

Научная статья**УДК 517.952:533.6.011.8****DOI: 10.18384/2949-5067-2026-2-58-76****ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ – СТОКСА – ФУРЬЕ
С ИСКУССТВЕННОЙ ВЯЗКОСТЬЮ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ КАРТИНЫ
ОБТЕКАНИЯ ОСТРОЙ КРОМКИ****Красавин Е. Э., Яско П. А.***Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
г. Москва, Российская Федерация*** Корреспондирующий автор, e-mail: krasavin.ieghor@mail.ru**Поступила в редакцию 20.04.2026**Принята к публикации 30.04.2026***Аннотация**

Целью данной работы является оценка результатов расчёта модели Навье – Стокса – Фурье с искусственно введённой точкой торможения для описания обтекания острой кромки при умеренно сверхзвуковых числах Маха.

Методология и методы. В работе использована система уравнений Навье – Стокса – Фурье с использованием искусственной вязкости. Применяемая модель отличается искусственно вводимой точкой торможения. Для реализации модели были использован численный метод решения данных дифференциальных уравнений с использованием противопоточной схемы.

Результаты. Получены результаты расчётов для чисел Маха 2, 3 с разными коэффициентами введения точки торможения бета в диапазоне от 0.1 до 0.2.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные результаты подтверждают возможность использования данной модели для расчёта плотности и нормальных напряжений при обтекании острых кромок. Модель может быть использована при расчёте кромок носовых частей летательных аппаратов, воздухозаборников и других подобных поверхностей перспективных аппаратов в области авиационной и космической техники.

Ключевые слова: система уравнений Навье – Стокса – Фурье, искусственная вязкость, острая кромка, ударная волна, точка торможения

Для цитирования:

Красавин Е. Э., Яско П. А. Использование уравнений Навье – Стокса – Фурье с искусственной вязкостью для построения картины обтекания острой кромки // Вестник Государственного университета просвещения. Серия: Физика-Математика. 2026. № 2. С. 58–76. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2026-2-58-76>

Original research article

USAGE OF NAVIER – STOKES – FOURIER EQUATIONS WITH ARTIFICIAL VISCOSITY FOR CALCULATION OF THE FLOW AROUND SHARP EDGE

Красавин Е. Э*, Яско П. А.

Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russian Federation

** Corresponding author, e-mail: krasavin.ieghor@mail.ru*

Received by the editorial office 20.04.2025

Accepted for publication 30.04.2026

Abstract

Aim. The purpose of this work is to evaluate the results of a Navier–Stokes–Fourier model with an artificially introduced stagnation point to describe flow around a sharp edge at moderate supersonic Mach numbers.

Methodology. This paper utilizes the Navier–Stokes–Fourier equation system with artificial viscosity. The applied model features an artificially introduced stagnation point. A numerical method for solving these differential equations using an upwind scheme was used to implement the model.

Results. Calculated results for Mach numbers of 2 and 3 with different stagnation point coefficient beta in range from 0.1 to 0.2.

Research implications. The obtained results confirm the applicability of this model to calculating the density and normal stresses in flow around sharp edges. The model can be used to calculate the edges of nose cones of aircrafts, air intakes, and other similar surfaces of advanced aircraft in the fields of aerospace engineering.

Keywords: Navier–Stokes–Fourier equations, artificial viscosity, shock wave sharp edge

For citation:

Krasavin, E. E. & Yasko, P. A. (2026). Usage of Navier–Stokes–Fourier equations with artificial viscosity for calculation of the flow around sharp edge. In: *Bulletin of the Federal State University of Education. Series: Physics and Mathematics*, 2, pp. 58–76. <https://doi.org/10.18384/2949-5067-2026-2-58-76>

Введение

В современной авиационной и космической технике при полётах на сверхзвуковых скоростях активно применяются тонкие плоские тела с поверхностями высокой кривизны на оконечностях, такие как передние кромки воздухозаборников и крыльев. Ввиду необходимости получения достоверной картины обтекания в области таких поверхностей и описания химических процессов на них актуальной задачей является расчёт их обтекания в широком диапазоне чисел Маха.

При решении таковых задач имеющееся тело возможно представить как пластину с острой кромкой, размер затупления которой пренебрежимо мал. В окрестности острой кромки наблюдается высокоградиентное течение с крайне высокой динамической неравновесностью, которое выражается в быстром изменении энергий как внутренних, так и поступательных степеней свободы газа [1; 2]. Причинами этого являются совокупное наличие ударной волны [3] и

малости размеров рассматриваемой области. Малость размеров кромки приводит к тому, что ударная волна максимально приближается к ней и локализуется в окрестности одной точки [4; 5]. Такой характер течения оказывает существенное влияние на химические процессы на кромке [6].

Высокоградиентная область вблизи острой кромки имеет крайне малые размеры, соизмеримые с длиной свободного пробега молекулы. Это вместе с большим диапазоном сверхзвуковых скоростей набегающего потока ограничивает выбор возможных моделей. Достоверный результат обеспечивается методами на основе МКТ; таким образом, в работе [7] приводятся расчётные данные для числа Маха 23. Однако кинетические модели имеют удвоенную по сравнению с гидродинамическими моделями размерность и требуют мелкие расчётные сетки [8; 9], что увеличивает потребные вычислительные ресурсы, отчего они плохо подходят для практических задач. Также согласно сравнению с молекулярно-кинетическими методами в работе [7], а также с экспериментальными данными в работе [10], к подходящим относится модель НСФ, применяемая в данной работе.

Постановка задачи и математическая модель

Рассматривается обтекание тонкой пластины бесконечного размаха, установленной под нулевым углом атаки. Численное решение задачи строится в прямоугольной декартовой системе координат (x, y) , начало которой расположено на носике пластины. Ось Oy – нормаль к поверхности пластины. Пластина расположена вдоль оси Ox при $x > 0$.

Поскольку градиенты скорости вне области кромки пластины кратно малы в сравнении с областью кромки и удалённые участки пластины практически не оказывают влияние на картину обтекания, размах пластины можно принять бесконечно большим.

В качестве характерного размера принята длина свободного пробега молекулы в связи с малостью толщины пластины и необходимости описания потока внутри ударной волны. В качестве единиц измерения приняты параметры газовой среды в невозмущённом потоке: плотность – ρ_∞ , температура – T_∞ , давление – $p_\infty = \rho_\infty R T_\infty$, (R – удельная газовая постоянная); скорость – $\sqrt{RT_\infty}$, коэффициент вязкости – μ_∞ ; время – $\tau_\infty = \mu_\infty / p_\infty$; геометрический размер – $\lambda_\infty = \tau_\infty \sqrt{RT_\infty}$ (длина свободного пробега молекулы); единица теплового потока – $p_\infty \sqrt{RT_\infty}$.

