

Calculated Initial Data for Solving Test Problems in the Measuring Section of the Hypersonic Shock Wind Tunnel (HSWT) of the RadGD Laboratory of IPMech RAS

Sergey T. Surzhikov

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS), Moscow, 119526, Russia

N.L. Dukhov All-Russian Scientific Research Institute of Automatics

surg@ipmnet.ru

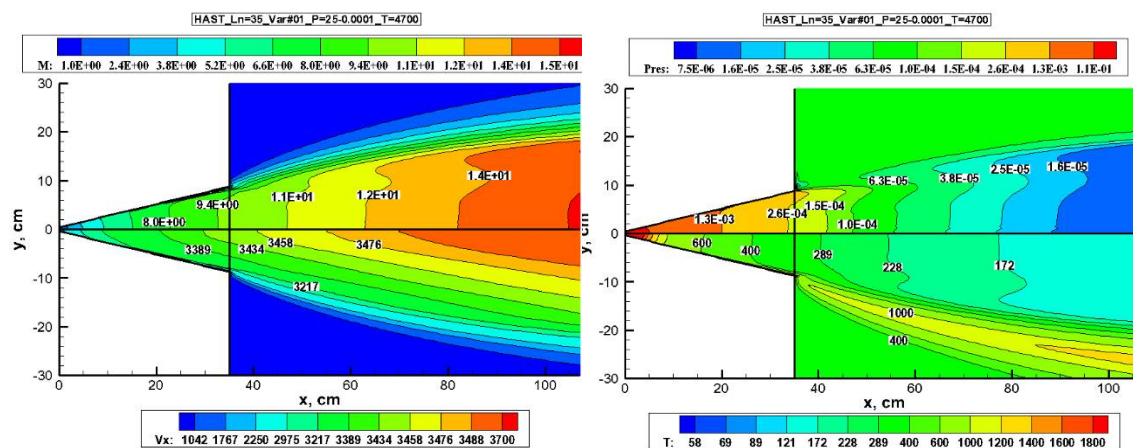
Abstract

A mathematical model of perfect gas outflow from a conical nozzle into the measuring section of the Hypersonic Shock Wind Tunnel (HSWT) of the Laboratory of Radiation Gas Dynamics of the IPMech RAS has been implemented.

Calculations of gas-dynamic parameters in supersonic jets at the location of the tested aerodynamic models have been performed.

It has been established that for the initial data under study, aerodynamic studies in the measuring section of the experimental stand can be carried out for conditions in the incoming gas flow: $M_\infty = 9 \div 10$, pressure $p_\infty = (1.5 \div 9) \times 10^{-4}$ atm in the temperature range $T_0 = 50 \div 390$ K. The transverse radial dimension of the model should be $5 \div 7$ cm.

Keywords: Hypersonic Shock Wind Tunnel, perfect gas outflow from a conical nozzle, numerical simulation



Mach number, longitudinal velocity u (in m/s), pressure (in atm) and temperature (in K) at $T_0=4700$ K, $p_0=25$ atm, $p_R = 10^{-4}$ atm

УДК 533.92:533.6.01

Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в измерительной секции гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН

С. Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101-1*

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
surg@ipmnet.ru*

Аннотация

Реализована математическая модель истечения совершенного газа из конического сопла в измерительную секцию лабораторного аэродинамического стенда ГУАТ (Гиперзвуковая Ударная Аэродинамическая Труба) лаборатории Радиационной газовой динамики ИПМех РАН.

Выполнены расчеты газодинамических параметров в сверхзвуковых струях в месте расположения испытуемых аэродинамических моделей.

Установлено, что для исследуемых исходных данных аэродинамические исследования в измерительной секции экспериментального стенда можно проводить для условий в набегающем потоке газа: $M_\infty = 9 \div 10$, давления $p_\infty = (1.5 \div 9) \times 10^{-4}$ атм в диапазоне температур $T_0 = 50 \div 390$ К. Характерный поперечный радиальный размер модели должен составлять $5 \div 7$ см.

1. Введение

В данной работе рассматривается процесс истечения из конических сопел в измерительную секцию (ресивер) аэродинамического стенда ГУАТ (Гиперзвуковая Ударная Аэродинамическая Труба) лаборатории Радиационной газовой динамики ИПМех РАН. Фактически решается классическая задача истечения сверхзвуковой струи в затопленное пространство. Теория, методы решения подобных задач и численные результаты подробно рассмотрены в ряде монографий [1–3].

И все же, постановка задачи данной работы отличается от классической постановки работ по изучению истечению газов из сопел. Здесь нас интересует при каких начальных условиях в ударно-волновом эксперименте и давлении в ресивере для используемого типа сопла будут получены требуемые параметры течения в месте расположения испытуемой аэродинамической модели. С этой целью изучаются основные закономерности изменения параметров струи при вариации указанных параметров.

Отличительной чертой данной работы является то, что двухмерная численная модель Навье–Стокса истечения совершенного газа из конических сопел рассматривается для конкретных условий, реализуемых в аэродинамическом стенде, состоящем из двух частей: гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы и измерительной секции большого объема (ресивера), где устанавливаются испытуемые модели и производится измерение параметров их обтекания. Принципиальные схемы двух модификаций указанного аэродинамического стенда показаны на рис. 1. Две модификации используемой ударной трубы различаются размерами

камер низкого давления (КНД). Подробное описание геометрических параметров и приборного оснащения ударных труб приведено в [4].

В работе [5] показано, каким образом исходные данные в камерах высокого и низкого давления определяют условия в сжатом газе у правого торца КНД, сопряженным с соплом, через которое сжатый газ истекает в ресивер. Второй группой важных параметров аэродинамического стенда является профиль сопла и давление в ресивере до начала истечения. В данной работе показано, каким образом сочетание условий эксперимента в ударной трубе и условий в ресивере определяют газодинамические параметры набегающего на испытываемую модель газа.

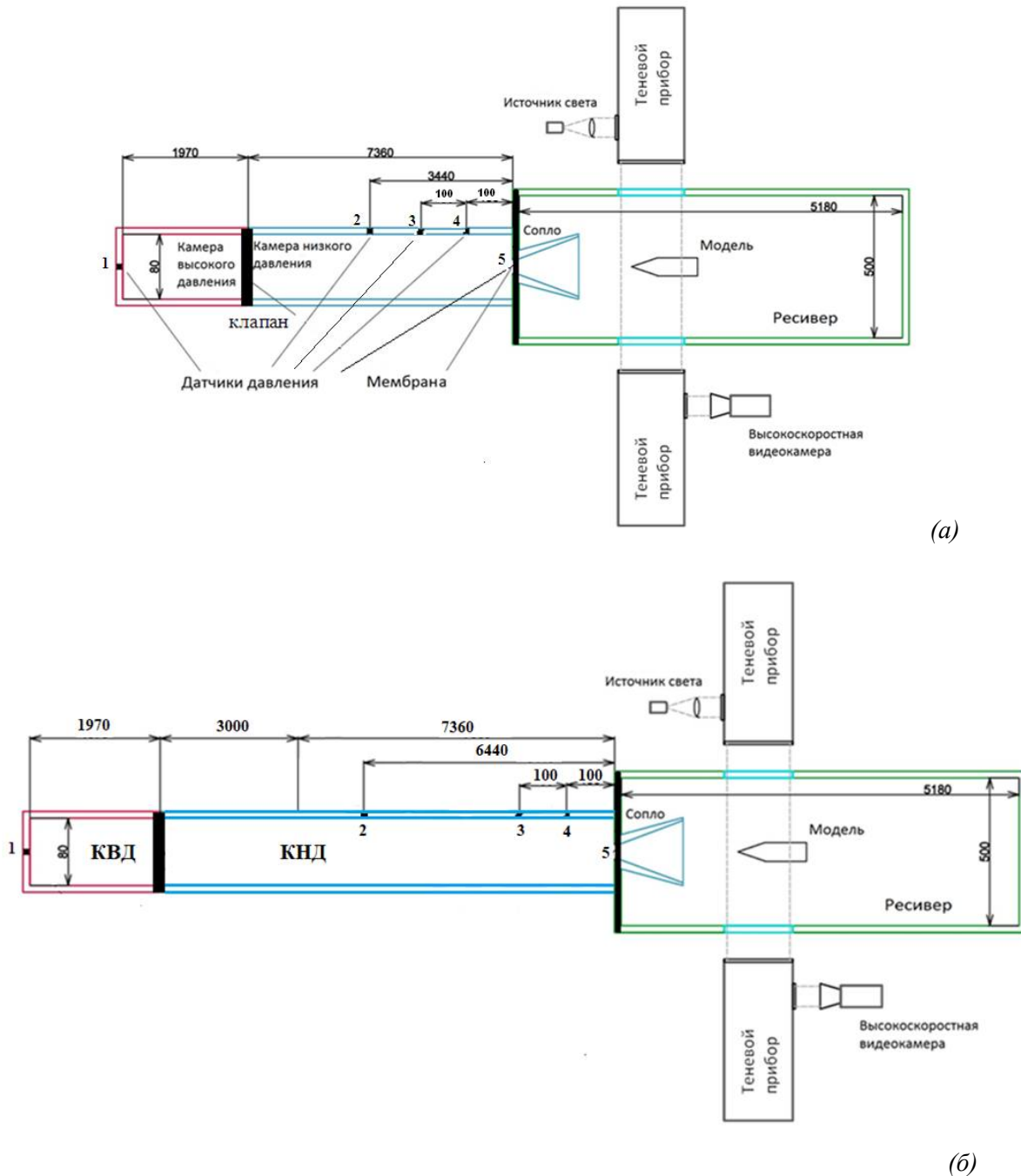


Рис. 1 Принципиальная схема двух модификаций гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы Лаборатории радиационной газовой динамики ИПМех РАН: а) ГУАТ-9, б) ГУАТ-12. Размеры – в мм

В качестве исходных данных для расчетов выбраны результаты численного моделирования в рабочей зоне ударной аэродинамической трубы, представленные в работе [5]. Выбраны четыре базовых варианта, при которых температура в области сжатия достигает $T=4700$ К, 2000 К, 1150 К и 850 К. Давление для всех случаев составляет порядка 25 атм. Расчеты выполнены для разных давлений в ресивере ($p_R = 10^{-3} \div 10^{-5}$ атм) и двух конических сопел. Исследовались две геометрии конических сопел:

$$1) r^* = 0.4 \text{ см}, R = 4.33 \text{ см}, L_n = 17 \text{ см};$$

$$2) r^* = 0.4 \text{ см}, R = 8.5 \text{ см}, L_n = 35 \text{ см},$$

где r^* – радиус критического сечения; R – радиус выходного сечения; L_n – длина сопла.

Итак, главной задачей прогностических расчетов является оценка параметров сверхзвуковой струи, истекающей из сопла в область, где устанавливаются исследуемые аэродинамические модели (на расстоянии $30 \div 40$ см от критического сечения сопла). Исходные данные в критическом сечении давление в ресивере p_R даны в таблице 1.

2. Двухмерная численная модель Навье – Стокса истечения совершенного газа из конического сопла в измерительную секцию стенда ГУАТ

Расчетная модель вязкого и теплопроводного совершенного газа основана на уравнении неразрывности, системе уравнений Навье – Стокса и уравнении сохранения энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \text{div} \mathbf{V}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (2)$$

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

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad} T = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad} p + \text{div}(\lambda \text{grad} T), \quad (4)$$

где x, y – декартовы координаты; $\mathbf{V} = (u, v)$ – скорость потока и ее проекции на оси x и r ; ρ, p – плотность и давление; μ – динамический коэффициент вязкости; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; T – температура; λ – коэффициент теплопроводности. Уравнение сохранения энергии здесь записано в форме уравнения Фурье – Кирхгофа.

Система уравнений (1)–(4) используется совместно с уравнением состояния Клапейрона – Менделеева идеального газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T, \quad (5)$$

где $R_0 = 8.314 \times 10^7$ эрг/(моль·К) – универсальная газовая постоянная; $M_\Sigma = 29$ г/моль – молекулярный вес газа.

Граничные условия задают поток газа в критическом сечении сопла (рис. 2)

$$x = 0: M_0 = 1, T = T_0, p = p_0, M_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}, \gamma = 1.4 \quad (6)$$

и условия второго рода для изменения функций вдоль потоковой координаты ξ на выходе из расчетной области (справа)

$$x = L: \quad \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{\partial v}{\partial \xi} = \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = 0 \quad (7)$$

На поверхности камеры задаются условия прилипания

$$\eta = 0: \quad u = v = 0, \quad T = T_w, \quad \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0, \quad (8)$$

где η – нормальная к поверхности координатная линия.

Данная расчетная модель, реализованная в компьютерном коде PERAT-2D (Perfect Aero Thermodynamics – Two-Dimensional), которая является упрощенной версией модели, на основе которой был создан компьютерный код NERAT-2D (Non-Equilibrium Radiative Aero Thermodynamics–Two-Dimensional), прошедший большую серию тестирования на примерах решения задач неравновесной аэрофизики [6].

