ДОКЛАДЫ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК. ФИЗИКА, ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ, 2020, том 495, с. 68–72

МЕХАНИКА

УДК 533.92:533.6.01

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО АЭРОТЕРМОДИНАМИКЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО АППАРАТА HIFiRE-I

© 2020 г. Академик РАН С. Т. Суржиков[1,2,*]

Поступило 04.09.2020 г.
После доработки 04.09.2020 г.
Принято к публикации 05.09.2020 г.

Представлены результаты численного моделирования экспериментальных данных по тепловому и силовому воздействию на экспериментальный гиперзвуковой летательный аппарат HIFiRE-1 при скорости полета M = 6.58 и 7.16. Расчеты выполнены с использованием авторского компьютерного кода, в котором реализована конечно-разностная технология интегрирования системы усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса на многоблочных структурированных сетках с использованием двух алгебраических моделей турбулентности. Учет ламинарно-турбулентного перехода и турбулентного характера течения вблизи кормовой юбки летательного аппарата HIFiRE-1 позволил получить хорошее согласие с экспериментальными данными.

Ключевые слова: аэротермодинамика гиперзвукового полета, усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, алгебраические модели турбулентности, сравнение с экспериментальными данными HIFiRE-1

DOI: 10.31857/S2686740020060176

Международная исследовательская программа HIFiRE (Hypersonic International Flight Research and Experimentation) [1, 2] была разработана с целью проведения летных экспериментов в области гиперзвуковых технологий с акцентом на изучение задач аэротермодинамики и термогазодинамики.

Один из первых, эксперимент HIFiRE-1 был реализован 22 марта 2010 г. Главной целью этого эксперимента было изучение аэродинамического нагрева затупленного кругового конуса. Несмотря на ряд технических проблем при выполнении этого летного эксперимента некоторые экспериментальные данные были получены и опубликованы в [3].

Проведению летного эксперимента HIFiRE-1 предшествовали стендовые испытания и расчетные исследования экспериментальной модели. В работах [3, 4] дано подробное описание экспериментов, выполненных на ударных трубах Calspan University at Buffalo Research Center (CUBRC) под руководством М. Холдена. В частности, в работе [4] приведен детальный анализ экспериментальных и расчетных распределений плотности конвективных тепловых потоков вдоль поверхности затупленного конуса с фиксацией участка ламинарно-турбулентного перехода. Подробно проанализированы два эксперимента: обтекание затупленного конуса с юбкой при числе Маха M = = 6.58 (эксперимент A) и при M = 7.16 (эксперимент B). Также приведены результаты численного моделирования с использованием компьютерного кода DPLR [5] и разных моделей турбулентного смешения: BL-модель [6], модель Спаларта-Аллмараса [7], SST модель [8]. В численных исследованиях использовался также код STABL [9]. Заметим, что указанные расчетные исследования проводились группой высококвалифицированных исследователей с использованием авторских компьютерных кодов и учетом турбулентного характера течения.

В данной работе представлены результаты численного моделирования конвективного нагрева экспериментального аппарат HIFiRE-I для условий экспериментов A и B с использованием авторского компьютерного кода NERAT-2D. Данный код основан на конечно разностной технологии интегрирование системы усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса на многоблочных структурированных сетках. Различные варианты этого года использовались для анализа летных и расчетных данных RAMC-II [10], Fire-2 [11], Apollo-4 [12]. Для моделирования турбулент-

[1] *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, Россия*
[2] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*
**E-mail: surg@ipmnet.ru*

ного смешения применялись алгебраические модели пути смешения Прандтля (PMM) [13] и модель Болдуина–Ломакса (BLM) [6]. Подчеркнем, что компьютерный анализ экспериментальных данных по аэротермодинамике и теплообмену реальной модели гиперзвукового аппарата относится к разделу исследований, определяемых, как валидация компьютерных кодов, и требует тщательного подбора используемых расчетных сеток и моделей турбулентного смешения. Ниже представлены основные результаты указанного валидационного исследования.

