

УДК 533.6

УПРАВЛЕНИЕ ТЕПЛООБМЕНОМ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРЫ ПРИ ПОМОЩИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ЭНЕРГОВКЛАДА

В.А.Левин¹, Н.Е.Афони́на², В.Г.Громов²

1 – Институт автоматизации и управления ДВО РАН, Владивосток

2 – НИИ механики МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

afonina@imec.msu.ru

Аннотация

Проведена серия параметрических расчетов турбулентного обтекания сферы сверхзвуковым потоком воздуха при наличии областей локального теплоподвода. Расчеты выполнены на основе усредненных уравнений Навье-Стокса и $k - \omega$ модели турбулентности для описания турбулентного переноса.

HEAT EXCHANGE CONTROL ON SPHERE SURFACE USING LOCAL ENERGY INPUT

The series of parametric calculations for turbulent supersonic airflow near sphere with local energy input was carried out. The calculations were made on base of averaged Navier-Stokes equations and $k - \omega$ turbulent model for turbulent transfer description.

Введение

В последние годы возрос интерес к изучению различных методов управляемого изменения структуры течения и аэродинамических характеристик летательных аппаратов с помощью дистанционного воздействия на газовый поток сфокусированного электромагнитного поля (газового разряда). Данная проблема впервые была поставлена в России, затем подобные исследования проводились и в других странах. В настоящее время возможность реализации этой идеи подтверждена в лабораторных экспериментах [1-4]. Проведено численное исследование процесса взаимодействия газа с электромагнитным полем и газодинамических аспектов проблемы [5, 6]. Большая часть газодинамических результатов получена на основе модели теплового источника, когда поглощение электромагнитной энергии моделируется выделением тепла с интенсивностью, распределенной по заданному закону в конечной области течения. В [7] в линейной постановке показано, что подвод энергии на участке перед тонким осесимметричным телом весьма эффективен для снижения волнового сопротивления. Возможность радикального изменения поля течения и уменьшения волнового сопротивления путем подвода небольшого количества энергии в локальной области вверх по потоку от затупленного тела продемонстрирована в [8]. Влияние локального энергоподвода на волновое сопротивление осесимметричных острых и тупых тел различной формы изучено в [9-12]. Отмечено появление отрывных зон и существенное снижение (до 50 %) волнового сопротивления. Установлено, что сэкономленная энергия многократно превышает затраченную. В [13-14] рассмотрены невязкие пространственные течения с энергоподводом перед телами простой формы. Полученные результаты подтвердили возможность изменения подъемной силы и опрокидывающего момента с помощью подвода энергии в набегающий поток. Результаты расчетов сверхзвукового обтекания сферического затупления вязким теплопроводным газом при наличии теплоподвода приведены в [15-17]. Анализ полученных данных показал, что существенное снижение сопротивления может быть дос-

тигнуто при весьма малых значениях интенсивности теплоподвода, при этом тепловая нагрузка увеличивается незначительно. Возможность снижения сопротивления трения в турбулентном пограничном слое с помощью локального теплоподвода исследована в работах [18-19].

В настоящей работе приведены некоторые результаты численного исследования сверхзвукового обтекания сферы при наличии локального теплоподвода вблизи поверхности сферы и в области ближнего следа. Такой энергоподвод может быть реализован, в частности, с помощью скользящего или свободно локализованного СВЧ разряда [20]. Расчеты выполнены на основе осредненных уравнений Навье-Стокса с использованием $k-\omega$ модели турбулентности для описания процесса турбулентного переноса. Получены оценки влияния подвода тепла на структуру течения, аэродинамическое сопротивление и теплообмен в зависимости от интенсивности и локализации энергоподвода.

Основные предположения

1. Воздух рассматривается как идеальная однотемпературная смесь молекулярного кислорода и азота с постоянными значениями мольных концентраций компонентов смеси $X_{O_2} = 0.21$ и $X_{N_2} = 0.79$.
2. Для описания молекулярного переноса используется приближение Навье-Стокса.
3. Турбулентное течение описывается осредненными по Фавру [21] давлением p , вектором скорости \vec{u} , и температурой T .
4. Для описания процесса турбулентного переноса используется приближение Буссинеска и $k-\omega$ модель турбулентности [22].

Уравнение состояния. Термическое уравнение состояния имеет вид

$$p = \rho R_u T / M,$$

где ρ - усредненная плотность, R_u - универсальная газовая постоянная, M - средний молекулярный вес воздуха.

Термодинамическая модель Вращательные и колебательные энергетические моды компонентов воздуха описываются равновесной моделью «жесткий ротатор-гармонический осциллятор» с характеристическими колебательными температурами $T_{v,O_2} = 2228$ К и $T_{v,N_2} = 3336$ К. В этом случае внутренняя энергия единицы массы газа e и теплоемкость c_p определяются выражениями

$$e = \frac{5}{2} \frac{R_u}{M} T + \frac{R_u}{M} \sum_k \frac{T_{v,k} X_k}{\exp(T_{v,k}/T) - 1}; \quad c_p = \frac{7}{2} \frac{R_u}{M} T + \frac{R_u}{M} \sum_k \frac{(T_{v,k}/T)^2 \exp(T_{v,k}/T) X_k}{[\exp(T_{v,k}/T) - 1]^2};$$

Модель молекулярного переноса. Тензор молекулярного потока импульса $\hat{\tau}_M$ связан с тензором скоростей деформаций $\hat{\varepsilon}$ соотношением

$$\hat{\tau}_M = -\mu_M \hat{\varepsilon},$$

где компоненты тензора $\hat{\varepsilon}$ имеют вид:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij},$$

а зависимость коэффициента молекулярной вязкости от температуры аппроксимируется степенной формулой $\mu_M = a_\mu T^{0.683}$.