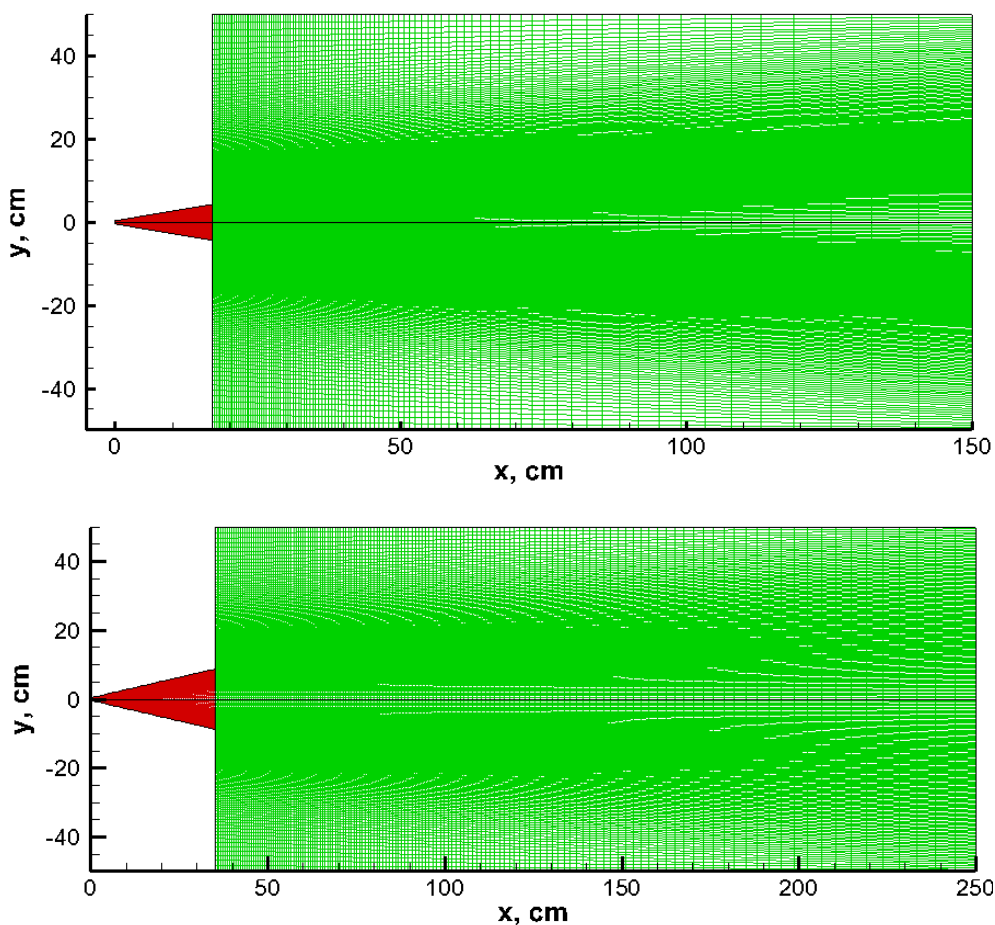


Рис. 2. Расчетная область и конечно-разностная сетка для двух конических сопел длиной $L_n = 17$ и $L_n = 35$ см, соединяющих камеру низкого давления ударной трубы и ресивер. Радиус критического сечения $r = 0.4$ см. В некоторых расчетах во втором блоке использовалась внешняя граница в форме усеченного конуса

3. Результаты численного моделирования

Как уже отмечалось, главной целью проведения численного исследования было получение данных по конфигурации сверхзвуковых струй в измерительной секции аэродинамического стенда ГУАТ в зависимости от условий в критическом сечении сопла и давления в ресивере. Важной информацией для проведения аэродинамических исследований в измерительной секции стенда является распределение газодинамических параметров в зоне установки

аэродинамических моделей: на расстоянии $30 \div 40$ см от критического сечения сопел. При этом важны значения газодинамических функций вблизи оси симметрии и распределение этих функций по радиусу.

В первой серии расчетов изучалось влияние давления в ресивере на структуру сверхзвуковой струи при одинаковых исходных данных в критическом сечении: $p_0 = 25$ атм, $T_0 = 4700$ К (вар. 1 в табл. 1). Длина сопла – $L_n = 35$ см. Общая закономерность изменения конфигурации сверхзвуковой струи хорошо видны на рис. 3–5: с увеличением давления в ресивере поперечные размеры струи сильно уменьшаются. Примечательно, что числовые значения показанных на рисунках чисел Маха и продольной скорости (рис. 3, *a*, 4, *a* и 5, *a*), а также давления и температуры (рис. 3, *б*, 4, *б* и 5, *б*) изменяются в продольном направлении незначительно. Для повышенного давления в ресивере радиальные распределения газодинамических функций вблизи оси симметрии получаются несколько более однородными, хотя радиальные размеры испытываемой модели должны быть на более $5 \div 7$ см. Для меньших давлений радиальные размеры моделей могут быть увеличены до $7 \div 9$ см. Если выбрать в качестве примера расчетные данные, показанные на рис. 5, *a*, *б*, то при установке модели на расстоянии 40 см от критического сечения сопла рабочими газодинамическими параметрами будут: $M_\infty = 10$, давление $p_\infty = 2 \times 10^{-4}$ атм и $T_0 = 300$ К.

Уменьшение температуры в критическом сечении сопла (вар. 2 в табл. 1) приводит к закономерному уменьшению температуры в расширяющемся потоке. В области расположения испытываемой модели температура составляет $T \sim 120$ К. Уровень чисел Маха и давления практически не изменился. Радиальные размеры сверхзвуковой струи уменьшаются с увеличением давления в ресивере, но, как и прежде числовые значения распределений газодинамических функций вдоль оси симметрии изменяются слабо. Немного уменьшаются радиальные размеры квазиоднородной области вблизи оси симметрии. Из рис. 8, *б* видно, что поперечные радиальные размеры испытываемой модели не должны превышать ~ 5 см.

Дальнейшее снижение температуры в критическом сечении (вар. 3 в табл. 1) приводит к снижению температуры в области расположения испытываемой модели до $T \sim 70$ К (рис. 9, *б*, 10, *б* и 11, *б*). Значения чисел Маха и давления набегающего потока по-прежнему изменяются незначительно. Радиальные размеры рабочей зоны сверхзвуковой струи уменьшаются не столь заметно. Как и ранее, поперечные радиальные размеры испытываемой модели могут составлять порядка 5 см.

Снижение температуры в критическом сечении до $T = 850$ К приводит к дальнейшему уменьшению температуры в потоке до $T \sim 47$ К и к незначительному росту давления в области расположения модели (рис. 12–14). Поперечные размеры струи в интересующей нас области остаются практически прежними.

Подводя итог результатам первой серии расчетов, в которой изменялась температура газа в критическом сечении сопла и давление в ресивере можно сделать вывод: в рабочей зоне испытательной секции аэродинамического стенда можно моделировать обтекание моделей при $M_\infty = 10$, давлении $p_\infty = (1.5 \div 2) \times 10^{-4}$ атм в диапазоне температур $T_0 = 50 \div 300$ К. Характерный поперечный радиальный размер модели должен составлять $5 \div 7$ см.

В пятом расчетном варианте выполнены исследования аналогичные первому расчетному варианту, но для укороченного сопла $L_n = 17$ см. В целом отметим относительно большую неоднородность в радиальных распределениях газодинамических параметров для укороченного сопла (рис. 15–17). Однако, следует иметь в виду, что для укороченного сопла появляется дополнительная степень свободы в осевом размещении испытываемой модели. В частности, для рассматриваемого варианта расчетов это могут быть осевые расстояния от критического сечения $30 \div 40$ см. Поэтому параметры в набегающем потоке могут быть $M_\infty = 9 \div 10$, давлении $p_\infty = (6 \div 9) \times 10^{-4}$ атм в диапазоне температур $T_0 = 310 \div 390$ К.

Заключительный расчетный вар. 6 в табл. 1 отвечает весьма низкому давлению в критическом сечении и относительно низкой температуре. Результаты расчетов по этому варианту

целесообразно сопоставить с расчетными данными вар. 4. В данном случае в рабочей зоне измерительной секции получается весьма низкая температура (как в вар. 4), но давление в набегающем на модель потоке примерно на порядок ниже. Числа Маха остаются на уровне 10. При наибольшем из исследованных давлений в ресивере неоднородность газодинамических параметров в радиальном направлении не позволяет рассматривать данный вариант как тестовый для аэродинамических экспериментов. При давлении в ресивере менее 10^{-4} атм аэродинамические измерения могут производиться.

Таблица 1

Исходные данные для решения тестовых задач в измерительной секции ГУАТ

№ вар.	УТ#	$P_{квд}$ атм	$P_{кнд}$ атм	$\langle P_s \rangle = p_0$ атм	$\langle T_s \rangle = T_0$ К	p_R атм	L_{Nozzle} см
1	УТ-9	36	0.01	25	4700	0.001 0.0001 0.00001	35
2	УТ-9	36	0.1	25	2000	0.001 0.0001 0.00001	35
3	УТ-9	36	0.5	30	1150	0.001 0.0001 0.00001	35
4	УТ-9	36	1.0	31	850	0.001 0.0001 0.00001	35
5	УТ-9	36	0.01	25	4700	0.001 0.0001 0.00001	17
6	УТ-9	7	0.15	4	850	0.001 0.0001 0.00001	35

4. Заключение

Реализована математическая модель истечения совершенного газа из конического сопла в измерительную секцию лабораторного аэродинамического стенда ГУАТ (Гиперзвуковая Ударная Аэродинамическая Труба) лаборатории Радиационной газовой динамики ИПМех РАН.

Выполнены расчеты газодинамических параметров в сверхзвуковых струях в месте расположения испытуемых аэродинамических моделей. Исследованы типичные параметры, определяющие процесс истечения: давление в критическом сечении $p_0 = 4 \div 31$ атм, температура $T_0 = 850 \div 4700$ К, начальное давление в ресивере $p_R = 10^{-3} \div 10^{-5}$ атм. Были рассмотрены два конических сопла длиной 17 и 35 см.

Установлено, что для исследуемых исходных данных аэродинамические исследования в измерительной секции экспериментального стенда можно проводить для условий в набегающем потоке газа: $M_\infty = 9 \div 10$, давлении $p_\infty = (1.5 \div 9) \times 10^{-4}$ атм в диапазоне температур $T_0 = 50 \div 390$ К. Характерный поперечный радиальный размер модели должен составлять $5 \div 7$ см.

Таким образом, показано, что лабораторный испытательный аэродинамический стенд ГУАТ обладает большими потенциальными возможностями для исследования аэродинамических характеристик и процессов ударно-волнового взаимодействия в сверхзвуковых потоках. Вместе с этим, нелишне напомнить, что условия ударно-волнового движения в рабочей зоне ударной трубы были несколько идеализированы по сравнению с реальными.

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

Литература

1. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Газовая динамика сопел. М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы. 1990. 368 с.
2. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. Издание 4 переработанное и дополненное. М.: Машиностроение. 1989. 464 с.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Глава X. Одномерное движение сжимаемого газа. § 97. Истечение газа через сопло // Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М: Наука, 1986, 736 с.
4. Котов М.А., Рулева Л.Б., Солодовников С.И. Повышение точности экспериментальных работ на ГУАТ//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т.15, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-1/articles/105/>
5. Суржиков С.Т. Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в рабочей зоне гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН// Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021.
6. Суржиков С.Т. Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. М.: Физматлит. 2018. 543 с.

References

1. Pirumov, U. G., Rosljakov, G. S., *Gazovaja dinamika sopel* (Gas dynamics of nozzles), M.: Nauka, Glavnaja redakcija fiz.-mat. literatury, 1990, 368 p.
2. Alemasov, V. E., Dregalin, A. F., Tishin, A. P., *Teorija raketnyh dvigatelej* (Theory of rocket engines), Izdanie 4 pererabotannoe i dopolnennoe, M.: Mashinostroenie, 1989. 464p.
3. Landau, L. D., Lifshic, E. M., *Teoreticheskaja fizika* (Theoretical physics), Vol. 6 *Gidrodinamika* (Hydrodynamics), M: Nauka, 1986, 736 p.
4. Kotov, M. A., Ruleva, L. B., Solodovnikov, S. I., "Improving accuracy experimental works in hypersonic shock aerodynamic tube," *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 15, No. 1, 2014. <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-1/articles/105/>
5. Surzhikov, S. T., "Calculated initial data for solving test problems in the working area of the hypersonic shock wind tunnel HAST of the RadGD Laboratory of the IPMech RAS," *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 22, No. 1, 2021. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/930/>
6. Surzhikov, S. T., *Komp'yuternaja ajerofizika spuskaemyh kosmicheskikh apparatov. Dvuhmernye modeli* (Computer aerophysics of the chuted space vehicles. Two-dimensional models), M.: Fizmatlit, 2018, 543 p.

