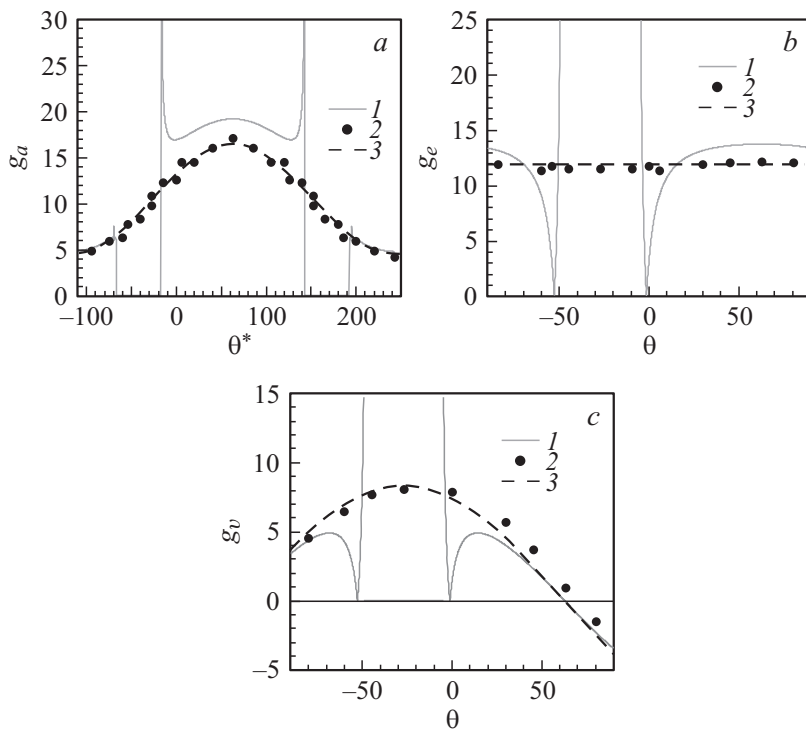


Рис. 2. Коэффициенты преобразования амплитуды внешнего возмущения в пульсации давления за УВ при $x/\lambda = 0.2$: *a* — акустические; *b* — энтропийные; *c* — вихревые возмущения; 1 — работа [4]; 2 — настоящая работа; 3 — аппроксимация; условия обтекания I, $\alpha = 20^\circ$.

возмущений определялись при равных значениях параметра $x/\lambda = 0.2$ как отношение амплитуд пульсаций давления на стенке клина к амплитуде возмущения набегающего потока: $g_a = p'_w/p'_\infty$ — для акустических волн, $g_e = p'_w/(p_\infty T'_\infty/T_\infty)$ — для энтропийных возмущений и $g_v = p'_w/(p_\infty u'_\infty/c_\infty)$ — для вихревых возмущений.

На рис 2, *a* показаны результаты расчетов коэффициентов преобразования (символы 1) при $\alpha = 20^\circ$ при воздействии внешних акустических возмущений в зависимости от параметра θ^* , равного θ для быстрой

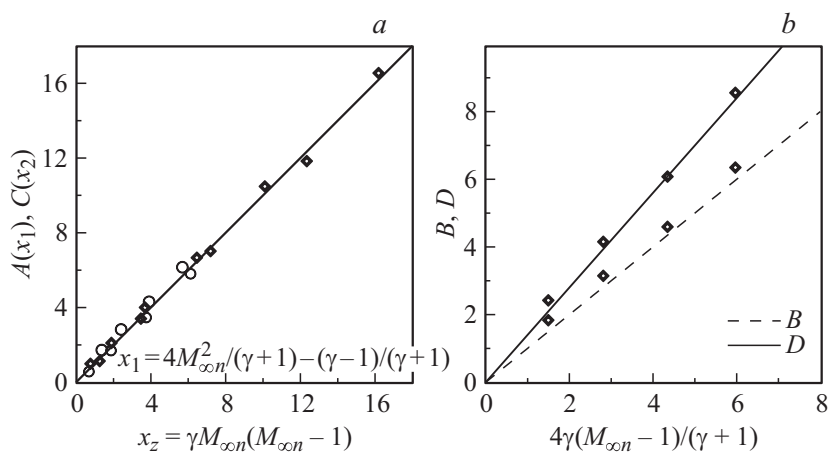


Рис. 3. Зависимость коэффициентов A, B, C, D в формулах (1) от M_{∞} : \diamond — условия обтекания I; \circ — II, $\alpha = 5-20^\circ$.