Пластина термостабилизирована и имеет температуру T_w .

Система уравнений модели НСФ для двумерного случая в безразмерной форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xy}}{\partial y} \right) = 0$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{yy}}{\partial y} \right) = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_y \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{(\gamma-1)}{\rho} \cdot$$

$$\cdot \left(P_{xx} \frac{\partial u_x}{\partial x} + P_{xy} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + P_{yy} \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) = 0,$$

где γ – показатель адиабаты; $q_i = -\frac{9\gamma-5}{4\gamma(\gamma-1)}\mu \frac{\partial T}{\partial x_i}$

$$P_{ij} = \delta_{ij} \rho T - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \frac{2}{3} \left(1 - \frac{5-3\gamma}{2} Z \right) \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)$$

На поверхности пластины ставились граничные условия скольжения пограничного слоя [11]:

$$u_x \big|_{y=0} = \frac{\mu}{\rho \sqrt{T}} \left(\zeta_u \frac{\partial u_x}{\partial y} + \zeta_{ut} \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

$$T \big|_{y=0} - T_w = \zeta_T \frac{\mu}{\rho \sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial y}$$

Значения коэффициентов ζ_u , ζ_T , соответствовали [11] и при условии равенства единице коэффициентов аккомодации энергии и тангенциального импульса составляли $\zeta_{ut} = 1$. [1, 2, 3]31, $\zeta_T = 0.2 - 0.735$. Коэффициент $\zeta_u = 2.862$ был завышен вдвое в соответствии с [6].

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = \frac{\rho \sqrt{T}}{\xi_u \mu} u_x - \frac{\xi_{ut}}{\xi_u \sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{4(\gamma-1)\rho \sqrt{T}}{(9\gamma-5)\xi_T \mu} (T - T_w)$$

Такое преобразование позволяет включить граничные условия в разностную схему решения дифференциальных уравнений u_x и T . Кроме этого, было учтено, что граничные условия скольжения пограничного слоя предусматривают

линейный закон изменения скорости и температуры в кнудсеновском слое [11], т. е.

$$\left. \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_{y=0} = 0$$

Данные условия пограничного слоя были проверены в работе [6].

Метод численного решения

Размер вычислительной области задавался следующим образом. Ввиду симметрии рассматривалась верхняя часть поля течения; размер ячеек неравномерен по обоим координатам и уменьшается по мере приближения к точке торможения от 0.5 длины свободного пробега молекулы до 0.1 (см. рис. 1 и 2).

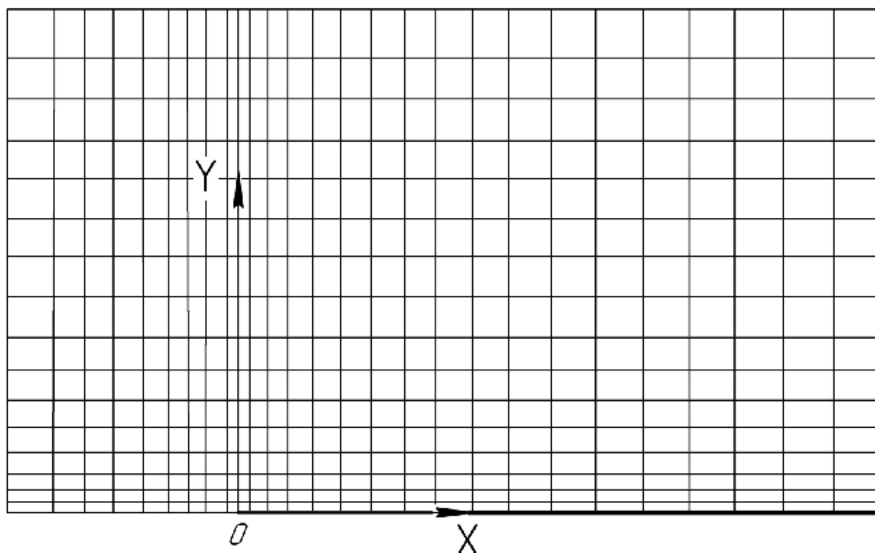


Рис. 1 / Fig. 1. Схема вычислительной области / Computing area schematic

Источник: данные авторов

Решение вдоль оси OY строится в 2 этапа.

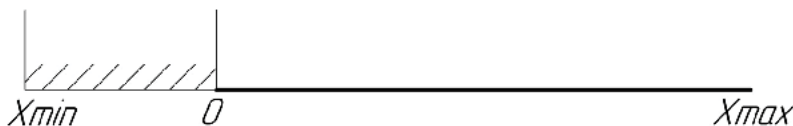


Рис. 2 / Fig. 2. Наглядное представление вычислительной области на 1 этапе решения / Visual representation of the computational domain at the 1st stage of the solution

Источник: данные авторов

В течение первого этапа происходит решение в диапазоне $X \in [-\infty, 0]$. В данном случае известны скорости и температура в точке торможения: $u_x = u_y = 0$, температура может быть найдена из граничных условий пограничного слоя (см. рис. 3). В результате имеем:

$$\begin{aligned} x &= x_{\min} \dots \phi \\ B_i^{(1)} F_{i-1,0}^{(1)} + A_i F_{i,0}^{(1)} + C_i F_{i+1,0}^{(1)} &= R_i \\ F^{(1)} \rightarrow u_x^{(1)}(x=0, y=0) &= \phi \\ F^{(1)} \rightarrow T^{(1)}(x=0, y=0) &= T_w - \zeta_T \frac{\mu^{(1)}}{\rho^{(1)} \sqrt{T^{(1)}}} \cdot \frac{\partial T^{(1)}}{\partial X} \\ \rho^{(1)} &\rightarrow \text{задача Коши} \end{aligned}$$

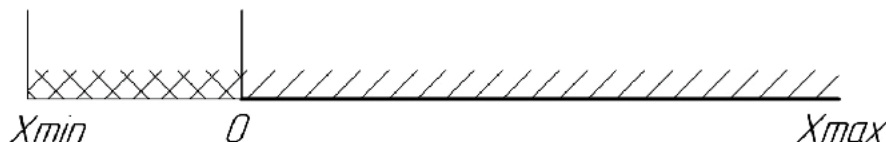


Рис. 3 / Fig. 3. Наглядное представление вычислительной области на втором этапе решения / Visual representation of the computational domain at the 2nd stage of the solution.