Молекулярный тепловой поток \vec{q}_M определяется выражением

$$\vec{q}_M = -\lambda_M \frac{\partial T}{\partial \vec{r}},$$

где коэффициент теплопроводности λ_M определяется через μ_M , c_p и молекулярное число Прандтля $Pr_M = 0.7$: $\lambda_M = \frac{\mu_M c_p}{Pr_M}$

Модель турбулентного переноса. В соответствии с гипотезой Буссинеска тензор турбулентных потоков импульса $\hat{\tau}_T$ и турбулентный тепловой поток \vec{q}_T представляются в виде, аналогичном молекулярному переносу

$$\hat{\tau}_T = -\mu_T \hat{\varepsilon}, \quad \vec{q}_T = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial \vec{r}},$$

Коэффициенты вихревой вязкости μ_T и турбулентной теплопроводности λ_T определяются через турбулентную энергию k и удельную скорость диссипации ω [22]

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega}, \quad \lambda_T = \frac{\mu_T c_p}{Pr_T}$$

Значения турбулентной энергии k и удельной скорости диссипации ω находятся из двух дифференциальных уравнений [22]

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - (\mu_M + \sigma_T^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = b_k,$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j \omega - (\mu_M + \sigma_T \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = b_\omega,$$

где $b_k = \mu_T \hat{\varepsilon}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_T^* \rho \omega k$, $b_\omega = \gamma_T \rho \hat{\varepsilon}_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_T \rho \omega^2$,

$$\beta_T^* = 0.09, \quad \gamma_T = 0.56, \quad \beta_T = 0.075, \quad \sigma_T = 0.5, \quad \sigma_T^* = 0.5.$$

Предполагается, что турбулентное число Прандтля $Pr_T = 1$.

Система уравнений

Осредненные по Фавру интегральные уравнения Навье-Стокса, описывающие стационарное осесимметричное течение газа в цилиндрической системе координат $(x, y \geq 0, \varphi)$, имеют вид

$$\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{U} y dS + \int_{\delta S} \vec{n} \cdot \vec{\mathbf{F}} y dl = \int_S y dS,$$

где S – фиксированная контрольная область в некоторой меридиональной плоскости (x, y) , δS – граница области, $\vec{n} = (n_x, n_y)$ – единичная внешняя нормаль к δS , \mathbf{U} – набор кон-

сервативных переменных, отнесенных к единице объема, $\vec{\mathbf{F}} = \vec{\mathbf{F}}^{inv} + \vec{\mathbf{F}}^{vis}$ - сумма невязких и вязких потоков \mathbf{U} через единицу площади границы области, $\mathbf{\Omega}$ состоит из источниковых членов в единице объема. Для рассматриваемой газофазной модели

$$\mathbf{U} = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho e_0, \rho k, \rho \omega\}^T;$$

$$\vec{\mathbf{F}} = \left\{ \begin{array}{l} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} u + p \vec{n} n_x \\ \rho \vec{u} v + p \vec{n} n_y \\ \rho \vec{u} h_0 \\ \rho \vec{u} k \\ \rho \vec{u} \omega \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \vec{\tau}_x \\ \vec{\tau}_y \\ \vec{q}_h + u \vec{\tau}_x + v \vec{\tau}_y \\ \vec{q}_k \\ \vec{q}_\omega \end{array} \right\};$$

$$\mathbf{\Omega} = \{0, 0, b_y, b_h, b_k, b_\omega\}^T.$$

Здесь u, v - компоненты вектора скорости \vec{u} , $e_0 = e + 0.5(\vec{u} \cdot \vec{u})$ - полная энергия единицы массы газа, $h_0 = e_0 + p / \rho$ - полная энтальпия, b_h - мощность теплового источника в единице объема,

$$\vec{\tau}_x = (\tau_{xx}, \tau_{xy}), \quad \vec{\tau}_y = (\tau_{yx}, \tau_{yy}), \quad \hat{\tau} = \hat{\tau}_M + \hat{\tau}_T = -(\mu_M + \mu_T) \hat{\varepsilon}$$

$$\vec{q}_h = \vec{q}_M + \vec{q}_T = -(\lambda_M + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial \vec{r}},$$

$$\vec{q}_k = -(\mu + \sigma_T^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial \vec{r}}, \quad \vec{q}_\omega = -(\mu + \sigma_T^* \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial \vec{r}}$$

$$b_y = (p + \tau_{\phi\phi}) / y.$$

Численный метод. Уравнения движения газ решаются численно методом конечного объема на структурированной многоблочной сетке. При таком подходе система разностных уравнений состоит из численных аналогов уравнений сохранения для четырехгранных ячеек, покрывающих расчетную область и разностных аппроксимаций граничных условий. Уравнения записаны относительно значений исходных переменных $\mathbf{Z} = \{p, u, v, T, k, \omega\}$ в центрах ячеек и в центрах сторон ячеек, лежащих на поверхности обтекаемого тела. Ячейки блоков образованы пересечением двух дискретных семейств кривых. Невязкие потоки $\vec{\mathbf{F}}_G^{inv}$ через границы ячеек вычисляются по результату точного решения задачи о распаде произвольного разрыва $\mathbf{Z}_G = \mathfrak{R}(\mathbf{Z}_G^L, \mathbf{Z}_G^R)$, где \mathfrak{R} - оператор решения задачи. Левые \mathbf{Z}_G^L и правые \mathbf{Z}_G^R граничные значения исходных переменных определяются с помощью одномерной интерполяции значений \mathbf{Z} в центрах ячеек на рассматриваемую границу между ячейками. Вязкие потоки $\vec{\mathbf{F}}_G^{vis}$ через грани ячеек вычисляются с использованием центральных или односторонних разностных формул второго порядка точности. Разностные уравнения решаются с помощью двухслойной итерационной схемы.