моды возмущения и $\theta + 180^\circ$ для медленной моды. На рис. 2, *b* и *c* представлены коэффициенты преобразования энтропийных и вихревых возмущений соответственно в зависимости от θ . На рис. 2 также приведены коэффициенты преобразования возмущений, полученные по линейной теории взаимодействия возмущений с наклонной УВ [1] с учетом отражения возмущений от поверхности клина, что создает на поверхности тела пульсации давления, равные удвоенной амплитуде прошедших за УВ возмущения. Видно, что коэффициенты преобразования всех типов волн, полученные в численном моделировании, во всем диапазоне углов θ отличаются от данных [1]. Это связано с возбуждением дополнительных акустических мод за УВ вследствие взаимодействия с поверхностью клина и отсутствия колебаний УВ вблизи ее передней кромки из-за присоединения УВ. Наибольшие различия проявляются для диапазонов углов распространения, ограниченных критическими углами ($\theta^* = [-60 \div -17]$ и $[140 \div 180^\circ]$ для акустических волн и $\theta = [-50^\circ \div 0]$ для неакустических возмущений), где, согласно линейной теории [4], отсутствует возбуждение акустических волн за УВ. По [1] вблизи критических углов распространения наблюдается резкое усиление возмущений. Этот эффект отсутствует в

данных численного моделирования. Аналогичные зависимости коэффициентов преобразования были получены и при других значениях углов атаки $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$.

Это позволило аппроксимировать результаты численного моделирования и записать следующие зависимости для коэффициентов преобразования длинноволновых ($x/\lambda < 0.2$) возмущений разного типа в пульсации давления на поверхности клина:

$$g_a = A + B \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi - \theta^*\right),$$

$$g_e \approx C, \quad g_v \approx D \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi - \theta\right). \quad (1)$$

Данные зависимости приведены на рис. 2 пунктирными кривыми. Коэффициенты A, B, C, D есть функции числа Маха набегающего потока, рассчитанного по нормальной к УВ компоненте вектора скорости $M_{\infty n} = M_\infty \sin \varphi$:

$$A = \frac{M_{\infty n}^2}{\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad B = \frac{4\gamma(M_{\infty n} - 1)}{\gamma + 1},$$

$$C = \gamma M_{\infty n}(M_{\infty n} - 1), \quad D = \gamma B.$$

На рис. 3 приведены эти коэффициенты для условий I и II обтекания клина и четырех углов раствора клина $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

Таким образом, в работе проведены параметрические расчеты полей пульсаций давления при взаимодействии длинноволновых ($\lambda > L$) возмущений внешнего потока с ударной волной, формирующейся при сверхзвуковом обтекании клина в широком диапазоне углов распространения возмущений.

Впервые получены численные данные о коэффициентах преобразования длинноволновых внешних возмущений на УВ, представленные в виде аналитических зависимостей от угла наклона УВ, угла распространения возмущений и числа Маха набегающего потока. Эти зависимости необходимы для решения задачи модовой декомпозиции возмущений в сверхзвуковых потоках аэродинамических труб.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00674).

Список литературы

- [1] *McKenzie J.F., Westphal K.O.* // *Phys. Fluids*. 1968. V. 11. P. 2350–2362.
- [2] *Duck P.W., Lasseigne D.G., Hussaini M.Y.* // *Theor. Comp. Fluid Dyn.* 1995. V. 7. P. 119–139.
- [3] *Lauffer J.* // *Phys. Fluids*. 1964. V. 7. N 8. P. 1191–1197.
- [4] *Цырюльников И.С., Миронов С.Г.* // *Теплофизика и аэромеханика*. 2005. Т. 12. № 3. С. 379–386.
- [5] *Цырюльников И.С., Маслов А.А., Миронов С.Г.* и др. // *Письма в ЖТФ*. 2015. Т. 41. В 4. С. 61–67.
- [6] *Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.* // *Ученые записки ЦАГИ*. 2012. Т. XLIII. № 4. С. 30–38.
- [7] *Кириловский С.В., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.* // *Математическое моделирование*. 2013. Т. 25. № 9. С. 32–42.
- [8] *Кириловский С.В., Маслов А.А., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.* // *ЖТФ*. 2015. Т. 85. В. 5. С. 12–22.