Расчетная область включает в себя поле течения в невозмущенном потоке, за фронтом ударной волны, в окрестности обтекаемой модели и в отрывной зоне. Расчет динамики вязкого и теплопроводного газа производится с использованием усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса в двумерной осесимметричной постановке:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \operatorname{div}\mathbf{V}) + \\ + \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] + 2\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{eff}\frac{\partial u}{\partial x}\right),$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \operatorname{div}\mathbf{V}) + \\ + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] + 2\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{eff}\frac{\partial v}{\partial y}\right),$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \operatorname{grad} T = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V}\operatorname{grad} p + \\ + \operatorname{div}(\lambda_{eff} \operatorname{grad} T) + \Phi_\mu,$$

где x, y – декартовы координаты; $\mathbf{V} = (u, v)$ – скорость потока и ее проекции на оси x и y; ρ, p – плотность и давление; $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ – эффективный коэффициент вязкости, определяемый по гипотезе Буссинеска, μ, μ_t – динамический коэффициент вязкости и коэффициент турбулентной вязкости; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; T – температура; $\lambda_{eff}, \lambda, \lambda_t$ – эффективный коэффициент теплопроводности, коэффициенты молекулярной и турбулентной теплопроводности, который рассчитывался с использованием турбулентного числа Прандтля $\mathrm{Pr}_t = \dfrac{\mu_t c_p}{\lambda_t} = 1$; Φ_μ – мощность тепловыделения, обусловленного диссипативными процессами.

Представленная система уравнений используется совместно с уравнением состояния идеального газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T,$$

где $R_0 = 8.314 \times 10^7$ эрг/(моль · К) – универсальная газовая постоянная. Скорость газового потока не превышала $V_\infty = 2.2$ км/с, поэтому протеканием химических реакций пренебрегалось. Молекулярный вес и удельная теплоемкость при постоянном давлении полагались неизменными: $M_\Sigma = 29$ кг/кмоль, $c_p = 1$ кДж/кг. Молекулярная вязкость газа рассчитывалась по формуле Сазерленда

$$\mu = 1.667 \times 10^{-4} \frac{114 + 273}{114 + T}\left(\frac{T}{273}\right)^{3/2} \quad \text{г/(см с)},$$

а коэффициент молекулярной теплопроводности находился из формулы

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = 0.7.$$

В невозмущенном потоке газа

$$u = V_\infty, \quad v_\infty = 0, \quad T = T_\infty, \quad p = p_\infty, \quad \rho = \rho_\infty.$$

На выходе из расчетной области в сверхзвуковой области течения задавались нулевые производные искомых функций тока вдоль линий тока.

На поверхности обтекаемого тела задаются условия прилипания и температура T_w, определяемая из условия теплового баланса на поверхности между конвективным нагревом и испусканием теплового излучения поверхностью со степенью черноты 0.8.

Использовались две алгебраические модели турбулентного нагрева и трения. Ламинарно-турбулентный переход определялся заданием критического числа Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_{x,LT} = \frac{\rho_\infty V_\infty x_{LT}}{\mu_\infty},$$

где x_{LT} – продольная координата, при которой начинается ламинарно-турбулентный переход.

Модель турбулентного смешения Прандтля – одна из первых и наиболее исследованных моделей [13]. Турбулентная вязкость определяется по хорошо известному феноменологическому соотношению:

$$\mu_t = \rho L_m^2 |\Omega|,$$

где L_m – длина смешения Прандтля; Ω – функция завихренности скорости.

В данной работе использовалась двухслойная модель, в соответствии с которой длина пути смешения Прандтля определяется по формуле:

Таблица 1. Исходные данные для расчета конвективного нагрева экспериментальной модели HIFiRE-1

Эксперимент	p_∞, эрг/см^3	ρ_∞, г/см^3	T_∞, K	V_∞, см/с	M
A	7.33×10^4	0.124×10^{-3}	214.4	1.927×10^5	6.58
B	4.62×10^4	0.720×10^{-4}	231.7	2.183×10^5	7.16

$$L_m = \begin{cases} L_m^{in} = \kappa y\left[1 - \exp\left(-\dfrac{y^+}{A^+}\right)\right], & \text{при} \quad \dfrac{y}{\delta} < 0.2, \\ L_m^{out} = 0.085\delta, & \text{при} \quad \dfrac{y}{\delta} > 0.2, \end{cases}$$

где δ – толщина динамического пограничного слоя; $\kappa = 0.43$ – эмпирическая константа; $A^+ = 26$;

$$y^+ = \frac{y}{\mu_w}\rho_w u_\tau = \frac{y}{\mu_w}\sqrt{\rho_w \tau_w} = y\sqrt{\frac{\rho_w}{\mu_w}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w},$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \tau_w = \mu_w\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w,$$

где ν_w – кинематическая вязкость вблизи поверхности.