Результаты

Рассмотрено обтекание сферы радиуса 1 м сверхзвуковым потоком воздуха с числом Маха $M_\infty = 2.0$, $p_\infty = 1$ атм и температурой торможения $T_0 = 300\text{K}$. Значение числа Рейнольдса, вычисленного по параметрам набегающего потока и радиусу сферы составляет при этом $Re_\infty = 9 \cdot 10^7$. Значения параметров турбулентной модели в набегающем потоке определялись из условий

$$k_\infty / 0.5u_\infty^2 = 10^{-7}, \quad (\mu_T / \mu_M)_\infty = 0.003.$$

Предполагалось, что поверхность сферы непроницаема и теплоизолирована. Соответствующие граничные условия имеют вид

$$\vec{u}_w = 0, \quad q_w = 0.$$

Параметры турбулентной модели на стенке определялись из условий

$$k_w = 0, \quad \omega_w = \frac{6\mu_{M,w}}{\rho_w \beta_T \Delta_w n},$$

где $\Delta_w n$ - размер ближайшей к стенке разностной ячейки в направлении нормали к поверхности.

В расчетах варьировались расположение и конфигурация областей теплоподвода и его интенсивность. Области теплоподвода занимали порядка 200-500 ячеек разностной сетки и располагались вблизи поверхности сферы и в зоне отрыва потока. Интенсивность подвода тепла внутри локальной области была постоянной. Суммарная мощность теплоподвода составляла 3-10% от суммарной мощности, затрачиваемой на преодоление волнового сопротивления потока. Параметры рассмотренных вариантов теплоподвода представлены в *таблице 1*.

Таблица 1

Параметры вариантов теплоподвода

Вариант	ψ_c°	r_c / R	d_ψ / R	d_r / R	Vol_h / R^3	α_h
1	104.5	1.0118	0.1940	0.0236	$2.84 \cdot 10^{-2}$	0.03
2	104.5	1.0416	0.1999	0.0824	$1.06 \cdot 10^{-1}$	0.05
3	119.5	1.0155	0.1947	0.0308	$3.34 \cdot 10^{-2}$	0.03
4	134.5	1.0200	0.1956	0.0399	$3.53 \cdot 10^{-2}$	0.03
5	174.5	1.0203	0.1956	0.0405	$4.88 \cdot 10^{-3}$	0.03
6	160.3	1.2454	0.2390	0.3328	$2.09 \cdot 10^{-1}$	0.05
7	92.5	1.1480	0.1023	0.2966	$2.16 \cdot 10^{-1}$	0.10
8	57.1	1.0023	0.3915	0.0044	$8.98 \cdot 10^{-3}$	0.03
9	57.1	1.0116	0.3952	0.0229	$4.72 \cdot 10^{-3}$	0.05

В этой таблице r_c , ψ_c° - координаты центра области теплоподвода в полярной системе координат (r, ψ°) , где ψ_c° - угол в градусах, отсчитываемый от передней критической точки; d_ψ , d_r - размер области в угловом и радиальном направлении соответственно; Vol_h - объем области; α_h - отношение мощности теплоподвода к мощности, затрачиваемой на преодоление волнового сопротивления.

Основные результаты расчетов приведены в *Таблице 2* и приложении к статье. В приложении для каждого из вариантов приведены поля давления и температуры, а также кар-

тины линий тока в расчетной области. На этих же рисунках показаны области подвода тепла. Кроме того, для всех вариантов даны распределения по поверхности сферы локальных коэффициентов давления $C_p(\psi)$, трения $C_f(\psi)$ и теплообмена $C_h(\psi)$: $C_p = p_w / 0.5\rho_\infty V_\infty^2$, $C_f = \tau_w / 0.5\rho_\infty V_\infty^2$, $C_h = q_w / \rho_\infty V_\infty h_{0,\infty}$, где p_w , τ_w и q_w - соответственно давление, сила трения и тепловой поток на поверхности сферы, ρ_∞ , V_∞ и $h_{0,\infty}$ - плотность, скорость и энтальпия торможения в набегающем потоке. Для сравнения на этих рисунках показаны также аналогичные данные при отсутствии теплоподвода.