Источник: данные авторов

В течение второго этапа происходит решение задачи обтекания пластины без точки торможения. Здесь стандартное решение модели НСФ комбинируется с решением, имеющим точку торможения через коэффициент бета:

$$\begin{aligned} B_i F_{i-1,0} + A_i F_{i,0} + C_i F_{i+1,0} &= R_i \\ \left. \frac{\partial^2 F^{(2)}}{\partial X^2} \right|_{X=X_{\max}} &= 0 \end{aligned}$$

Для $x > 0$:

$$F_{i,0}^{(2)} = R'_i - B'_i F_{i-1,0}^{(2)}$$

Для $x \leq 0$:

$$F_{i,0} = (1 - \beta) \cdot (R'_i - B'_i F_{i-1,0}) + \beta \cdot F_{i,0}^{(1)}$$

Результаты расчётов

Расчёты МКТ выполнены программным пакетом за авторством Никитченко Ю. А. и Березко М. Э.²

На рис. 4–13 представлены характеристики потока на уровне $y=0$.

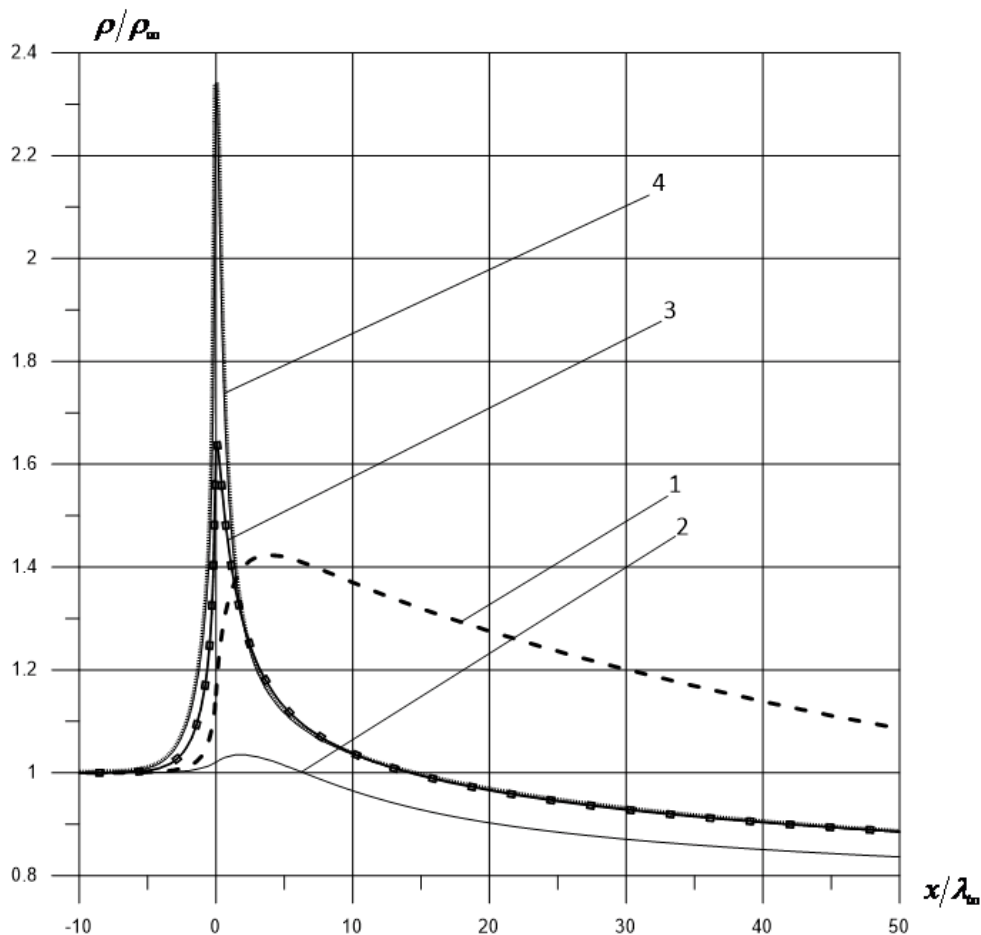


Рис. 4 / Fig. 4. Распределение плотности на линии $y=0$, $M=2$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$, 4 – решение НСФ с $\beta=0.2$ / Density distribution on the line $y=0$, $M=2$. 1 – MKT solution, 2 – NSF without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.2$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

² Никитченко Ю. А., Березко М. Э. Программа расчёта гиперзвукового обтекания тонкой пластины, установленной параллельно потоку (2022 г.). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022612341.

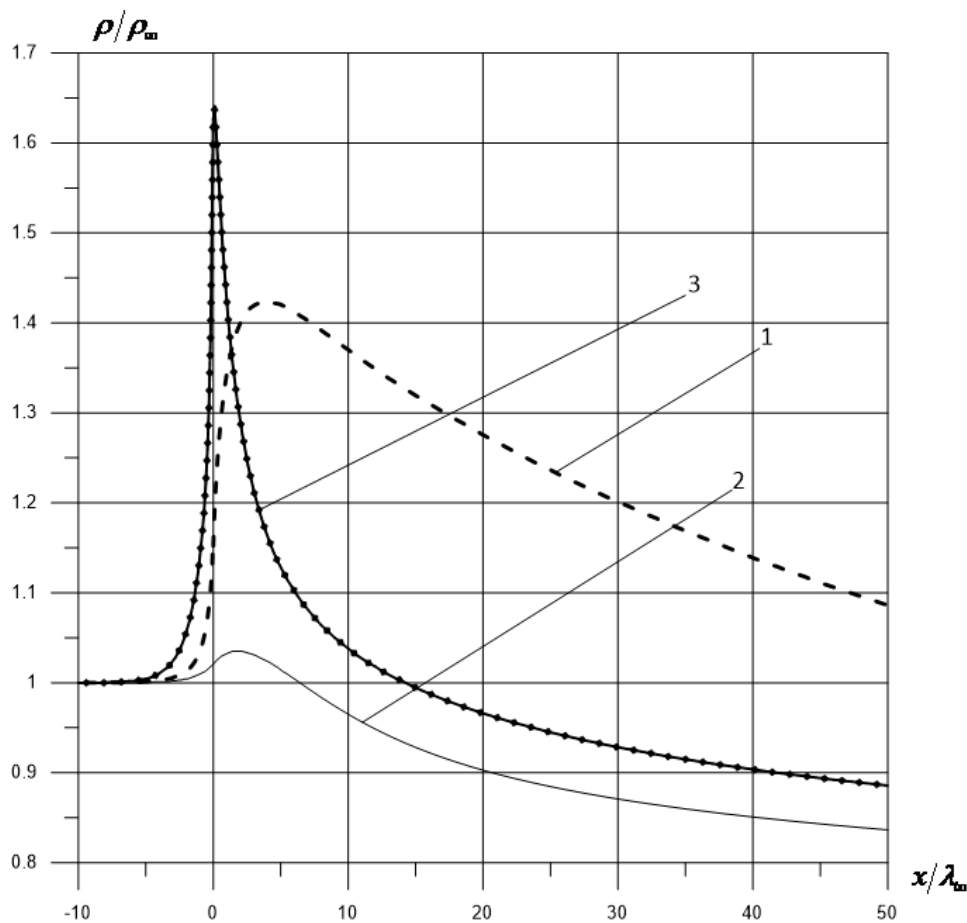


Рис. 5 / Fig. 5. Распределение плотности на линии $y=0$, $M=2$.