Вторая из исследованных моделей – также хорошо известная в практике аэродинамических расчетов двухслойная модель Болдуина–Ломакса [6]. В каждом слое определяется своя турбулентная вязкость. Во внутреннем (ближе к поверхности слое):

$$\mu_{t,in} = \kappa\rho y D|\Omega|,$$

где $\kappa = 0.4$, D – демпфирующая функция Ван-Дриста:

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right), \quad A^+ = 26.$$

Во внешнем слое:

$$\mu_{t,out} = KC_{cp}\rho F_{wake}F_{Kleb}(y),$$

где $K = 0.018$, $C_{cp} = 1.6$,

$$F_{Kleb}(y) = \left[1 + 5.5\left(y\frac{C_{Kleb}}{y_{\max}}\right)^6\right]^{-1},$$

$$F_{wake} = y_{\max}F_{\max}, \quad F(y) = y|\Omega|D, \quad C_{Kleb} = 0.3,$$

где $y_{\max}$ – определяется координатой y, где $F(y)$ достигает своего максимума, а $F_{\max} = F(y_{\max})$.

Турбулентная вязкость, подставляемая в уравнения движения газа, находится следующим образом:

$$\mu_t = \begin{cases} \mu_{t,in}, & y \le y_{cross}, \\ \mu_{t,out}, & y > y_{cross}, \end{cases}$$

где y_{cross} – координата y, при которой $\mu_{t,\,in} = \mu_{t,\,out}$ первый раз по мере увеличения y.

Особо подчеркнем, что использование алгебраических моделей турбулентности совместно с полной моделью Навье–Стокса сталкивается с рядом проблем, которые отсутствуют при решении задачи в классической погранслойной постановке. Например, вопрос о выборе толщины пограничного слоя в сверхзвуковом течении с ударными волнами обсуждается в [13]. В данной работе модуль функции завихренности полагался нулю после прохождения его максимума при движении по нормали от поверхности и падении после этого на два-три порядка. Тем самым исключался из учета повторный рост этой функции при приближении к фронту ударной волны.

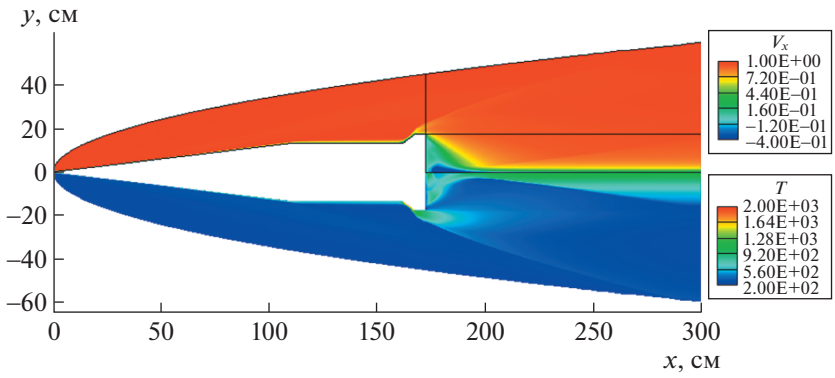

Рис. 1. Поле продольной скорости $V_x = u/V_\infty$ (вверху) и температуры T (в K) (внизу) в окрестности гиперзвукового аппарата HIFiRE-1.

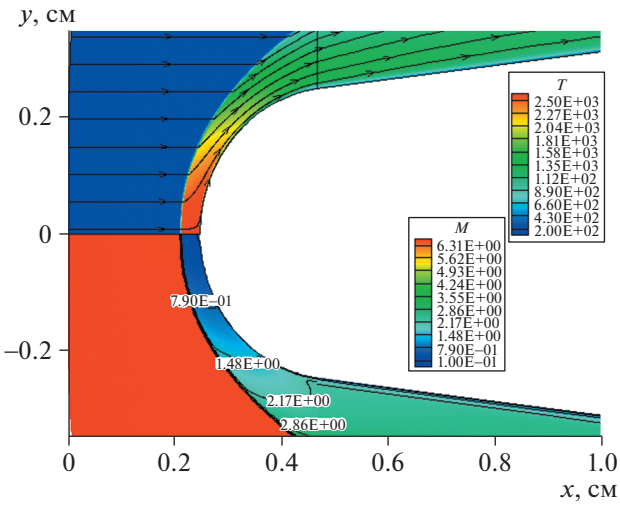

Рис. 2. Поле температуры T (в K) (вверху) и чисел Маха (внизу) в окрестности затупленного носка модели гиперзвукового аппарата HIFiRE-1.