Таблица 2

Результаты расчетов

Вариант	α_h	$C_{p,h}^{tot}$	ΔC_p^{tot}	$C_{f,h}^{tot}$	ψ_{fs} , град	Рисунки
0	0.	1.056	0.	$4.24 \cdot 10^{-3}$	120	П-2 – П-4
1	0.03	1.032	$2.27 \cdot 10^{-2}$	$4.05 \cdot 10^{-3}$	114	П-5 – П-7
2	0.05	1.021	$3.32 \cdot 10^{-2}$	$4.23 \cdot 10^{-3}$	119	П-8 – П-10
3	0.03	1.033	$2.18 \cdot 10^{-2}$	$4.17 \cdot 10^{-3}$	114	П-11 – П-13
4	0.03	1.037	$1.78 \cdot 10^{-2}$	$4.18 \cdot 10^{-3}$	118	П-14 – П-16
5	0.03	1.043	$1.20 \cdot 10^{-2}$	$4.09 \cdot 10^{-3}$	119	П-17 – П-19
6	0.05	1.026	$2.79 \cdot 10^{-2}$	$4.05 \cdot 10^{-3}$	118	П-20 – П-22
7	0.10	1.042	$1.29 \cdot 10^{-2}$	$4.43 \cdot 10^{-3}$	120	П-23 – П-25
8	0.03	1.060	$-3.96 \cdot 10^{-3}$	$4.29 \cdot 10^{-3}$	120	П-26 – П-28
9	0.05	1.071	$-1.39 \cdot 10^{-2}$	$4.30 \cdot 10^{-3}$	121	П-29 – П-21

В таблице 2 приведены значения α_h , суммарного коэффициента давления C_p^{tot} , относительного изменения C_p^{tot} при теплоподводе $\Delta C_p^{tot} = (C_{p,0}^{tot} - C_{p,h}^{tot}) / C_{p,0}^{tot}$ и суммарного коэффициента трения C_f^{tot} . В таблице приведены также номера рисунков из приложения к статье, соответствующие данному варианту. Во всех расчетах использовалась одна и та же сетка, состоящая из шести блоков с общим числом ячеек порядка 17000 (Рис. П-1 Приложения к статье). Узлы сетки сгущаются вблизи поверхности сферы так, чтобы в ламинарный подслой пограничного слоя попадает около 5-10 ячеек.

На рис. П-2 –П-3 представлены данные расчетов в случае отсутствия теплоподвода. Для этих условий значение угла точки отрыва ψ_{fs} составляет 120° . Область возвратного течения замыкается в точке торможения, расположенной на оси потока на расстоянии ~ 1.6 м от задней критической точки. В донной области давление минимально в точке отрыва (~ 0.011 атм) и максимально в точке торможения (~ 0.095 атм).

На рис. П-4 показано соответствующее распределение по поверхности сферы локальных коэффициентов давления и трения для ламинарной и турбулентной моделей течения. Сравнение распределений коэффициента трения показывает, что в рассмотренных условиях

при принятой в работе модели турбулентности переход к турбулентному режиму течения в пограничном слое начинается практически в передней критической точки.

В первом варианте область теплоподвода размещена в пограничном слое на подветренной стороне поверхности выше по потоку от точки отрыва. Во втором варианте размер области в радиальном направлении и мощность теплоподвода увеличены при сохранении угловой координаты центра области. В третьем, четвертом и пятом вариантах область подвода тепла в пограничный слой последовательно сдвигается вниз по потоку при неизменных значениях угловых размеров и интенсивности теплоподвода. В шестом варианте центр области теплоподвода размещен вблизи центра отрывной зоны. В седьмом варианте тепло подводится вблизи миделя сферы в области, вытянутой в радиальном направлении (поперек потока) с $\alpha_h = 0.1$. Наконец, в восьмом и девятом вариантах тепло подводится вблизи наветренной стороны поверхности сферы в областях, различающихся радиальным размером.

Анализ приведенных данных показывает, что подвод тепла прежде всего вызывает значительное увеличение температуры в зоне теплоподвода и следе за ней. Увеличение температуры газа вызывает существенный рост тепловых нагрузок на соответствующие участки поверхности. Рост температуры газа приводит также к его расширению и, как следствие, изменению структуры течения. Однако это изменение ни в одном из рассмотренных вариантов не является радикальным. Отмеченные факторы вызывают также локальное повышение давления на поверхности сферы. В зоне отрыва это повышение может быть даже относительно большим. При теплоподводе в донной области увеличение давления на подветренной стороне поверхности приводит к уменьшению общего сопротивления сферы, однако получаемый при этом энергетический выигрыш во всех рассмотренных вариантах оказывается меньше соответствующего энерговклада. Значение коэффициента трения C_f^{tot} в рассмотренных примерах меняется при теплоподводе в пределах 5%.

Выводы

Проведена серия параметрических расчетов турбулентного обтекания сферы сверхзвуковым потоком воздуха при наличии областей локального теплоподвода. Расчеты выполнены на основе усредненных уравнений Навье-Стокса и $k-\omega$ модели турбулентности для описания турбулентного переноса. Численное интегрирование уравнений выполнено методом конечного объема на многоблочной сетке с общим числом ячеек ~ 17000 . Узлы сетки сгущались вблизи поверхности сферы так, чтобы в область ламинарного подслоя попадало около 5-10 ячеек.

Расчеты выполнены при следующих значениях параметров задачи: число Маха $M=2$, давление $p=0.1$ атм, температура торможения $T_0=300$ К, радиус сферы $R=1$ м. Значение числа Рейнольдса, вычисленное по этим значениям составляет $Re_{R,\infty} = 9 \cdot 10^7$, Полагалось, что поверхность сферы непроницаема и имеет заданную температуру $T_w = 300$ К.

В расчетах варьировались расположение и конфигурация областей теплоподвода и его интенсивность. Области теплоподвода занимали порядка 200-500 ячеек разностной сетки и располагались вблизи поверхности сферы и в зоне отрыва потока. Интенсивность подвода тепла внутри локальной области была постоянной. Суммарная мощность теплоподвода составляла 3-10% от мощности, затрачиваемой на преодоление волнового сопротивления потока.