1 – решение МКТ, 2 – НСФ без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.15$ / Density distribution on the line $y=0$, $M=2$. 1 – MKT solution, 2 – NSF without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

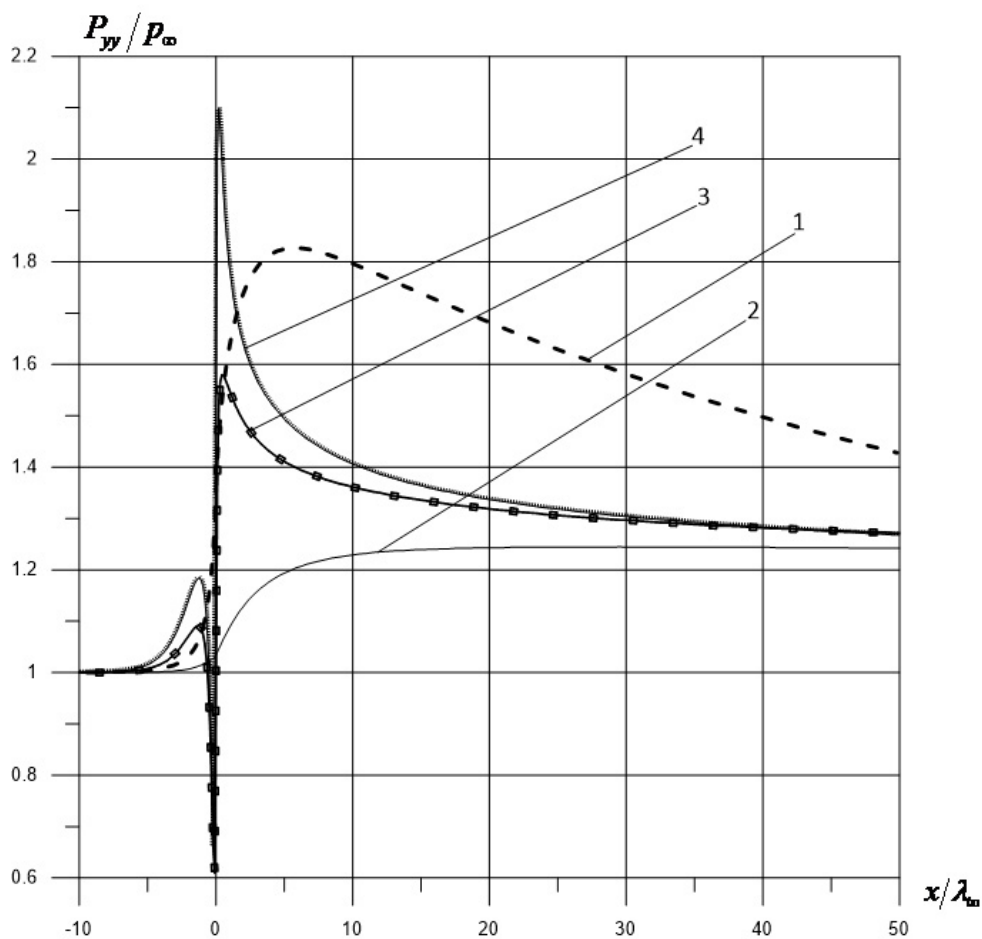


Рис. 6 / Fig. 6. Распределение нормальных напряжений P_{yy} на линии $y=0$, $M=2$.
 1 – решение МКТ, 2 – НСФ без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$,
 4 – решение НСФ с $\beta=0.2$ / Normal stresses P_{yy} distribution on the line $y=0$, $M=2$.
 1 – MKT solution, 2 – NSF without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$,
 4 – NSF solution with $\beta=0.2$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

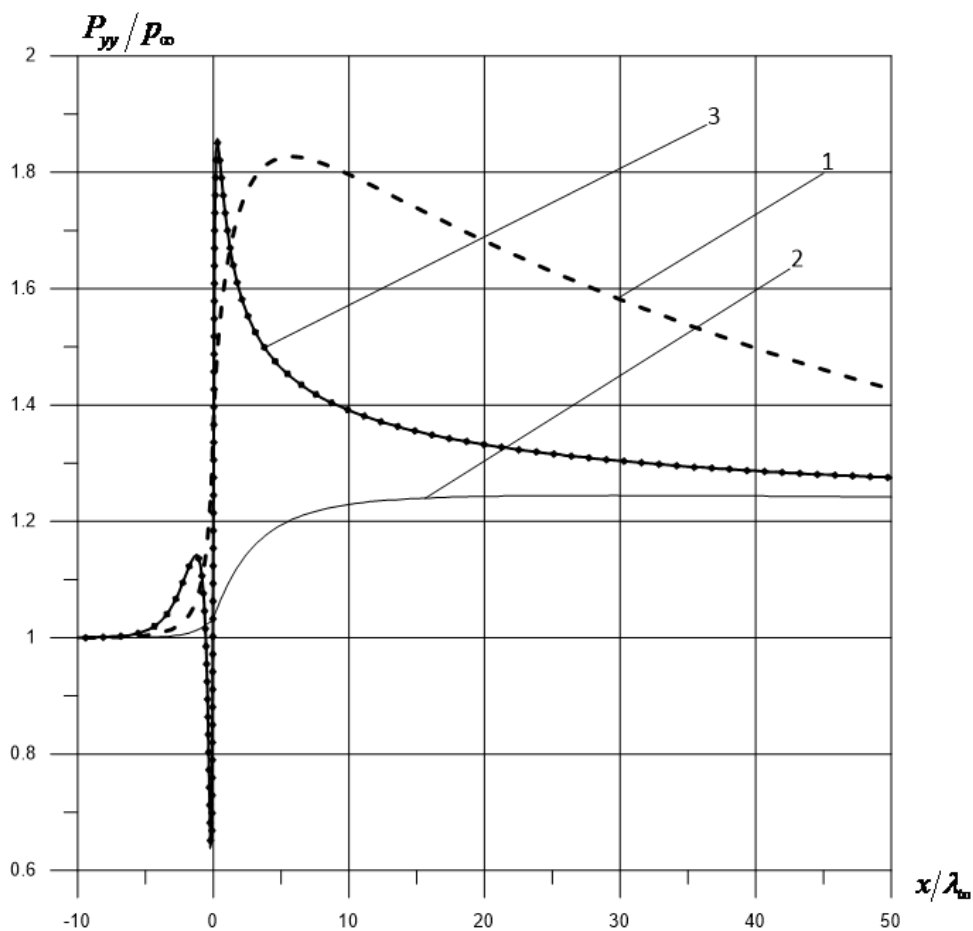


Рис. 7 / Fig. 7. Распределение нормальных напряжений P_{yy} на линии $y=0$, $M=2$.
 1 – решение МКТ, 2 – НСФ без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.15$ /
 Normal stresses P_{yy} distribution on the line $y=0$, $M=2$. 1 – MKT solution,
 2 – NSF without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