Исходные данные численного моделирования представлены в табл. 1.

На рис. 1 показана геометрия экспериментального аппарата HIFiRE-1, а также поля продольной скорости и температуры для условий эксперимента B. На рис. 2 показаны числа Маха, температура и линии тока в окрестности сферического затупления исследуемой модели. Отметим важные особенности обтекания модели. Вблизи лобового затупления образуется высокотемпературная дозвуковая область течения в сжатом слое между поверхностью и фронтом отошедшей ударной волны. По мере отхода от критической линии тока (совпадает с осью симметрии на рис. 2) поток разгоняется и на радиальном расстоянии около 0.2 см скорость становится сверхзвуковой (кроме пристеночной области пограничного слоя). Достаточно резко падает и температура в сжатом слое. Это объясняет очень быстрое падение плотности конвективного теплового потока по мере отхода от критической точки.

Течение в окрестности юбки, замыкающей конструкцию исследуемой модели, является весьма сложным. Наличие юбки приводит к значительному торможению и разогреву потока и, как следствие – к резкому возрастанию давления и плотности конвективного теплового потока, показанных на рис. 3 и 4. В отрывном течении хорошо видна область возвратно-вихревого движения и локального нагрева газа вблизи задней критической точки.

На рис. 3 и 4 показаны результаты расчетов плотностей конвективных тепловых потоков на поверхности, полученные с использованием двух алгебраических моделей турбулентности и модели ламинарного течения. Использовалась сильно неоднородная сетка со сгущением узлов расчетной сетки к поверхности. Большинство расчетов проводилось при минимальной величине $y^+ = y\sqrt{\frac{\rho_w}{\mu_w}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w} = 10$ (u – скорость вдоль поверхности на расстоянии y от нее). При введении специального сеточного подслоя в первой ячейке, уда-

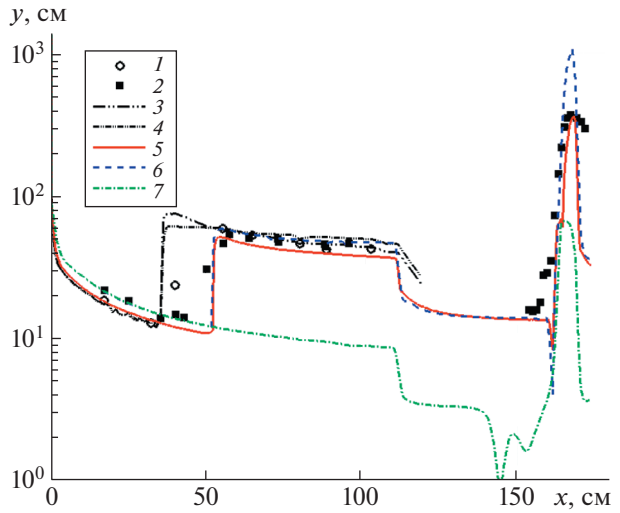

Рис. 3. Плотность конвективных тепловых потоков вдоль поверхности модели гиперзвукового HIFiRE-1. Дискретные точки *1* и *2* – экспериментальные варианты A и B [3, 4] соответственно. Результаты расчетов: *3*, *4* – вариант A, *5*, *6* – вариант B; *3*, *5* и *4*, *6* – модели PMM и BLM соответственно; *7* – ламинарное течение.