Анализ полученных результатов показал, что во всех рассмотренных случаях теплоподвод приводит к некоторому расширению отрывной зоны вверх по потоку и повышению донного давления. Следствием этого является снижение волнового сопротивления. Однако полученный энергетический эффект оказывается ниже соответствующего энерговклада.

Кроме того, нагрев газа приводит к существенному увеличению теплового потока на определенных участках поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 08-08-01-00297а и №08-01-00032а).

Литература

1. Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. Продольный электрический разряд в сверхзвуковом потоке газа // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. вып. 15. С. 86-92.
2. Гридин А.Ю., Ефимов В.Г., Забродин А.В., Климов А.И. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части. М. 1995. (Препр./РАН. Ин-т прикл. Математики; № 19).
3. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда. Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339-340.
4. Гордеев В.П., Красильников А.В., Лагутин В.И. и др. Экспериментальное изучение возможности снижения сверхзвукового сопротивления с помощью плазмы. Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 2. С. 177-182.
5. Chernyi G.G. The Impact of Electromagnetic Energy Addition to Air Near the Flying Body on its Aerodynamic Characteristics (Russian Contribution). Proc. of the 2nd Weakly Ionized Gases Workshop. 27-30 April. 1998. Norfolk. VA. Amer. Inst. Aeronaut. and Astronaut. 1998. P. 1-31.
6. Chernyi G.G. Some Recent Results in Aerodynamic Applications of Flow with Localized Energy Addition. N.Y. 1999. (Paper/AIAA № 99-4819).
7. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Тр. Мат. ин-та АН СССР. 1989. Т. 186. С. 197-201.
8. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения. Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. вып. 8. С. 684-687.
9. Бергельсон В.И., Медведюк С.А., Немчинов И.В. и др. Аэродинамические характеристики тела с различным размещением теплового клина. Мат. моделирование. 1996. № 6. С. 3-9.
10. Баженова Т.В., Лахов И.Р., Панкова М.Б., Харитонов С.М. Численное моделирование влияния тепловых неоднородностей в сверхзвуковом потоке на коэффициент сопротивления сферического тела // Численное моделирование течений в нестационарной газовой динамике и МГД. М.: Ин-т высоких температур АН СССР. 1989. С. 53-64.
11. Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Влияние локального энергоподвода в гиперзвуковой поток на лобовое сопротивление тел с различным затуплением. Инж.-физ. журн. 1994. Т. 66. № 5. С. 355-361.
12. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Modification of Regime of the Flow over a Sphere by Means of Local Energy Supply Upstream. Proc. Of the Intern. Conf. on Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk. 2-6 Sept. 1996. Novosibirsk: Inst. of Theoretical and Applied. Mech. 1996. Pt. 3. P. 67-73.
13. Левин В.А., Терентьева Л.В. Сверхзвуковое обтекание конуса при теплоподводе в окрестности его вершины. Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 2. С. 110-114.
14. Коротаева Т.А., Фомин В.М., Шашкин А.П. Численное исследование влияния локального энергоподвода на трехмерное течение около острых тел. Новосибирск. 1996. (Препр./РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 1 - 96).
15. Левин В.А., Афонина Н.Е., Громов В.Г. Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха. Прикладная механика и техническая физика. 2000. Т. 41, №5. С. 171-179. (См. также в сб. МЕХАНИКА, избранные труды. 50 лет НИИ механики МГУ, изд-во Московского университета, 2010, т.1, С. 230-243)
16. Levin V.A., Gromov V.G., Afonina N.E. Navier-Stokes Analysis of Supersonic Flow with Local Energy Deposition. N.Y. 1999. (AIAA Paper; № 99 - 4967).
17. А.В.Казаков, М.Н.Коган, 18. А.П.Курячий. Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой. Изв. РАН, Механика жидкости и газа.1997. № 1. С.48-56
18. V. Biturin, V. Gromov, S. Leonov, N. Savichenko, A. Yuriev. Influence of Surface Electrical Discharge on Friction of Plate in Subsonic and Transonic Airflow, AIAA Paper 2001-0640, 2001. 11pp

19. О.Б. Ларин, В.А. Левин. Энергоподвод к газу в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое. Прикладная механика и техническая физика, 2001. том 42. № 1. С. 87-90.
20. Шибков В.М., Громов В.Г., Ершов А.П., и др. Свободно локализованный и поверхностный СВЧ-разряды в сверхзвуковом потоке воздуха.3 Международный симпозиум «Термодинамические процессы в плазменной аэродинамике», 2003, С.-Петербург, С.240-251
21. Favre, A. Equations des gas turbulents compressibles, Journal de Mecanique, 4, 1965.
22. Coakley, T.J. Development of Turbulence Models for Aerodynamic Applications, AIAA Paper 97-2009, 1997, 11p.