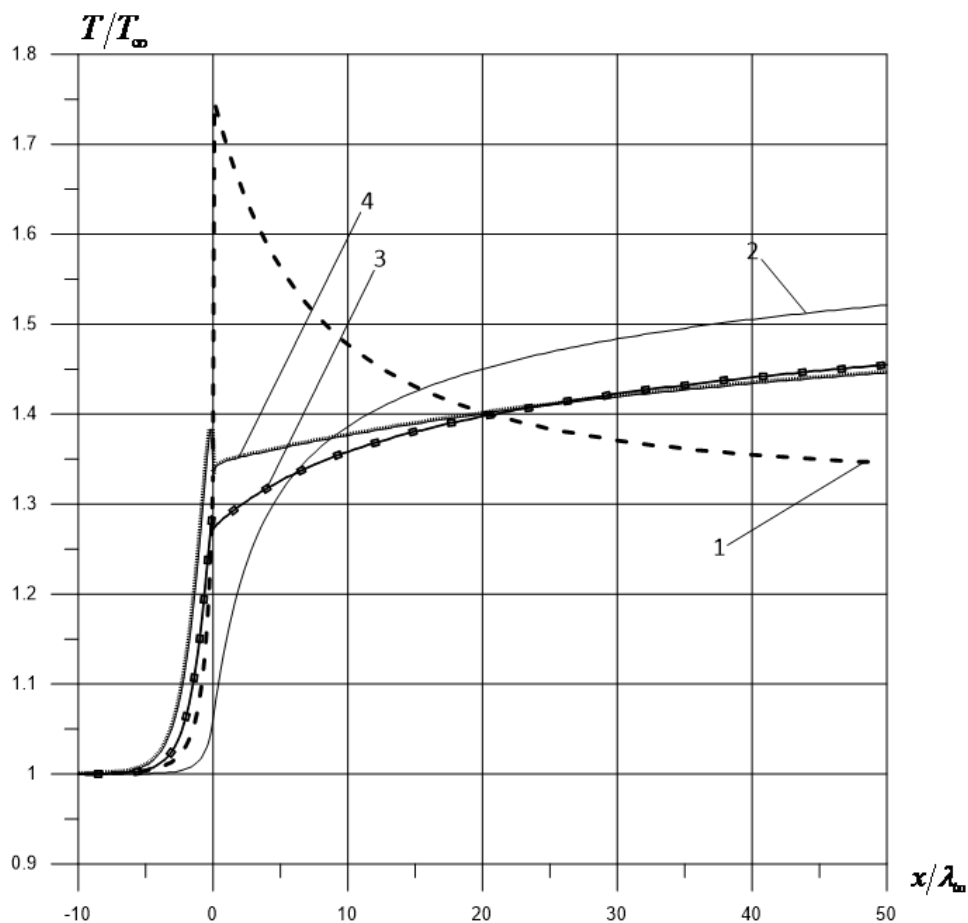


Рис. 8 / Fig. 8. Распределение температур на линии $y=0$, $M=2$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$, 4 – решение НСФ с $\beta=0.2$ / Temperature distribution on the line $y=0$, $M=2$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.2$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

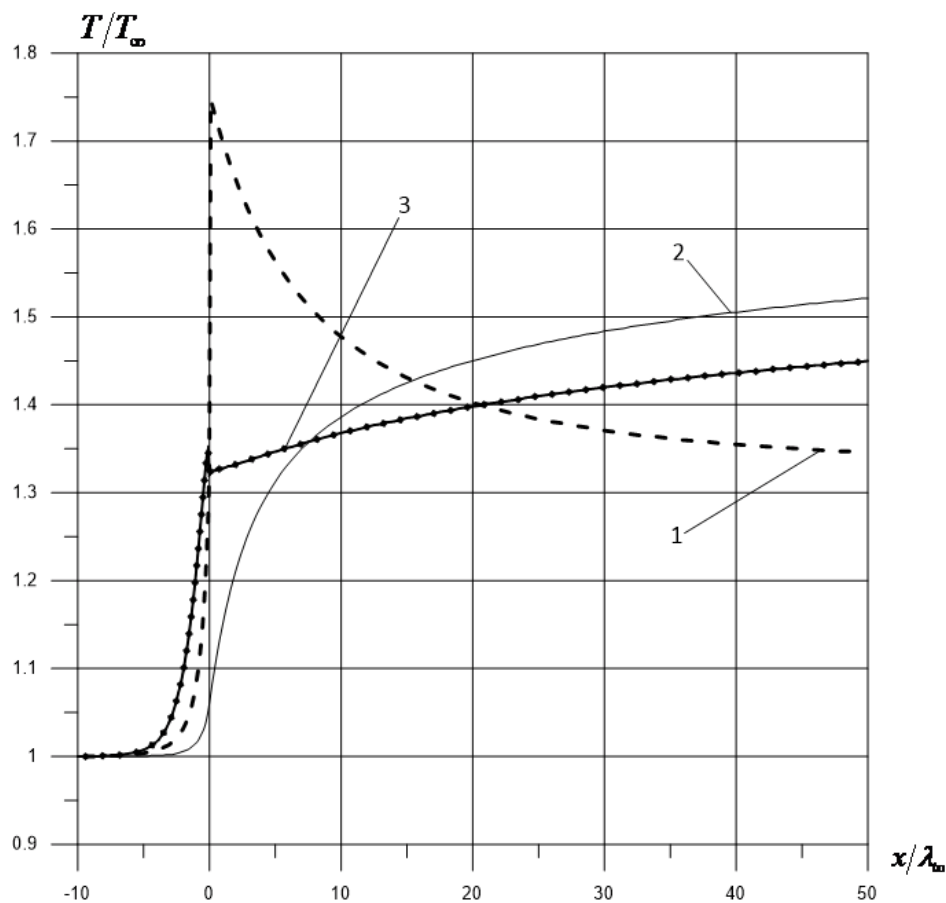


Рис. 9 / Fig. 9. Распределение температур на линии $y=0$, $M=2$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.15$ / Temperature distribution on the line $y=0$, $M=2$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