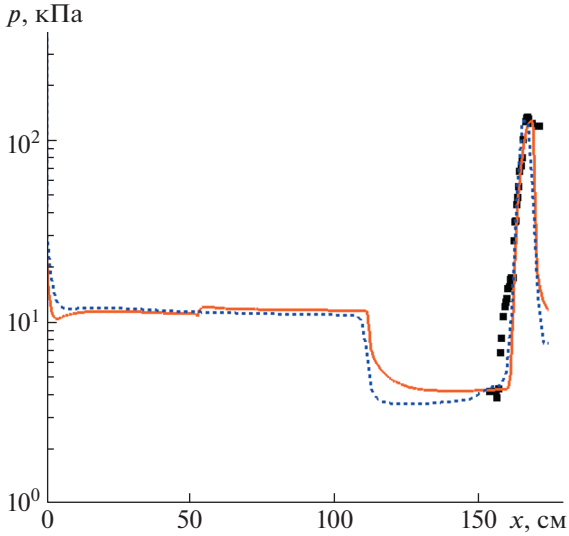

Рис. 4. Распределение давления вдоль поверхности модели гиперзвукового HIFiRE-1: дискретные точки – эксперимент B [3, 4], сплошная и пунктирная кривые – расчет соответственно турбулентного (модель PMM) и ламинарного течения.

лось достичь минимальной величины $y^+ = 0.5$, что даже для двухмерных расчетов полномасштабной аэродинамической модели является исключительно трудоемким, но достаточно хорошим результатом.

Из рис. 4 видно, что расчет распределения давления в турбулентном и ламинарном потоках дает хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Проведенные расчетные исследования показали принципиальную важность выбора подробной расчетной сетки вблизи поверхности с целью аккуратного моделирования теплообмена на поверхностях протяженных гиперзвуковых летательных аппаратов при наличии ламинарно-турбулентного перехода. Вторым важным выводом является допустимость использования для этих целей алгебраических моделей турбулентности, которые, как показано, дают хорошее совпадение с экспериментальными данными по обтеканию аппаратов реальных размеров.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена по теме государственного задания РАН (№ госрегистрации АААА-А20-120011690135-5) и частично при поддержке РФФИ (грант № 19–01–00515).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kimmel R.L., Adamczak D., and DSTO AVD Brisbane Team*. AIAA Paper 2011. 3413. 35 p.
2. *Stanfield S.A., Kimmel R., and Adamczak D.* AIAA Paper. 2012. 1087. 16 p.
3. *Wadhams T., Mundy E., MacLean M., Holden M.* // J. of Spacecraft and Rockets. 2008. V. 45. № 5. P. 1134–1148.
4. *MacLean M., Wadhams T., Holden M., Hohnson H.* // J. of Spacecraft and Rockets. 2008. V. 45. № 5. P. 1149–1164.
5. *Wright M.J., Bose D., Candler G.V.* // A AIAA J. 1998. V. 38. № 9. P. 1603–1609.
6. *Baldwin B.S., Lomax H.* // AIAA Paper 78–0257. 8 p.
7. *Spalart P.R., Allmaras S.R.* A One-Equation Turbulent Model for Aerodynamic Flows // AIAA 92-0439. 22 p.
8. *Menter F.L.* Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulent Models for Engineering Applications // AIAA J. 1994. V. 32. № 8. P. 1598–1605.
9. *Johnson H., Candler G.* // AIAA Paper. 2006-3057.
10. *Суржиков С.Т.* // ДАН. 2014. Т. 456. № 1. С. 42–48.
11. *Суржиков С.Т.* // ДАН. 2015. Т. 464. № 6. С. 682–687.
12. *Суржиков С.Т.* // ДАН. 2018. Т. 479. № 4. С. 413–418.
13. *Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H.* Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. Printed in the United States of America. Taylor & Francis. 1997. 792 p.

CALCULATED ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON AEROTHERMODYNAMICS OF THE EXPERIMENTAL AIRCRAFT HIFiRE-I

Academician of the RAS S. T. Surzhikov[a,b]

[a] *Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

[b] *Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, Russian Federation*

The results of numerical simulation of experimental data on the thermal and force effects on the experimental hypersonic aircraft HIFiRE-1 at flight speeds of M = 6.58 and 7.16 are presented. The calculations were performed using the author's computer code, which implements the finite-difference technology for integrating the system of Reynolds-averaged Navier–Stokes equations on multi-block structured grids using two algebraic turbulence models. Taking into account the laminar-turbulent transition and the turbulent nature of the flow near the aft skirt of the HIFiRE-1 aircraft made it possible to obtain good agreement with the experimental data.

Keywords: aerothermodynamics of hypersonic flight, Reynolds-averaged Navier–Stokes equations, algebraic turbulence models, comparison with experimental data from HIFiRE-1