Статья поступила в редакцию 5 июля 2010 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

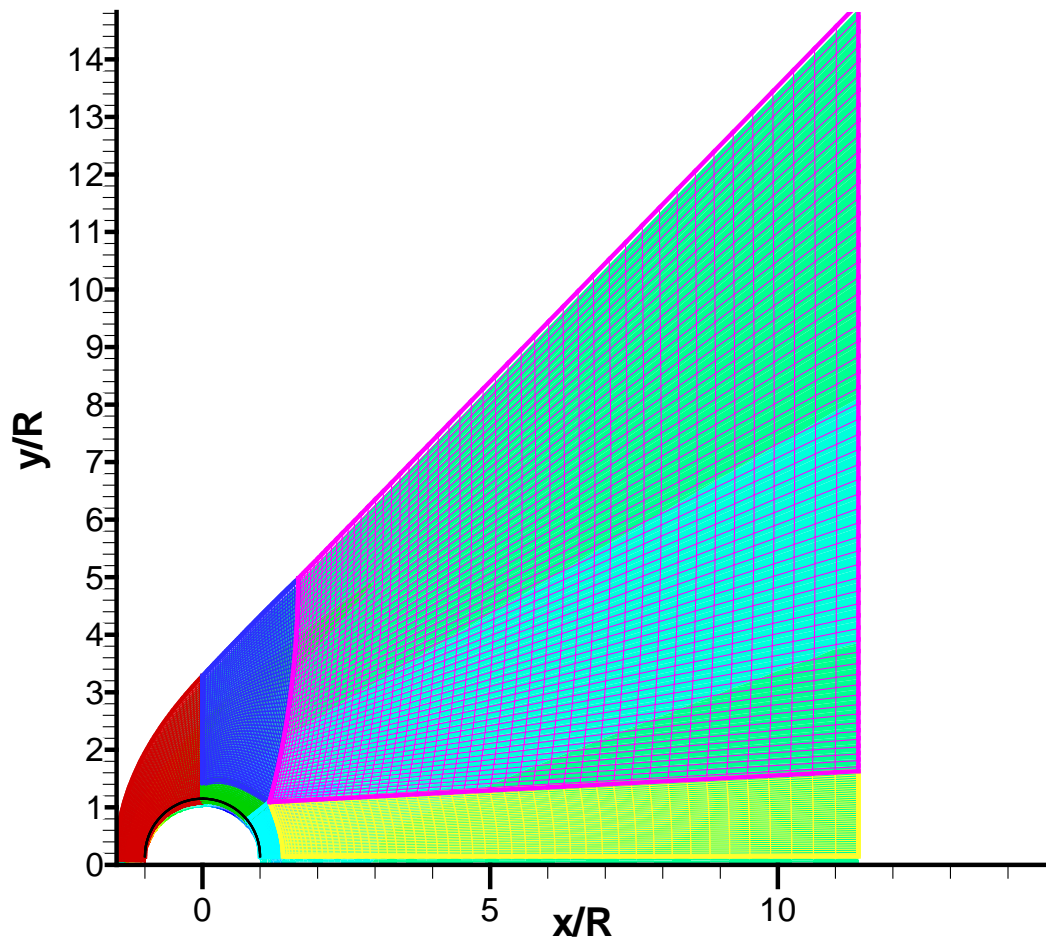


Рис. П-1. Расчетная область и многоблочная разностная сетка

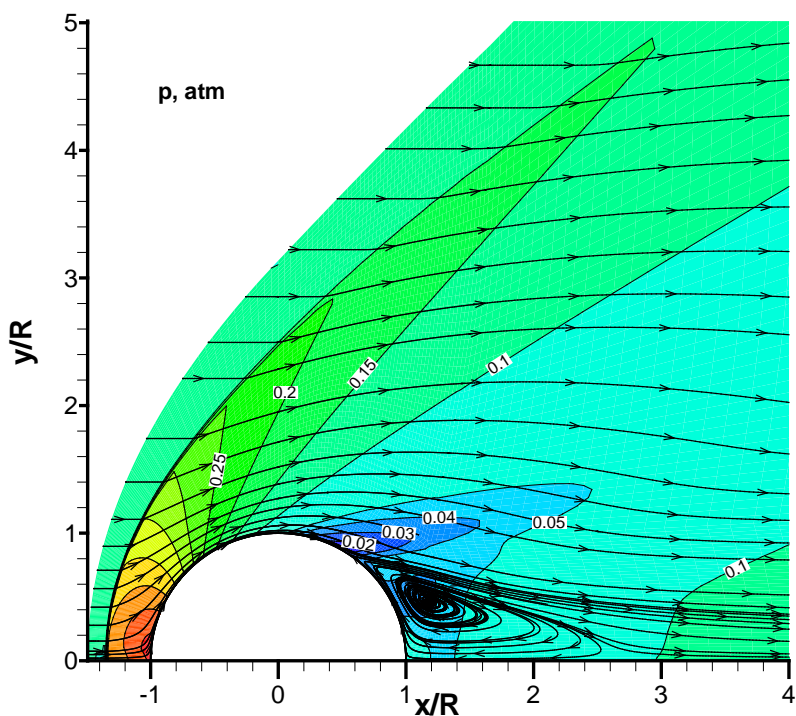


Рис.П-2. Поле давления p атм, . Без теплоподвода.