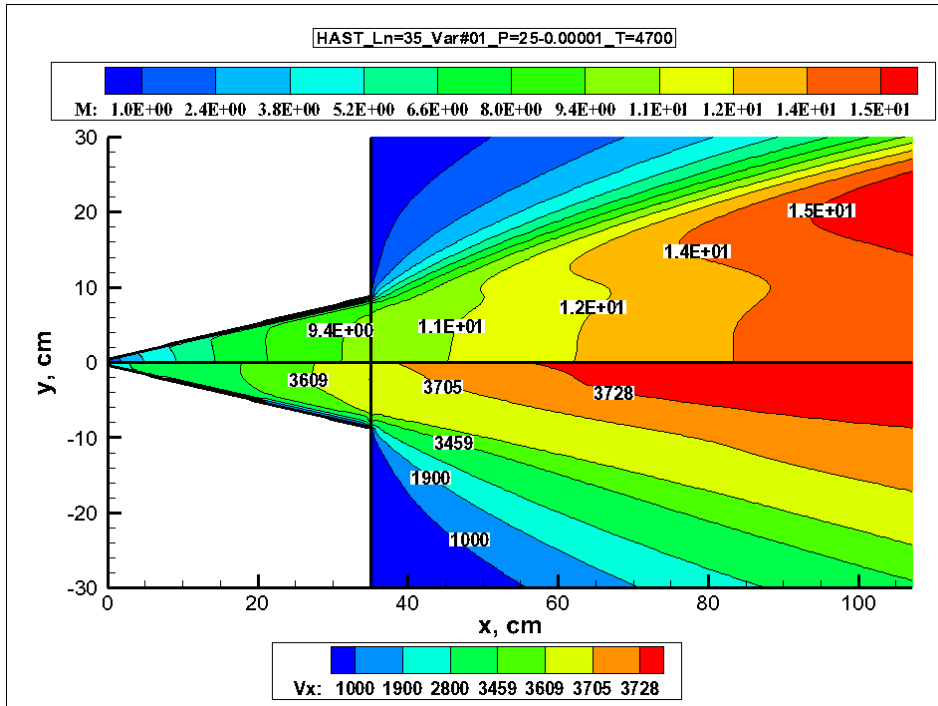


Рис. 3, а. Число Маха и продольная скорость u (вм/с) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