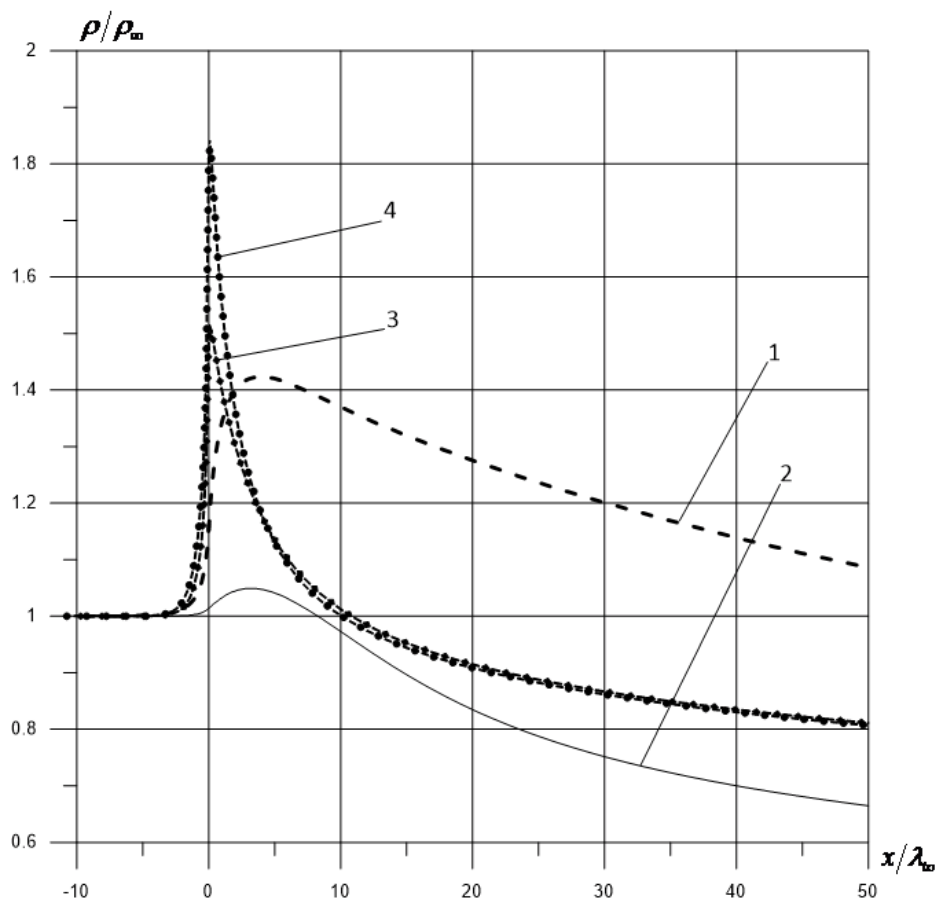


Рис. 10 / Fig. 10. Распределение плотности на линии $y=0$, $M=3$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$, 4 – решение НСФ с $\beta=0.15$ / Density distribution on the line $y=0$, $M=3$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

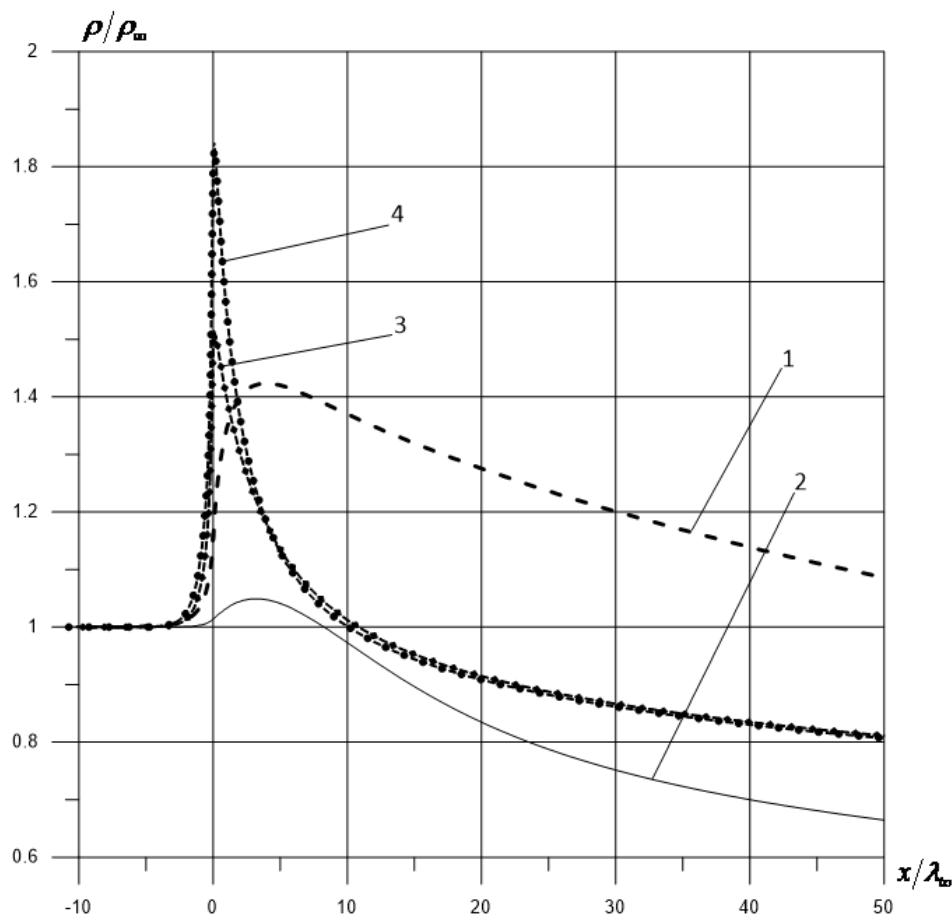


Рис. 11 / Fig. 11. Распределение плотности на линии $y=0$, $M=3$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.13$ / Density distribution on the line $y=0$, $M=3$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.13$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