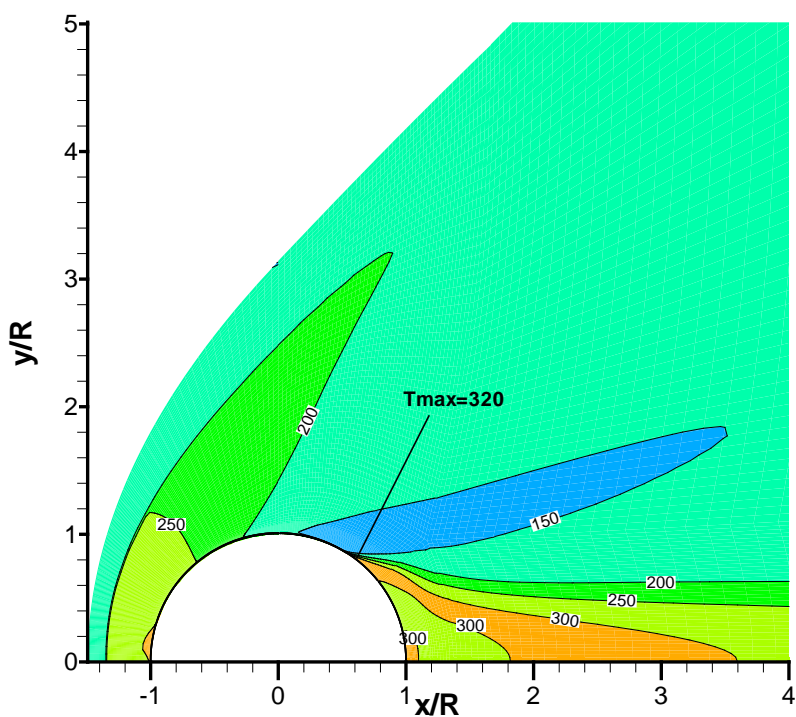


Рис.П-3. Поле температуры T К. Без теплоподвода.

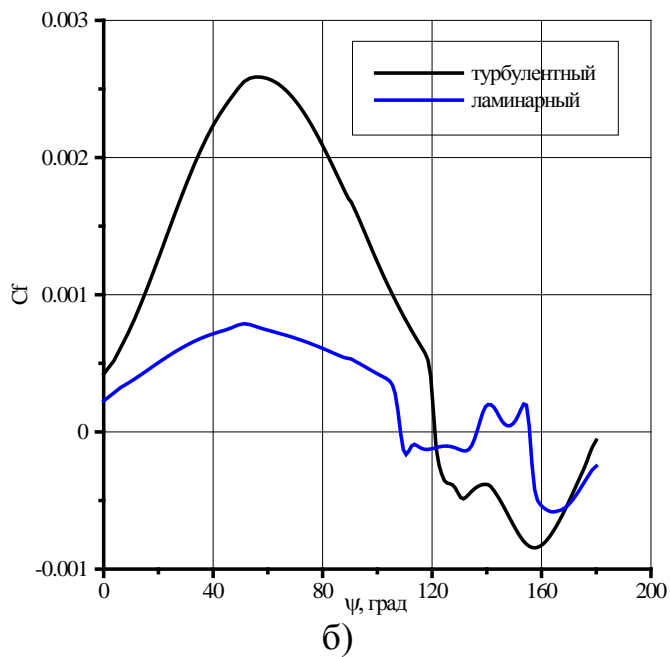
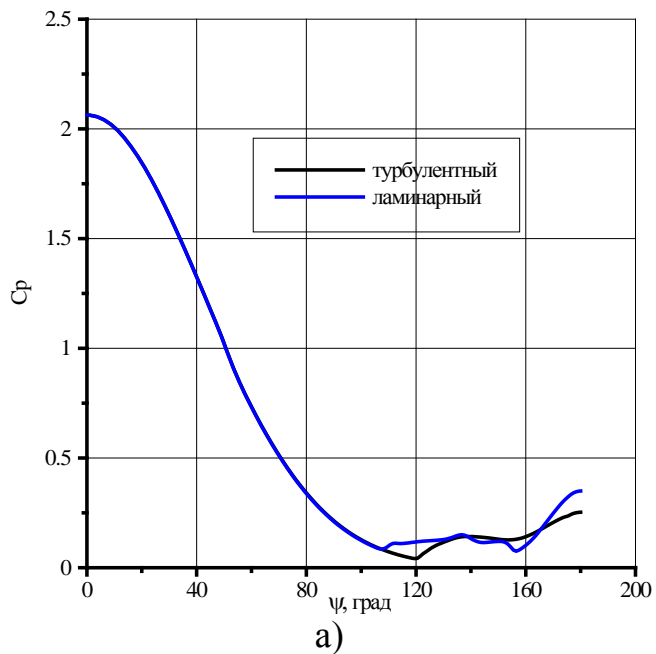


Рис. П-4. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления и трения для ламинарной и турбулентной моделей течения (без теплоподвода).

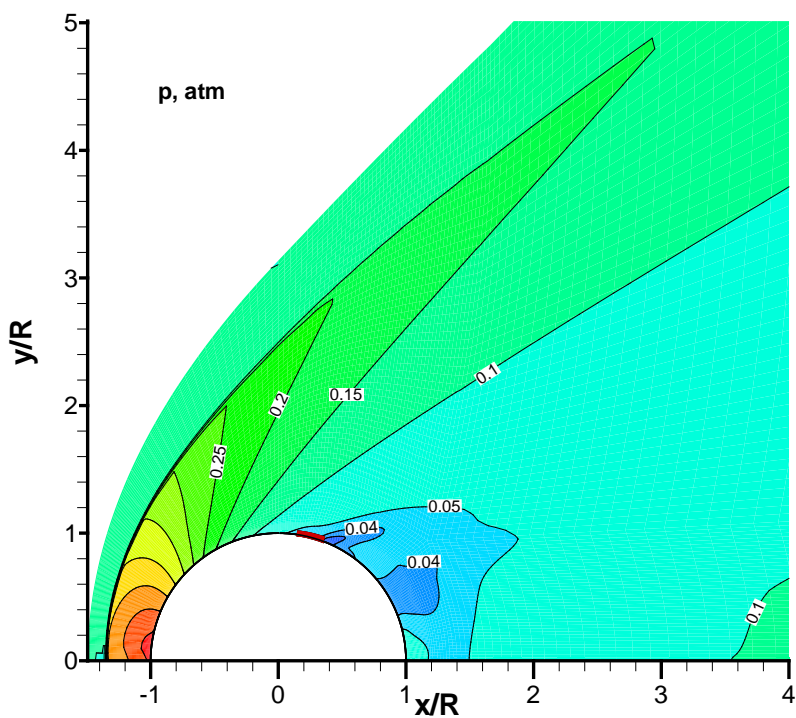


Рис. П-5. Поле давления. Вариант 1 теплоподвода.