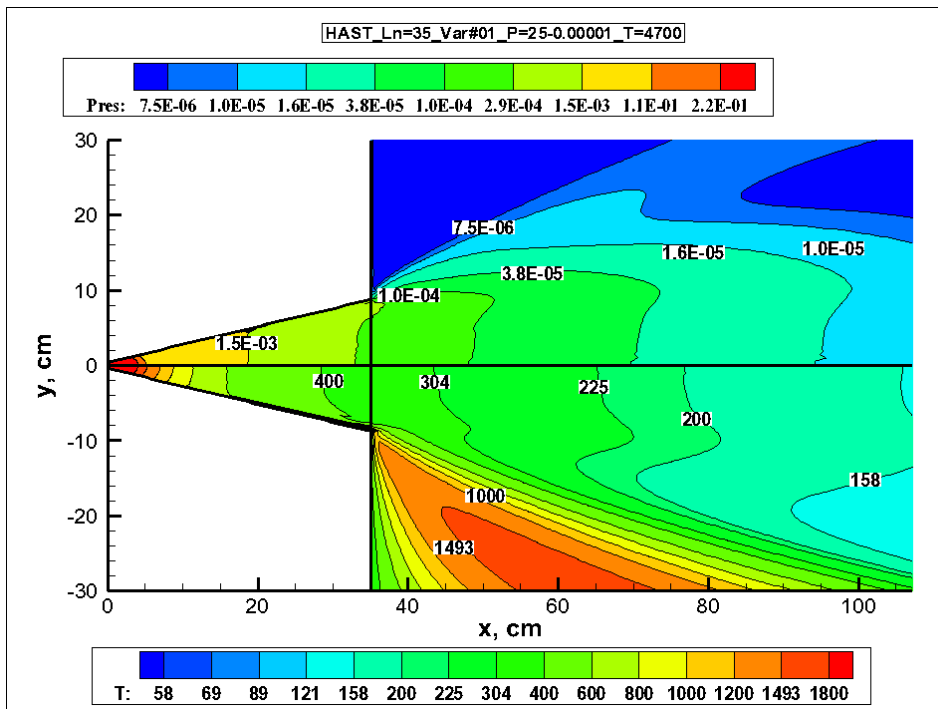


Рис. 3, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

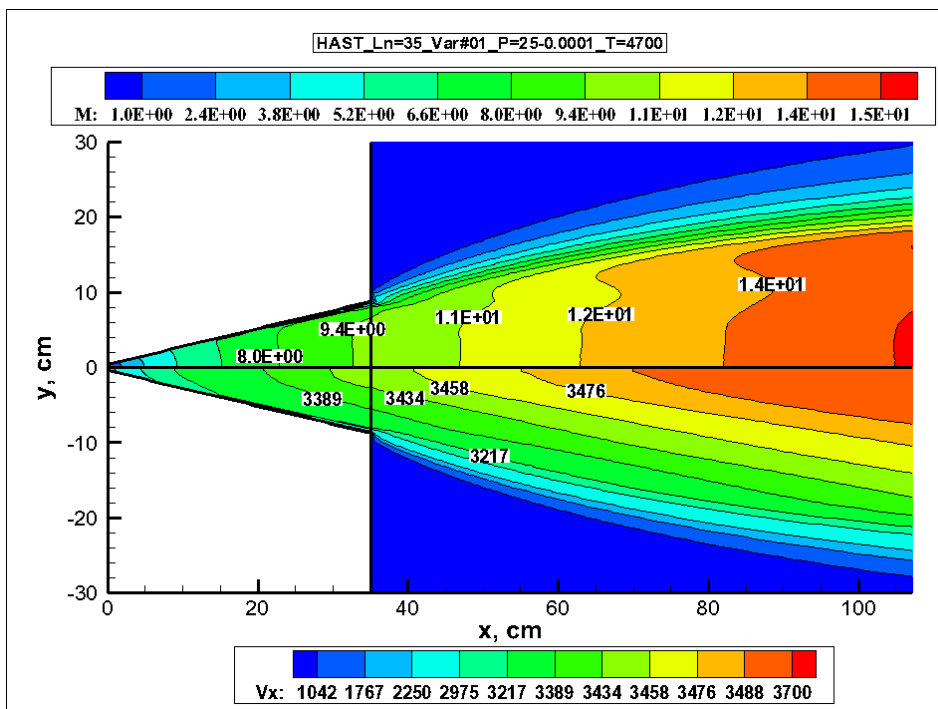


Рис. 4, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

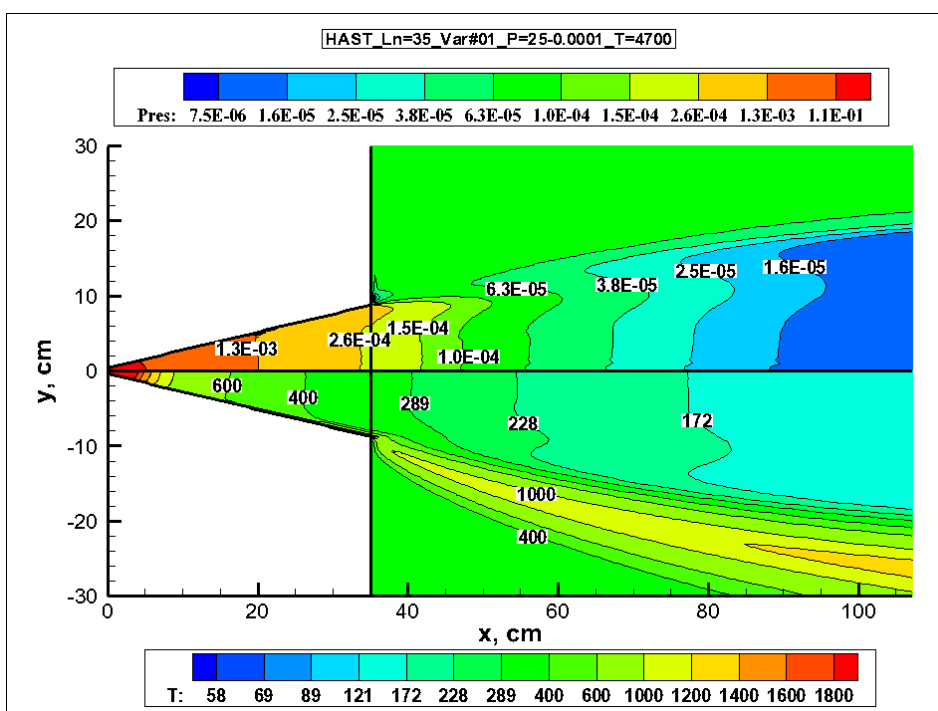


Рис. 4, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

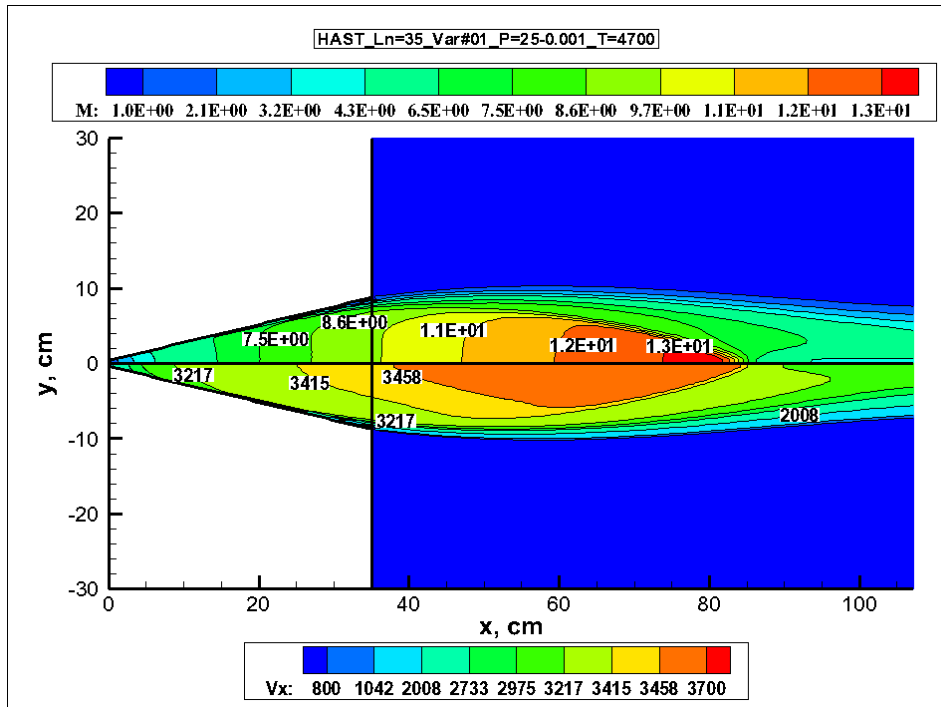


Рис. 5, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

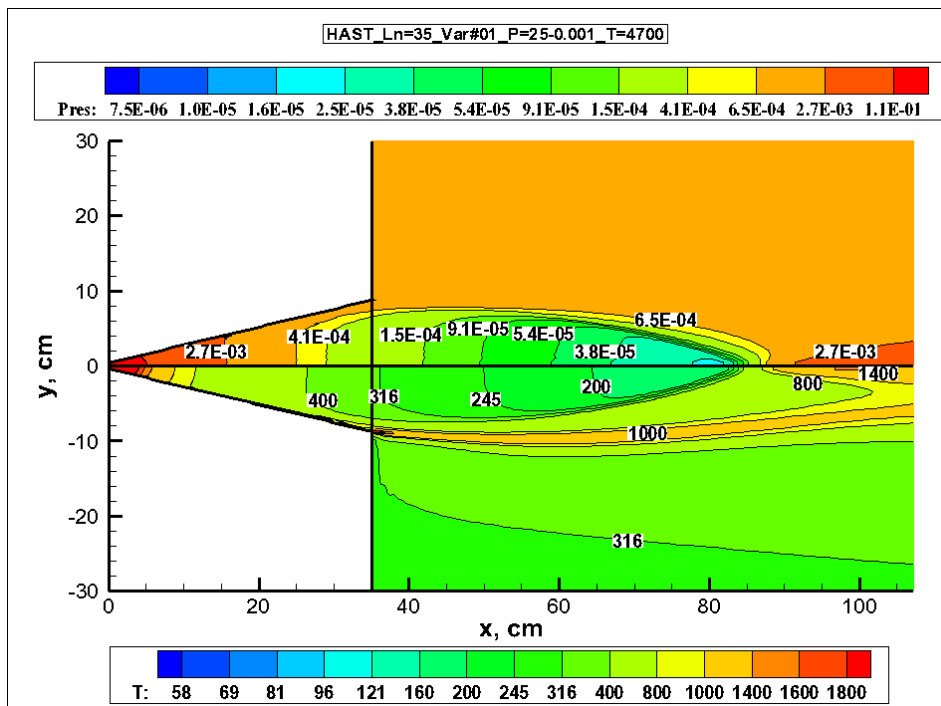


Рис. 5, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

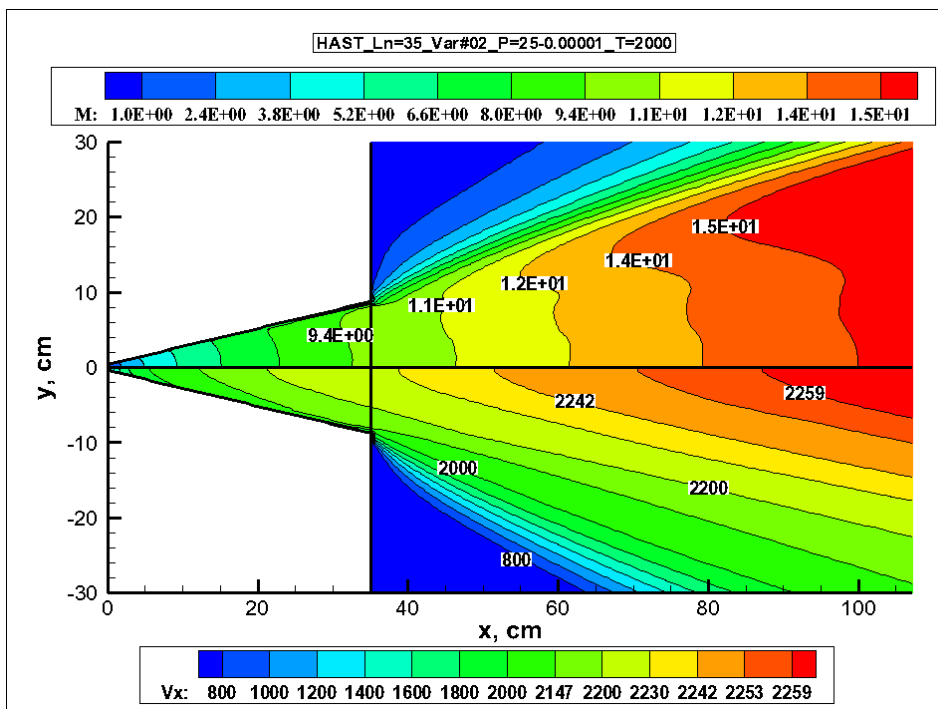


Рис. 6, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

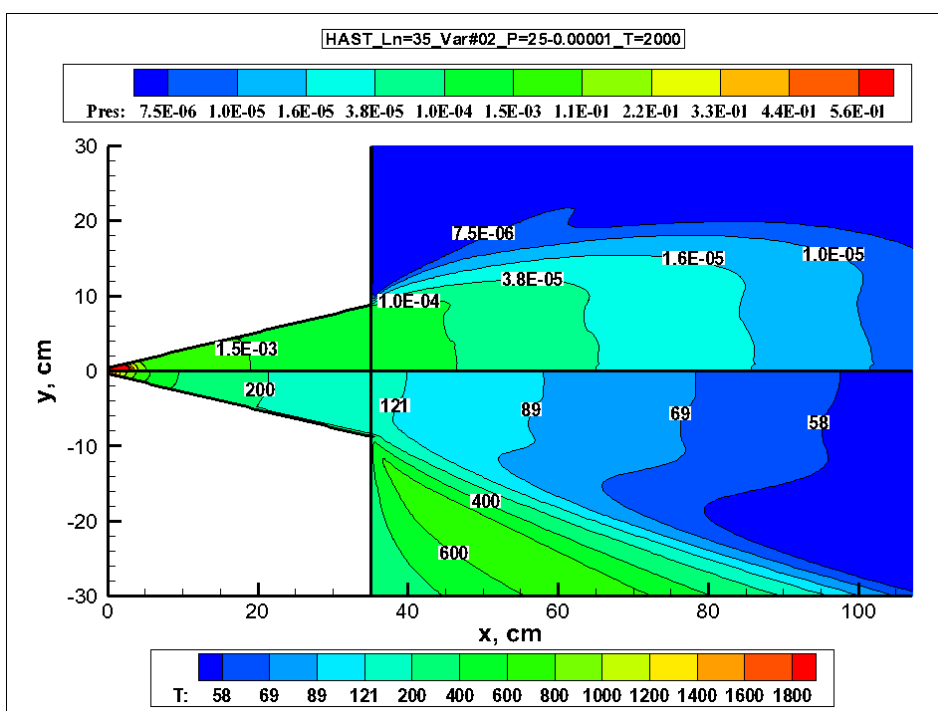


Рис. 6, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

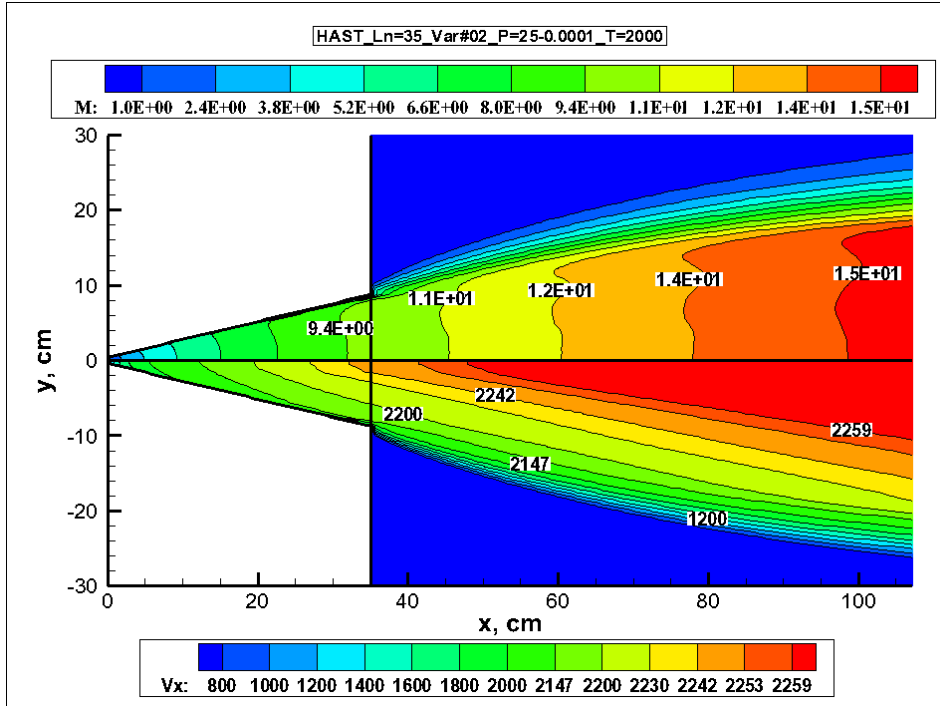


Рис. 7, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

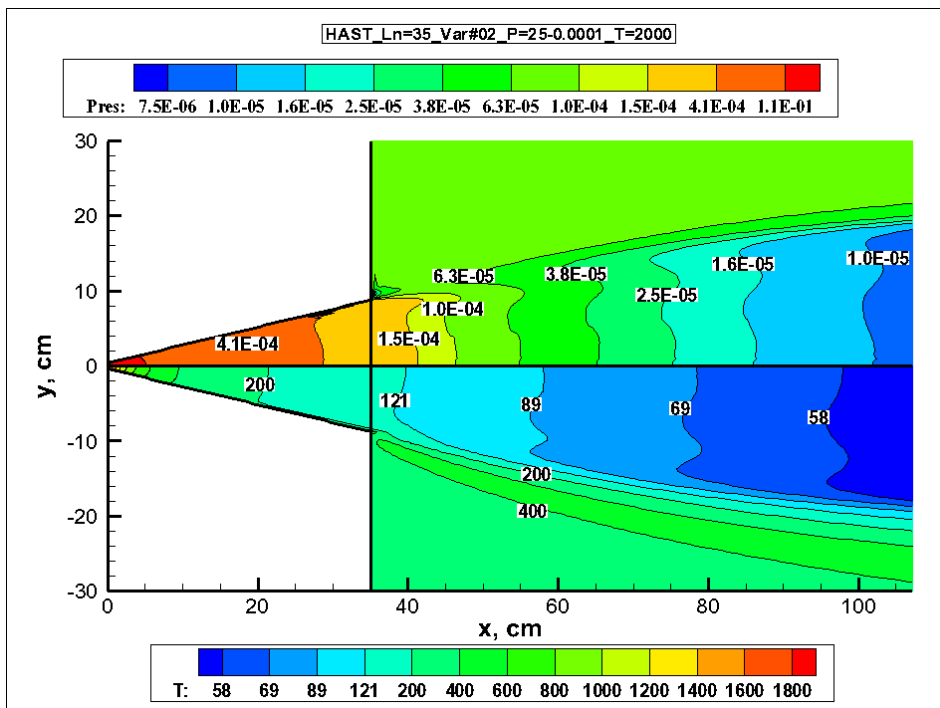


Рис. 7, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

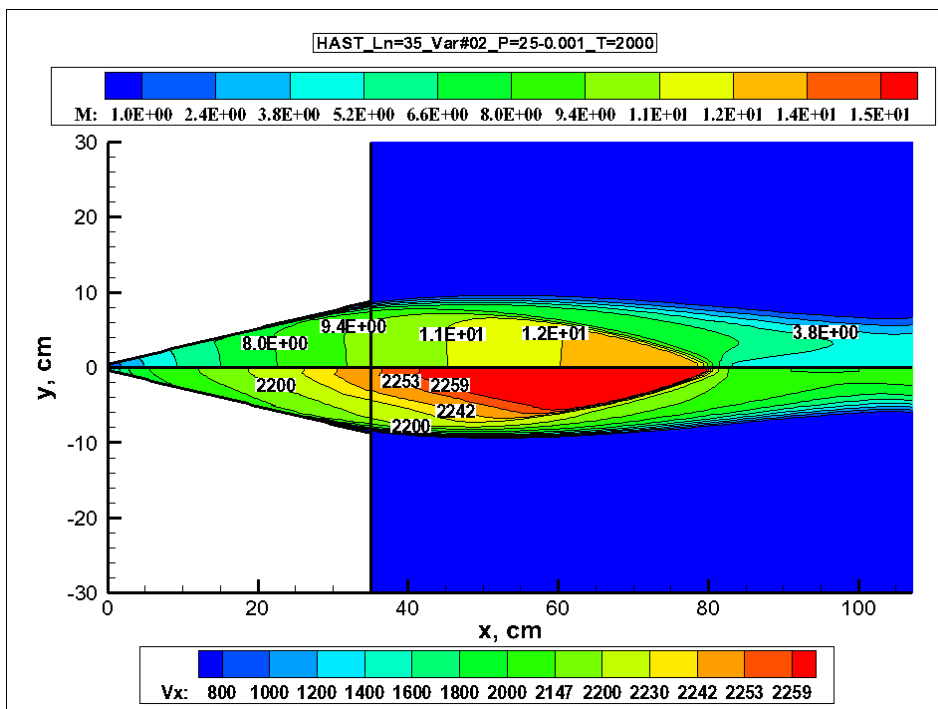


Рис. 8, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

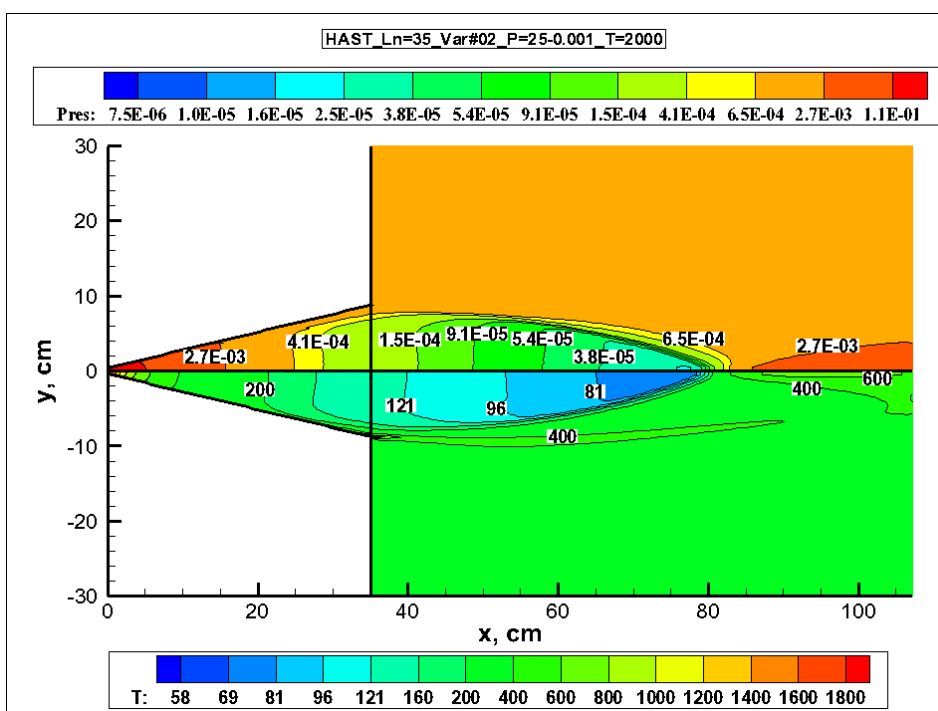


Рис. 8, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 2000$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