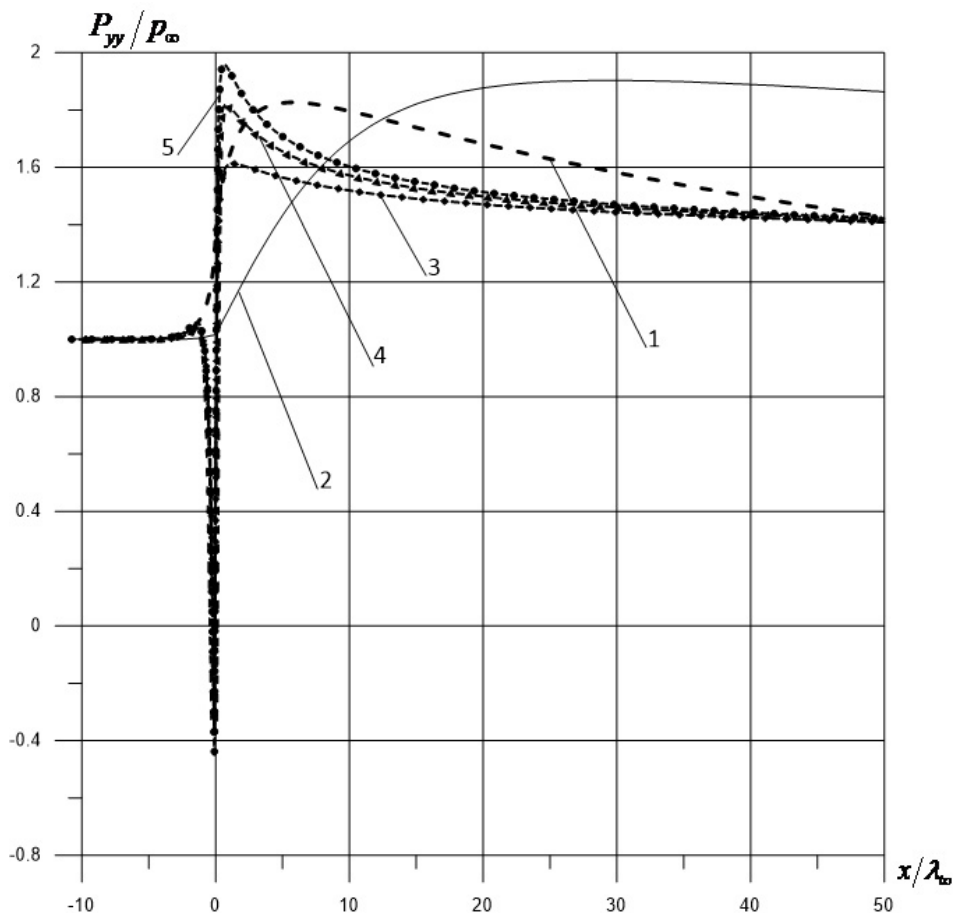


Рис. 12 / Fig 12. Распределение нормальных напряжений P_{yy} на линии $y=0$, $M=3$. 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$, 4 – решение НСФ с $\beta=0.13$, 5 – решение НСФ с $\beta=0.15$ / Normal stresses P_{yy} distribution on the line $y=0$, $M=3$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point, 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.13$, 5 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

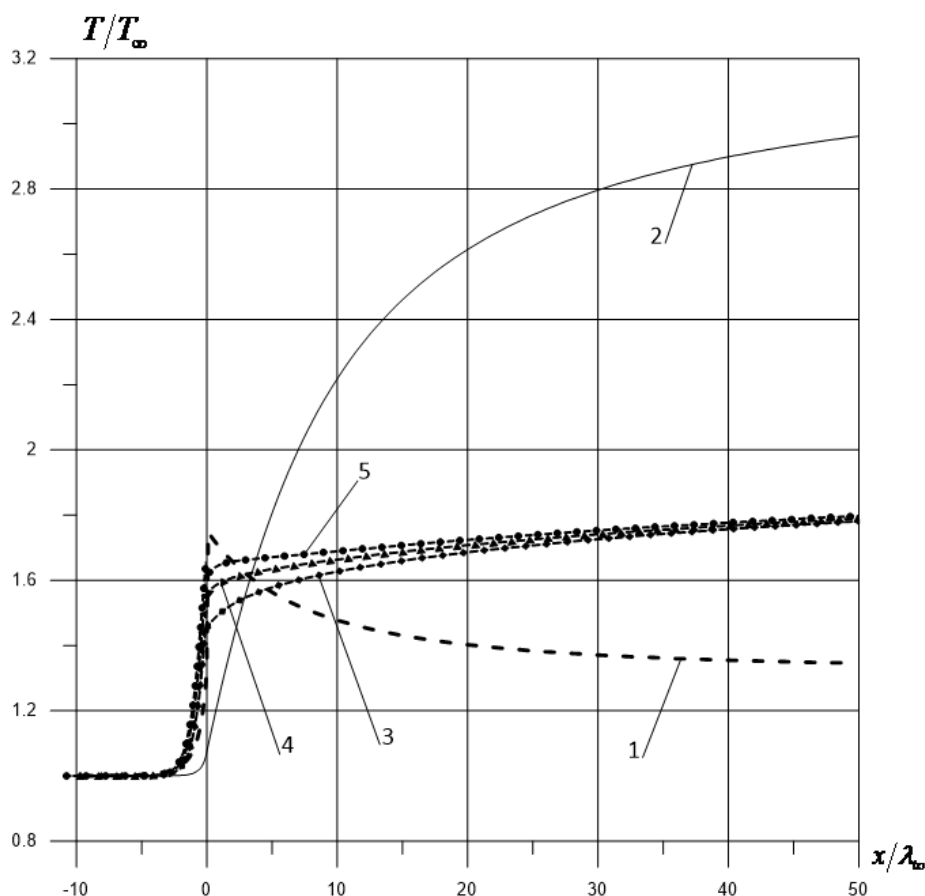


Рис. 13 / Fig. 13. Распределение нормальных напряжений P_{yy} на линии $y=0$, $M=3$.
 1 – решение МКТ, 2 – НСФ решение без точки торможения, 3 – решение НСФ с $\beta=0.1$,
 4 – решение НСФ с $\beta=0.13$, 5 – решение НСФ с $\beta=0.15$ / Temperature distribution on the
 line $y=0$, $M=3$. 1 – MKT solution, 2 – NSF solution without stagnation point,
 3 – NSF solution with $\beta=0.1$, 4 – NSF solution with $\beta=0.13$, 5 – NSF solution with $\beta=0.15$

Источник: составлено авторами по результатам расчётов

Из представленных выше рисунков хорошо заметны следующие факты: решение НСФ с точкой торможения имеет явную физическую осцилляцию в районе носика в расчёте плотности и нормальных напряжений. Пик плотности имеет тем большее значение, чем больше значение бета, и при $\beta > 0.15$ превышение становится недопустимо большим. При грамотном подборе параметра бета возможно добиться достоверных значений плотности на носике пластины, что наиболее полезно для решения инженерных задач.