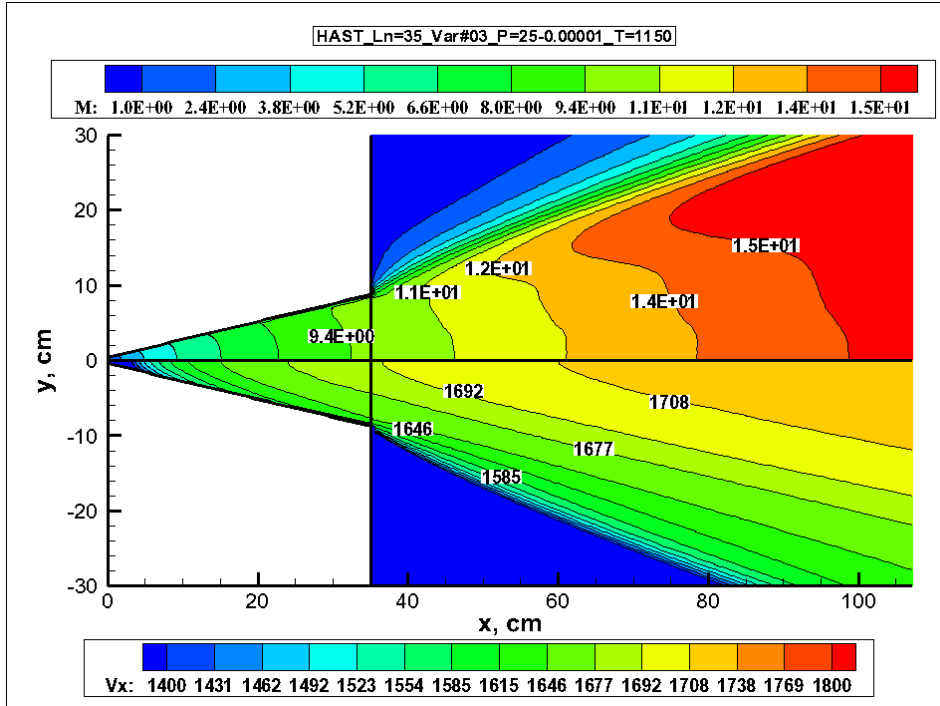


Рис. 9, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

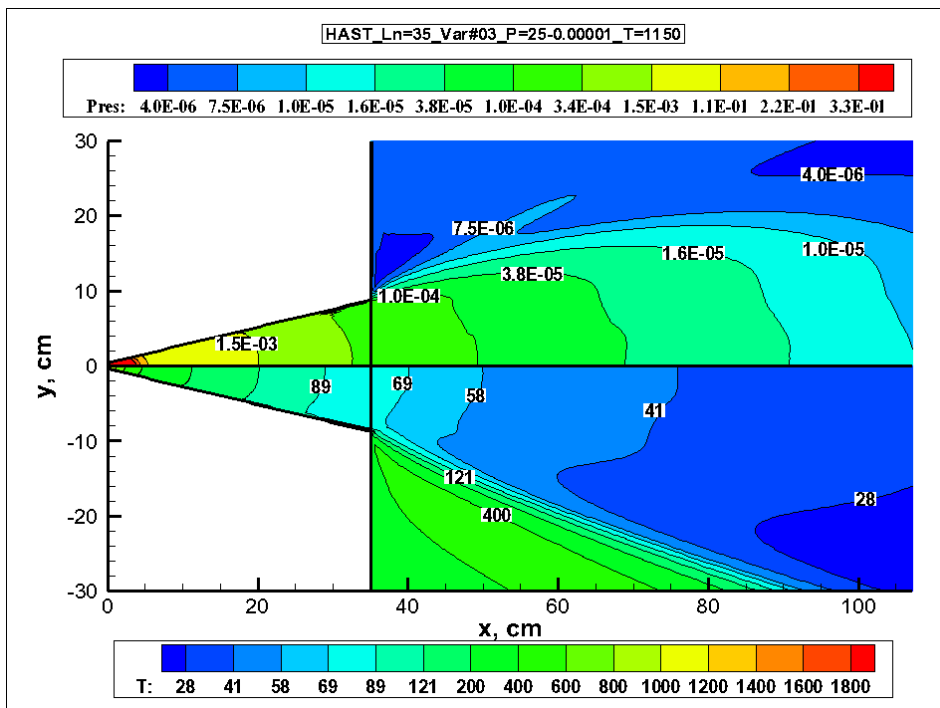


Рис. 9, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

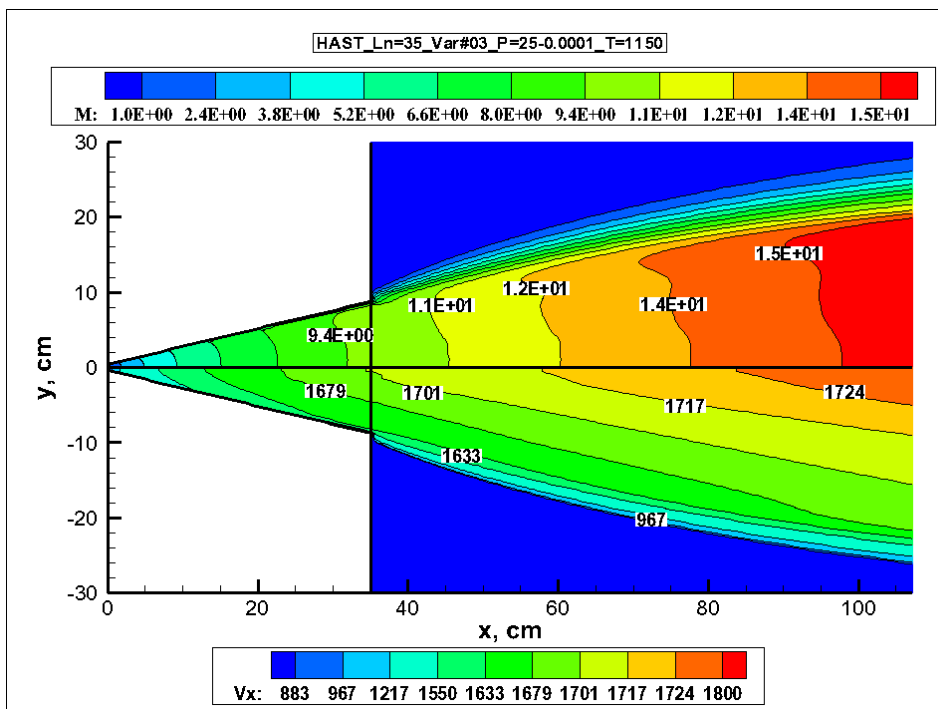


Рис. 10, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

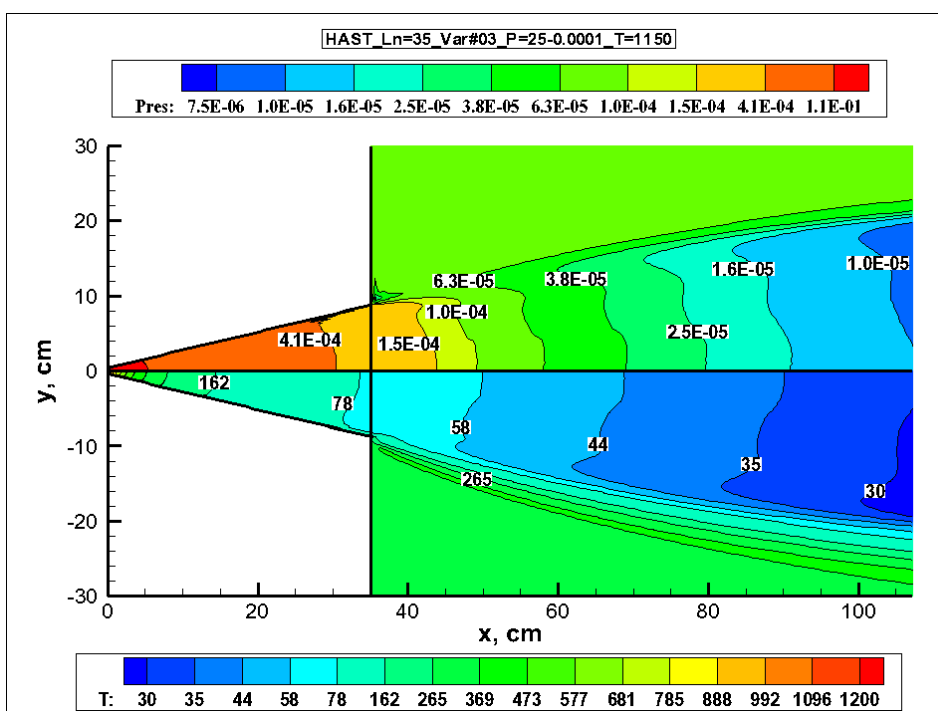


Рис. 10, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

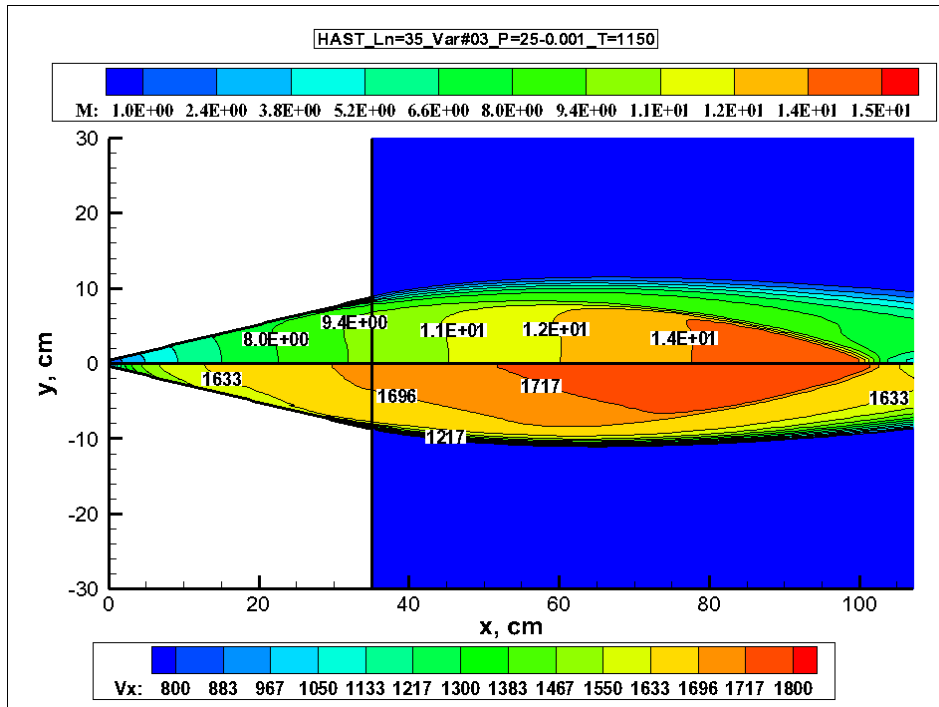


Рис. 11, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

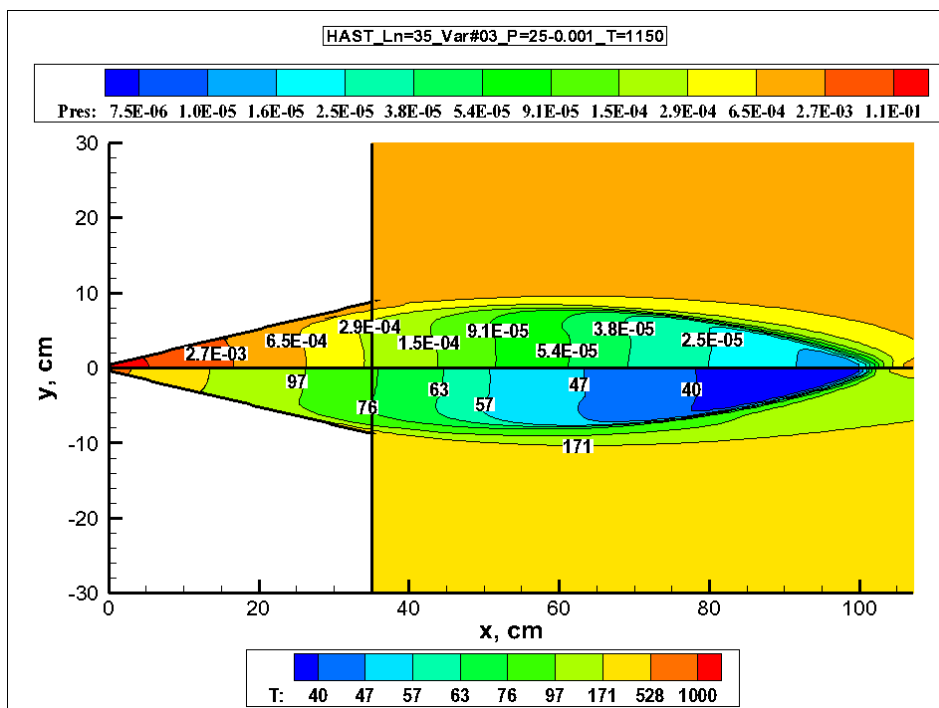


Рис. 11, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 1150$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

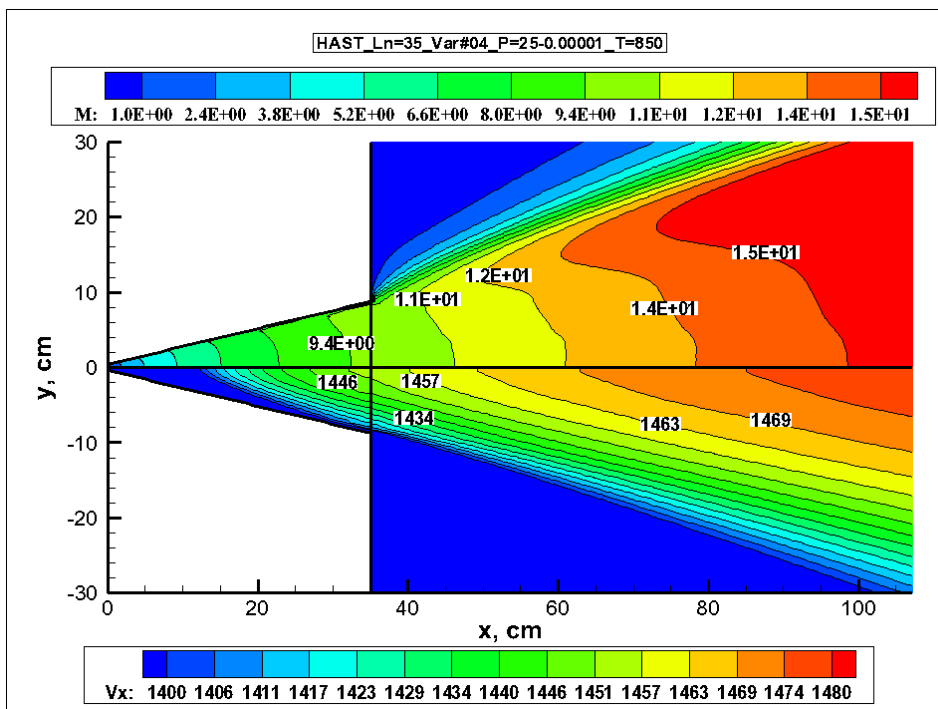


Рис. 12, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

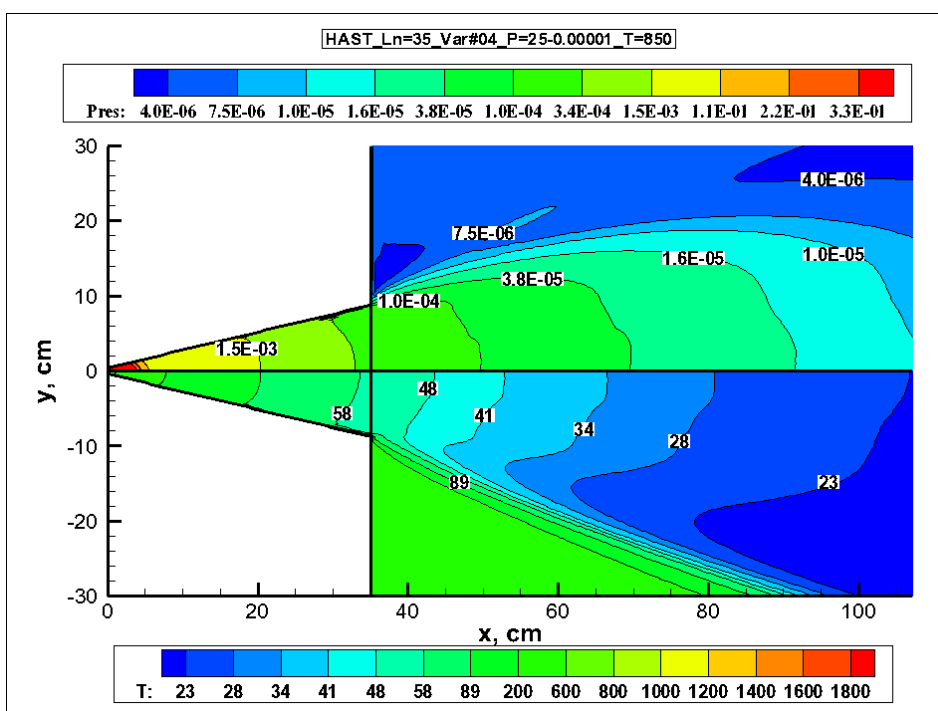


Рис. 12, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

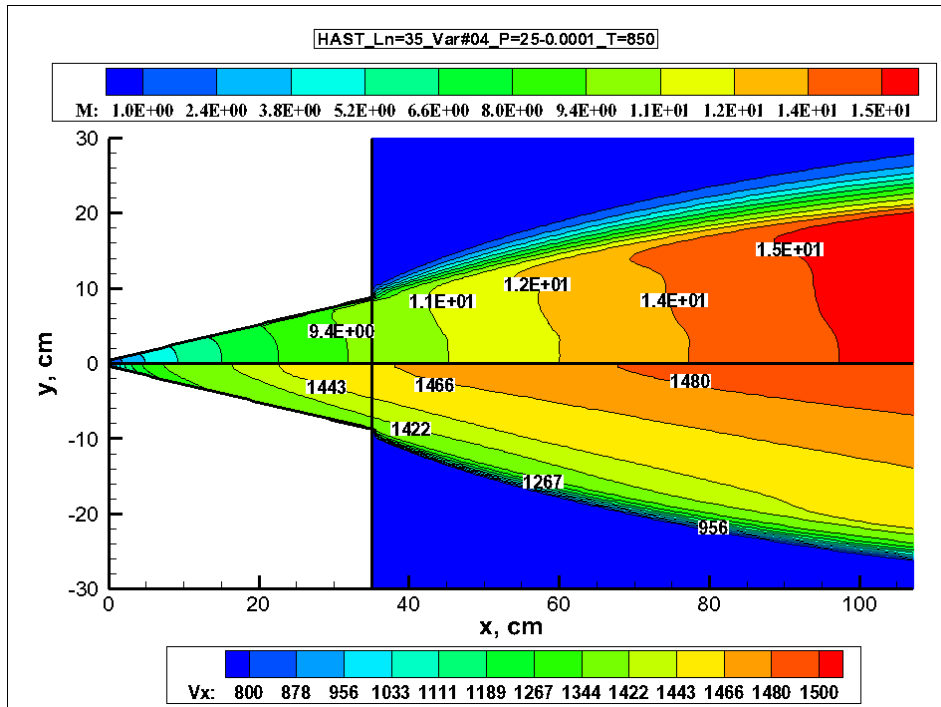


Рис. 13, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

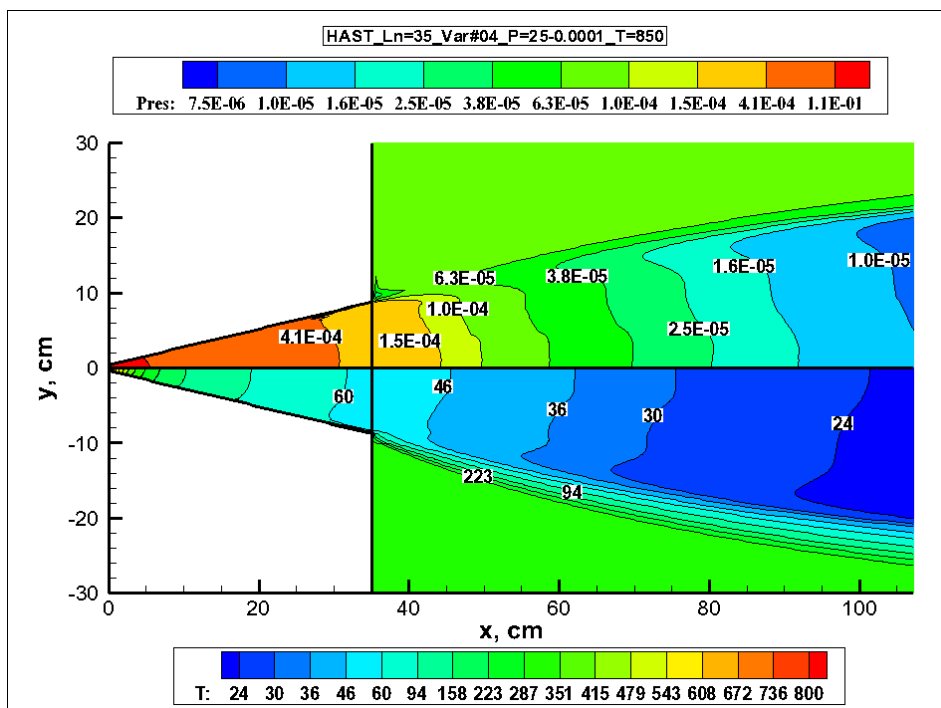


Рис. 13, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

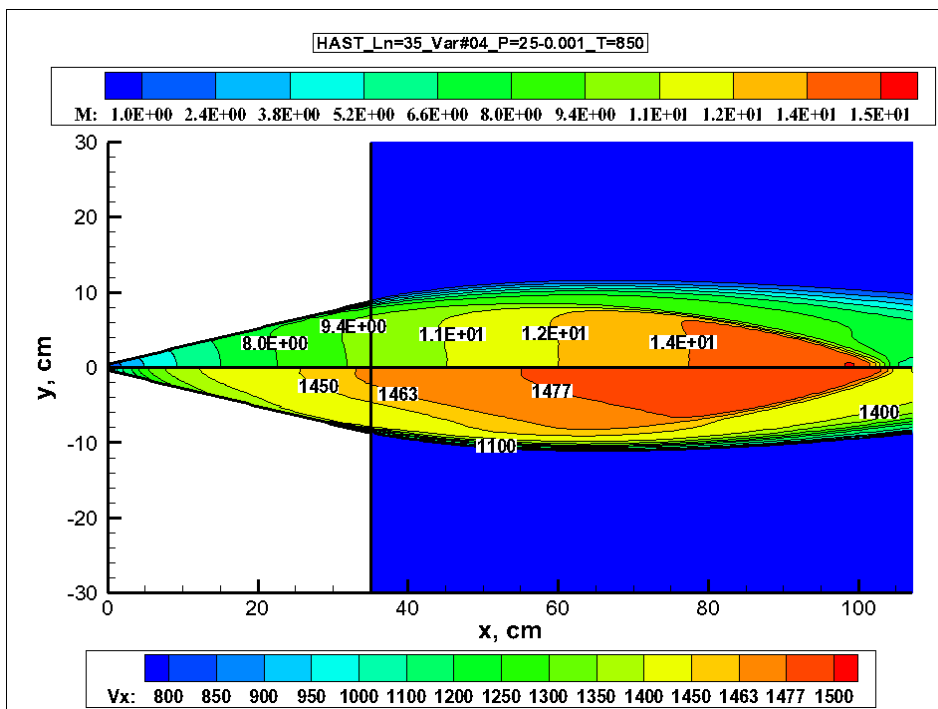


Рис. 14, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

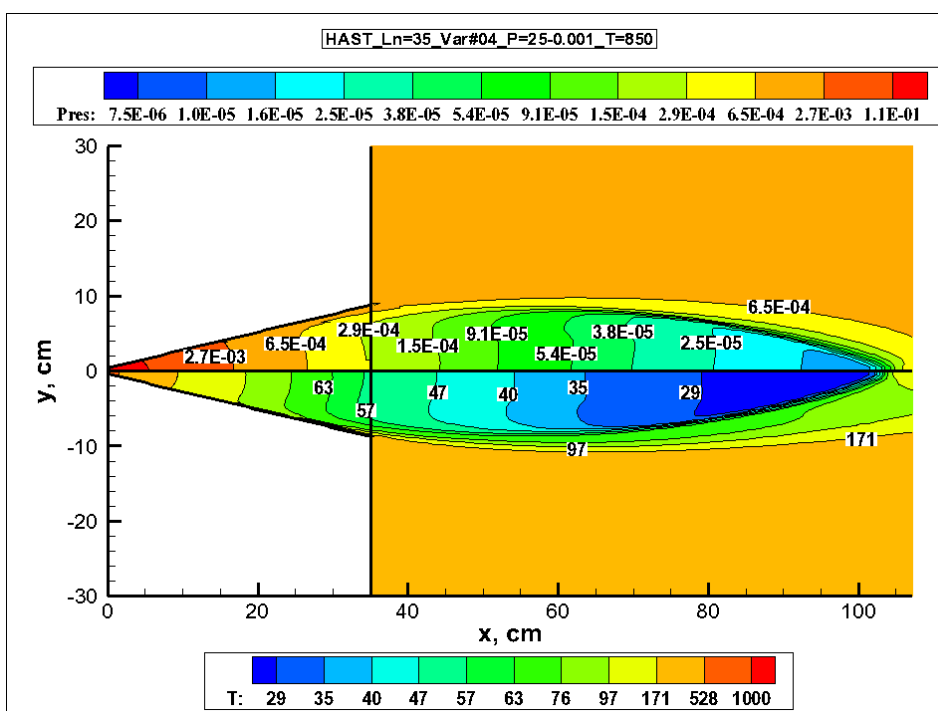


Рис. 14, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

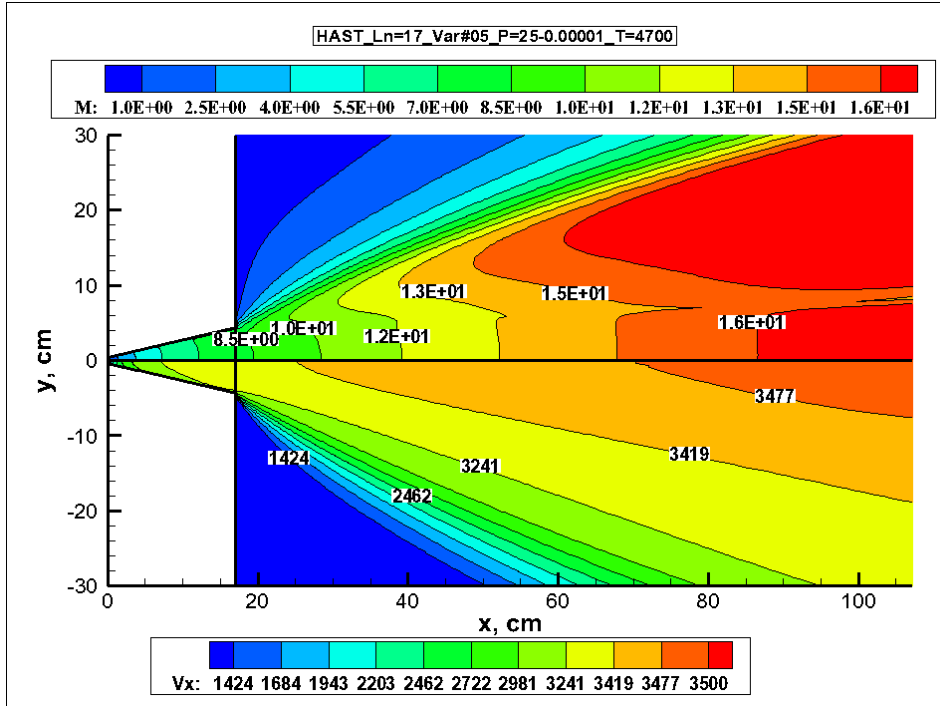


Рис. 15, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 17$ см

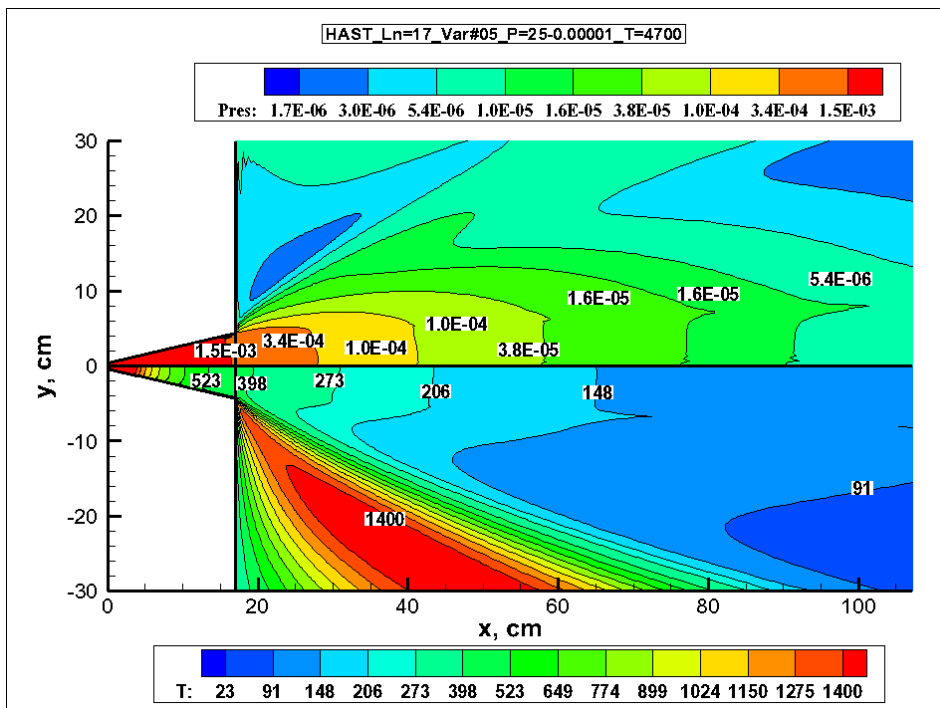