Из всех рисунков хорошо заметно, что изменение бета оказывает значительное влияние на значения величин в точке торможения, в то время как различия между значениями величин на пластине незначительны и

уменьшаются по мере увеличения координаты x . Из этого можно сделать вывод, что подбирая значения бета, можно получить достоверный результат в районе точки торможения, где получаемые значения плотности, давления, температуры очень важны для описания химических процессов на острой кромке.

Заключение

Результаты, полученные в ходе проведённых расчётов, показывают, что предложенный вариант для расчёта обтекания острой кромки позволяет значительно улучшить расчёт плотности и напряжений на пластине при умеренно сверхзвуковых числах Маха.

Анализ расчётов позволяет сделать вывод, что наилучший результат достигается при значениях $\beta=0.13\dots0.15$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов М. М., Смотров Л. В. Аналитические свойства эффекта высокоскоростной поступательной неравновесности // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика – Математика. 2013. № 3. С. 68–75.
2. Кузнецов М. М., Липатов И. И. Асимптотический анализ эффектов поступательной неравновесности в гиперзвуковом течении около плоской поверхности с острой передней кромкой // Письма в Журнал технической физики. 2008. Т. 34. № 8. С. 21–28.
3. Куликов С. В., Терновая О. Н., Черешнев С. Л. Специфика поступательной неравновесности во фронте ударной волны в однокомпонентном газе // Химическая физика. 1993. Т. 12. № 3. С. 340–342.
4. Шершнёв А. А., Кудрявцев А. Н., Бондарь Е. А. Численное моделирование сверхзвукового течения газа около плоской пластины на основе кинетических и континуальных моделей // Вычислительные технологии. 2011. Т. 16. № 6. С. 93–104.
5. Ерофеев А. И., Перепухов В. А. Расчёт обтекания пластины бесконечного размаха потоком разреженного газа // Ученые записки ЦАГИ. 1976. Т. 7. № 1. С. 102–106.
6. Gökçen T., MacCormack R. W., Chapman D. R. Computational fluid dynamics near the continuum limit // AIAA 8-th Computational Fluid Dynamics Conference (09 June 1987 – 11 June 1987, Honolulu, Hawaii). American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987. P. 153–158. DOI: 10.2514/6.1987-1115.
7. Егоров И. В., Ерофеев А. И. Сопоставление моделирования гиперзвукового обтекания плоской пластины на основе метода Монте-Карло и уравнений Навье – Стокса // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 135–144.
8. Березко М. Э., Никитченко Ю. А. Численное решение задачи гиперзвукового обтекания тонкой пластины // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2022. № 2. С. 87–95. DOI: 10.31857/S0568528122020025.
9. Aoki K., Kanba K., Takata Sh. Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate // Physics of Fluids. 1997. Vol. 9. Iss. 4. P. 1144–1161. DOI: 10.1063/1.869204.

10. Красавин Е. Э., Никитченко Ю. А. Вариант расчёта обтекания тонкой пластины с использованием модели Навье – Стокса – Фурье // Учёные записки ЦАГИ. 2024. Т. 55. № 3. С. 42–49.
11. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1967. 440 с.

REFERENCES

1. Kuznetsov, M. M. & Smotrova, L. V. (2013). Analytical qualities of highvelocity translational nonequilibrium in shock wave. In: *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics-Mathematics*, 3, 68–75 (in Russ.).
2. Kuznetsov, M. M., Lipatov, I. I. & Nikol'skii, V. S. (2008). Asymptotic analysis of the translational nonequilibrium effects in a hypersonic flow past a flat surface with sharp leading edge. In: *Technical Physics Letters*, 34 (4), 327–330. DOI: 10.1134/S1063785008040172.
3. Kulikov, S. V., Ternovaya, O. N. & Chereshev, S. L. (1994). Specificity of translational nonequilibrium in the Shock Wave Front Propagating through a Single-Component Gas. In: *Soviet Journal of Chemical Physics*, 12 (10–12), 470–473.
4. Shershnev, A. A., Kudryavtsev, A. N. & Bondar, Ye. A. (2011). Numerical simulation of a supersonic gas flow past a flat plate based on kinetic and continuum models. In: *Computational Technologies*, 16 (6), 93–104 (in Russ.).
5. Erofeev, A. I. & Perepukhov, V. A. (1976). Calculation of the flow of a rarefied gas around a plate of infinite span. In: *TsAGI Science Journal*, 7 (1), 102–106 (in Russ.).
6. Gökçen, T., MacCormack, R. W. & Chapman, D. R. (1987). Computational fluid dynamics near the continuum limit. In: *AIAA 8-th Computational Fluid Dynamics Conference (09 June 1987 – 11 June 1987, Honolulu, Hawaii)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, pp. 153–158. DOI: 10.2514/6.1987-1115.
7. Egorov, I. V. & Erofeev, A. I. (1997). Continuum and kinetic approaches to the simulation of the hypersonic flow past a flat plate. In: *Fluid Dynamics*, 32, 112–122. DOI: 10.1007/BF02697944.
8. Berezko, M. E. & Nikitchenko, Yu. A. (2022). Numerical Solution of the Problem of Hypersonic Flow Past a Thin Plate. In: *Fluid Dynamics*, 57, 193–201. DOI: 10.1134/S0015462822020021.
9. Aoki, K., Kanba, K. & Takata, Sh. (1997). Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate. In: *Physics of Fluids*, 9 (4), 1144–1161. DOI: 10.1063/1.869204.
10. Krasavin, E. E. & Nikitchenko, Yu. A. (2024). Variant of calculation flow on a thin plate using the Navier – Stokes – Fourier model. In: *TsAGI Science Journal*, 55 (3), 42–49 (in Russ.).
11. Kogan, M. N. (1967). *Dynamics of a Rarefied Gas*. Moscow: Nauka publ. (in Russ.).

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Красавин Егор Эдуардович (г. Москва) – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Аэродинамика, динамика и управление летательных аппаратов» Московского авиационного института (национального исследовательского университета);
e-mail: krasavin.ieghor@mail.ru

Яско Пётр Андреевич (г. Москва) – студент кафедры «Аэродинамика, динамика и управление летательных аппаратов» Московского авиационного института (национального исследовательского университета);
e-mail: petya.yasko@mail.ru

INFORMATION ABOUT AUTHORS:

Egor E. Krasavin (Moscow) – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Prof., Department of Aerodynamics, Dynamics and Control of Aircraft, Moscow Aviation Institute (National Research University);
e-mail: krasavin.ieghor@mail.ru

Piotr A. Yasko (Moscow) – Student, Department of Aerodynamics, Dynamics and Control of Aircraft, Moscow Aviation Institute (National Research University);
e-mail: petya.yasko@mail.ru