Рис. 15, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700$ К, $p_0 = 25$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 17$ см

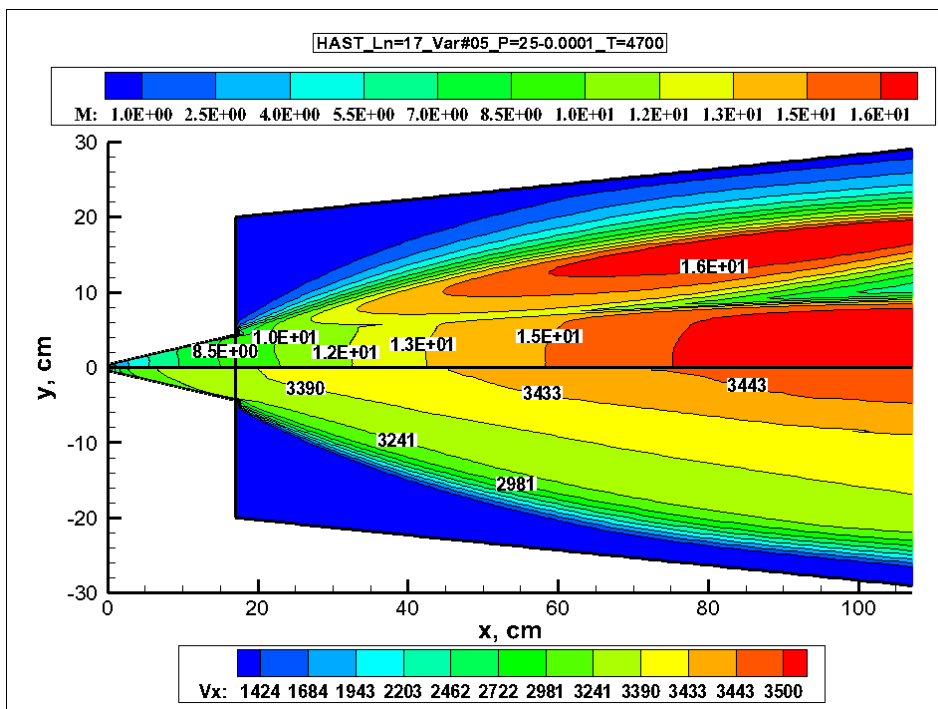


Рис. 16, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 4700\text{K}$, $p_0 = 25\text{ атм}$, $p_R = 10^{-4}\text{ атм}$, $L_n = 17\text{ см}$

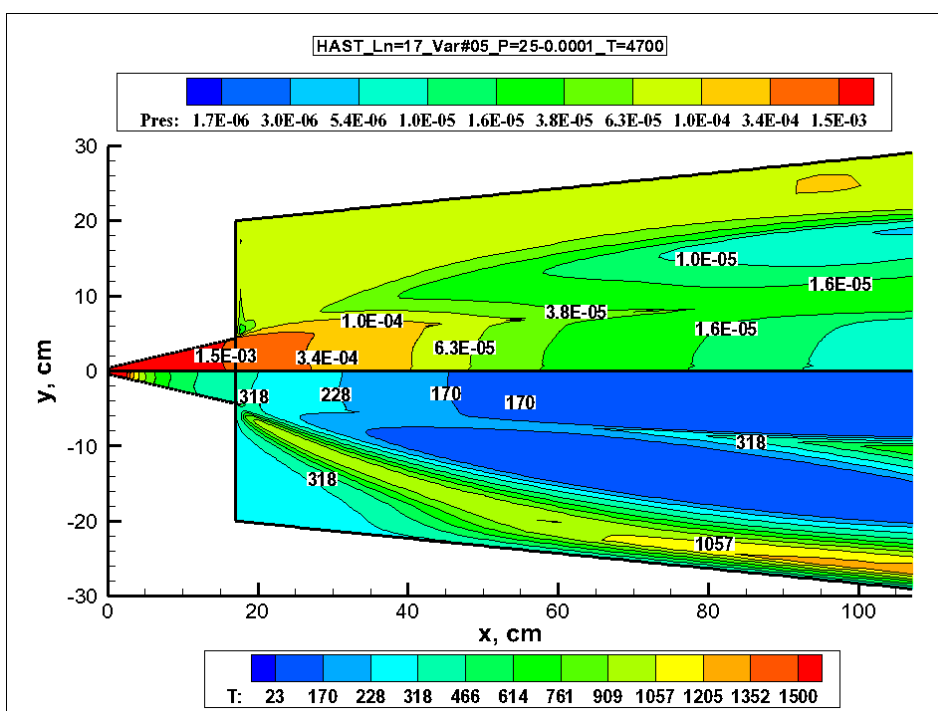


Рис. 16, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700\text{K}$, $p_0 = 25\text{ атм}$, $p_R = 10^{-4}\text{ атм}$, $L_n = 17\text{ см}$

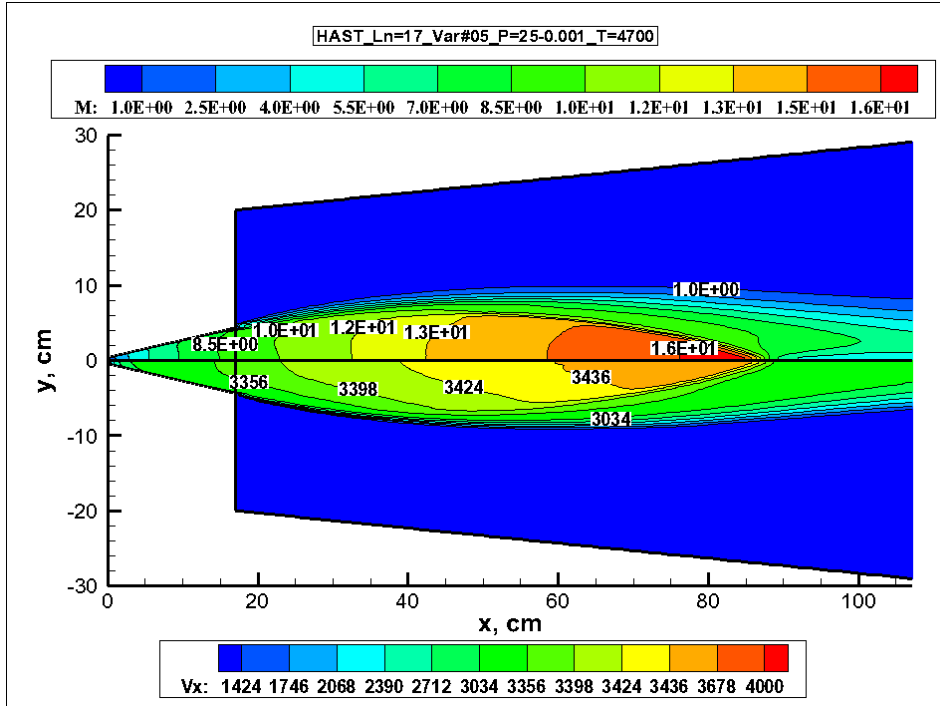


Рис. 17, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 4700\text{K}$, $p_0 = 25\text{ атм}$, $p_R = 10^{-3}\text{ атм}$, $L_n = 17\text{ см}$

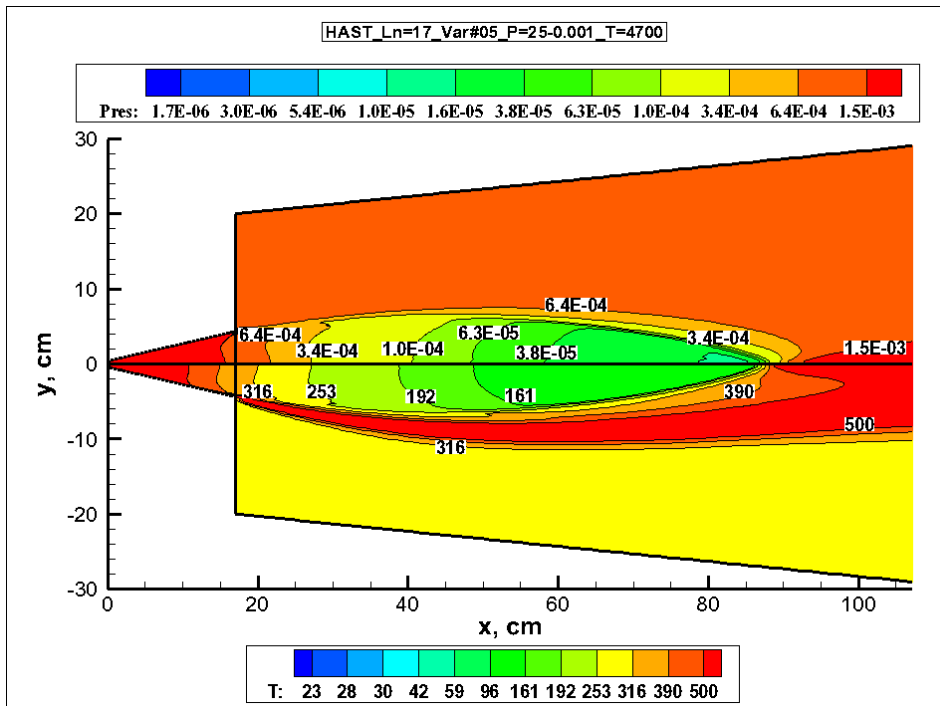


Рис. 17, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 4700\text{K}$, $p_0 = 25\text{ атм}$, $p_R = 10^{-3}\text{ атм}$, $L_n = 17\text{ см}$

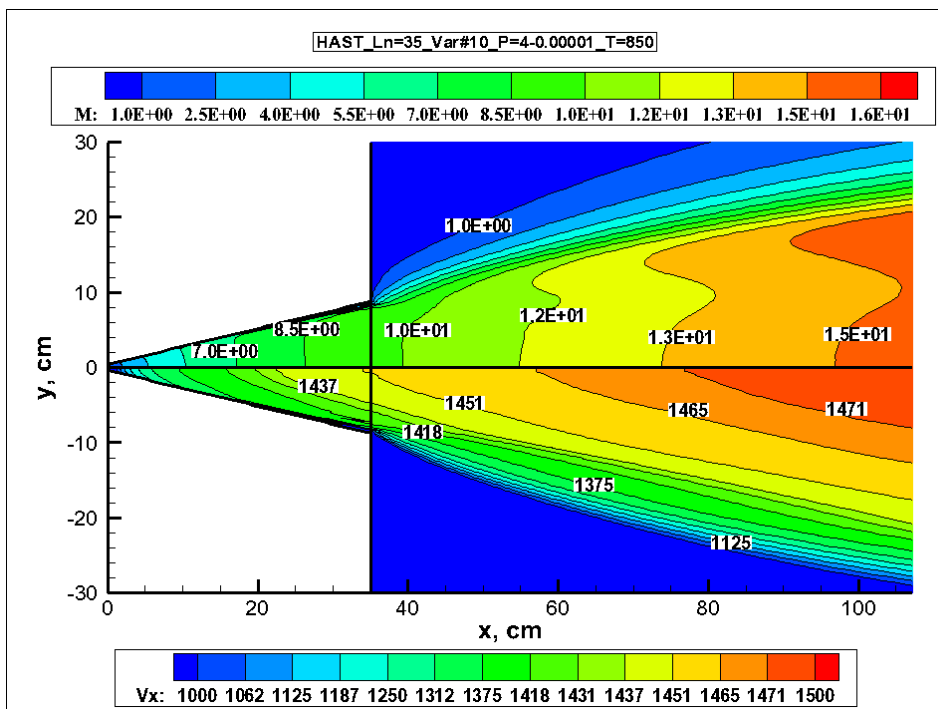


Рис. 18, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

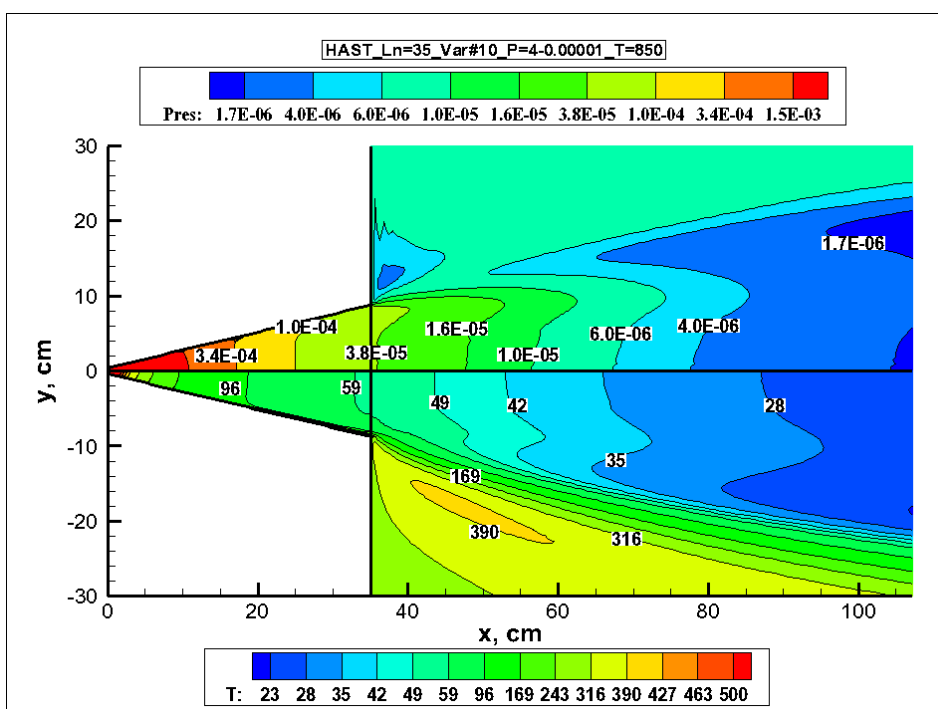


Рис. 18, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-5}$ атм, $L_n = 35$ см

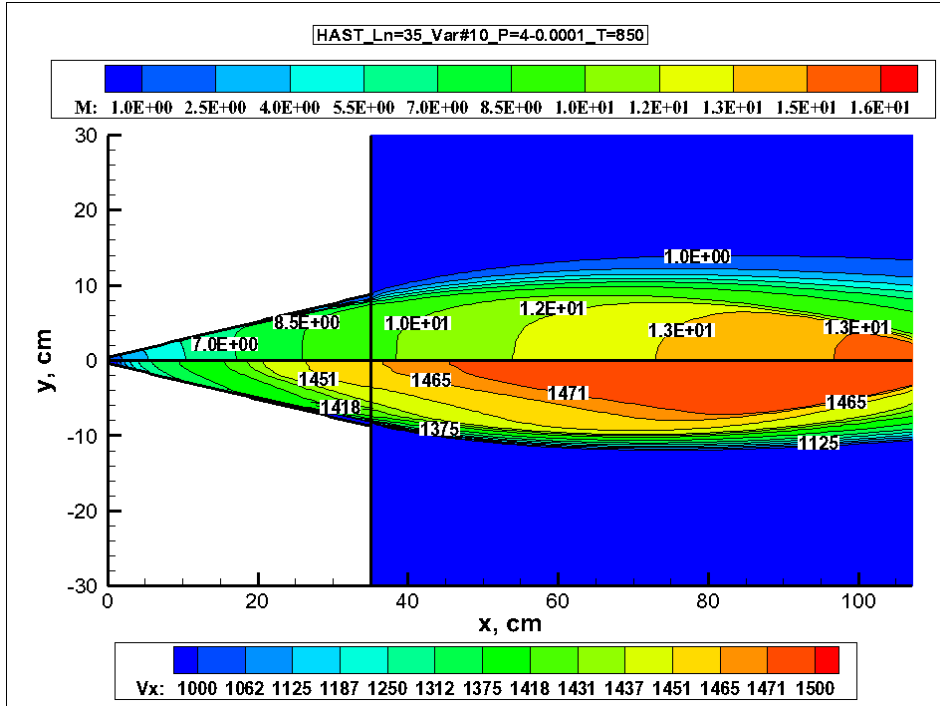


Рис. 19, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

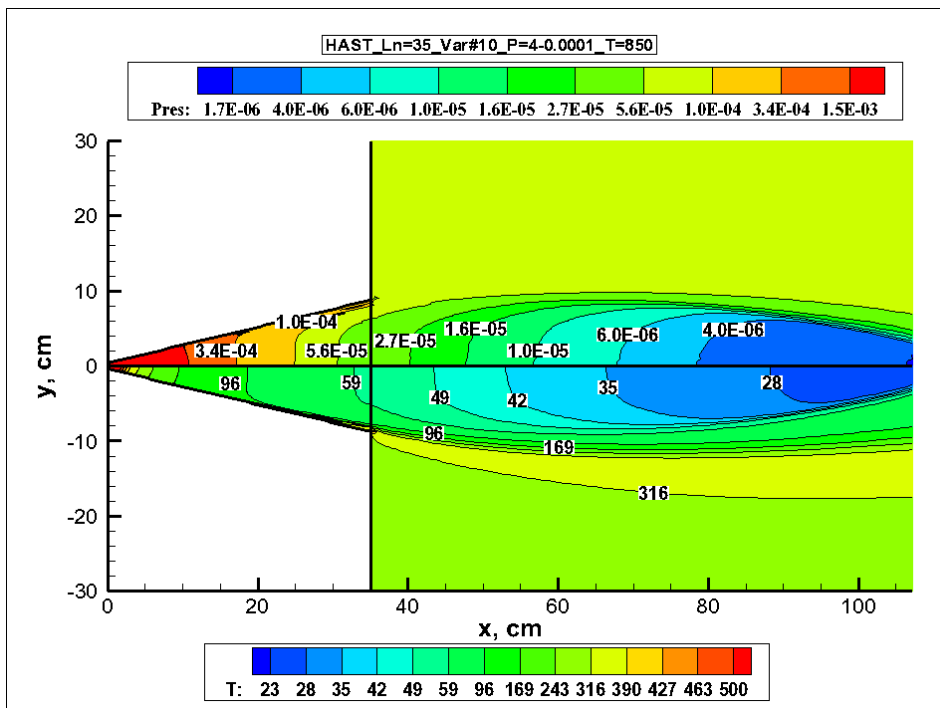


Рис. 19, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-4}$ атм, $L_n = 35$ см

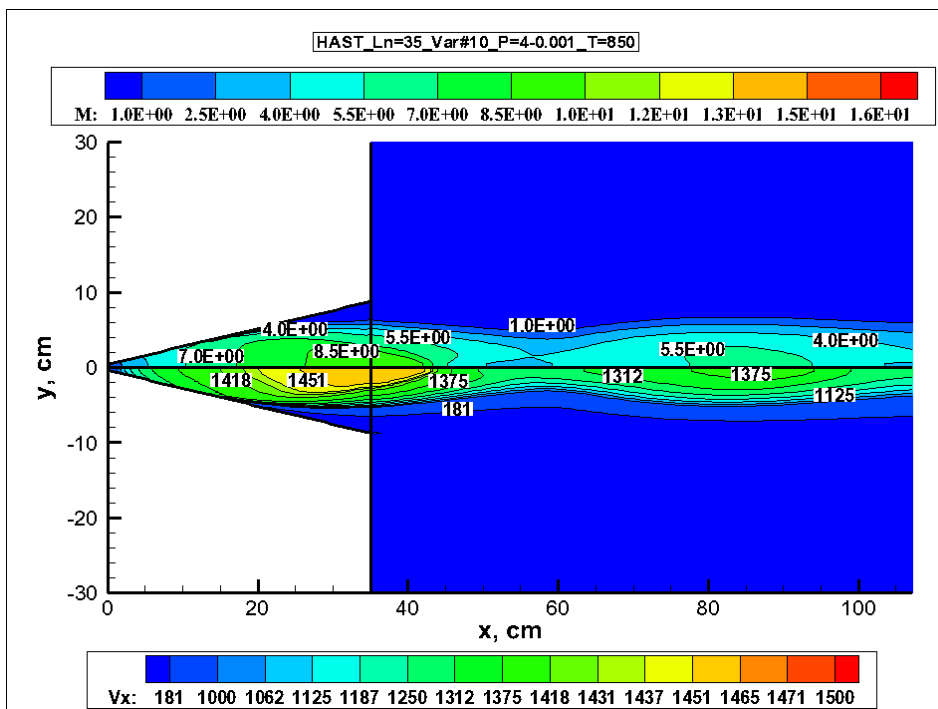


Рис. 20, а. Число Маха и продольная скорость u (в м/с) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

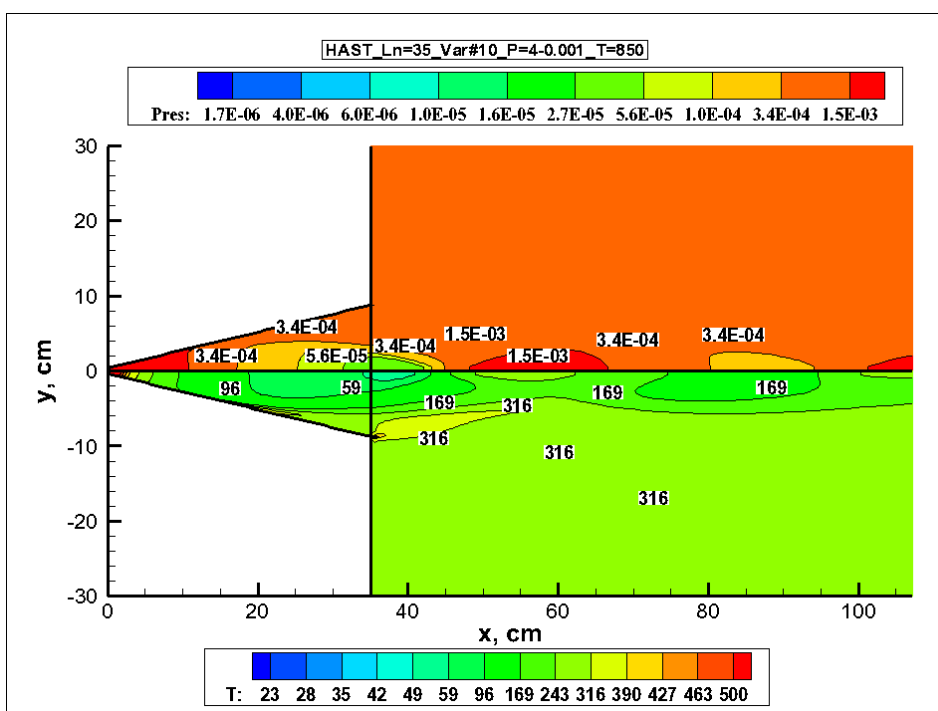


Рис. 20, б. Давление (в атм) и температура (в К) при $T_0 = 850$ К, $p_0 = 4$ атм, $p_R = 10^{-3}$ атм, $L_n = 35$ см

Статья поступила в редакцию 18 января 2021 г.