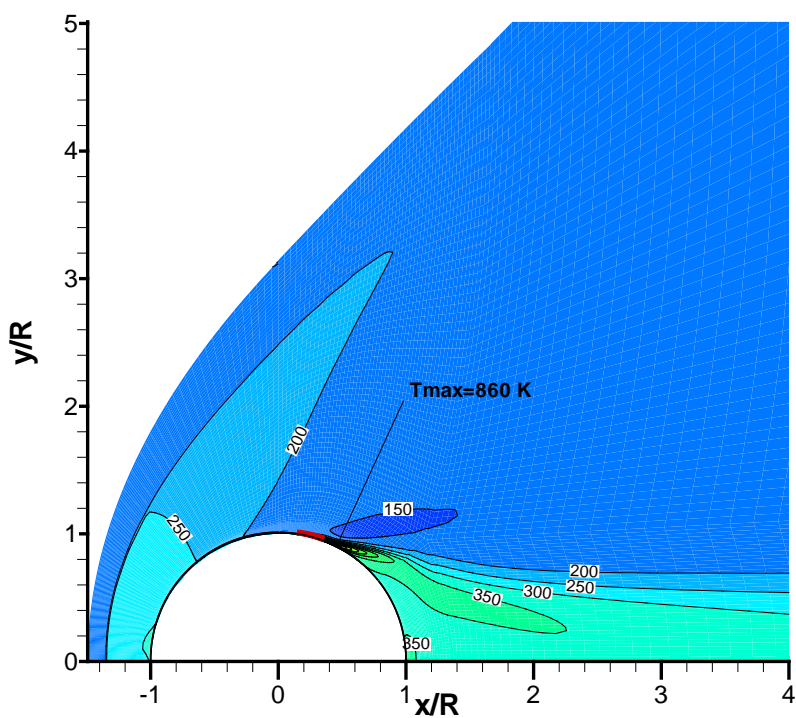
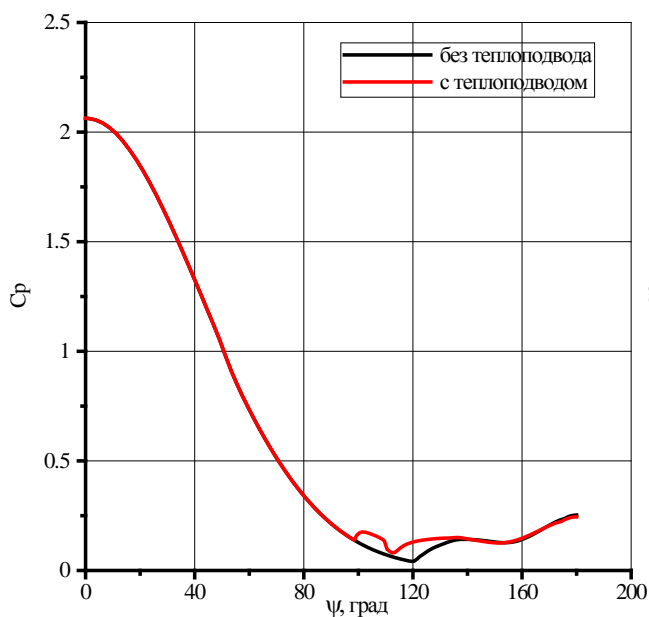
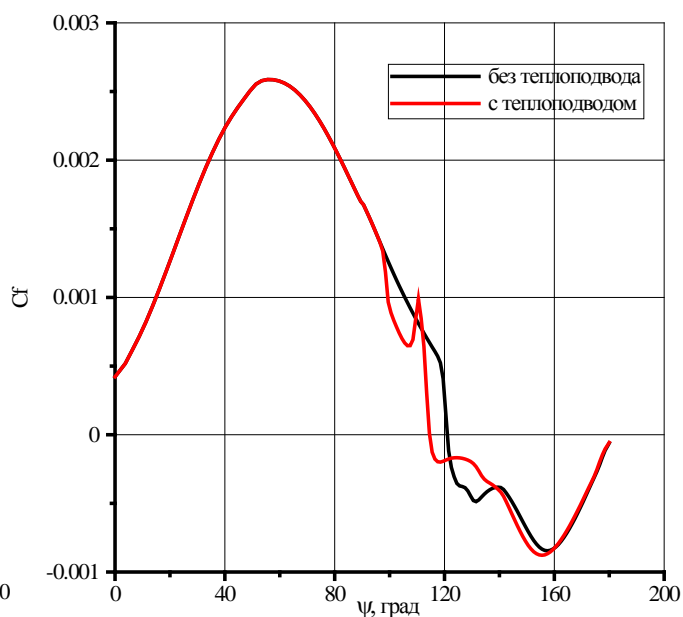


Рис. П-6. Поле температуры. Вариант 1 теплоподвода.

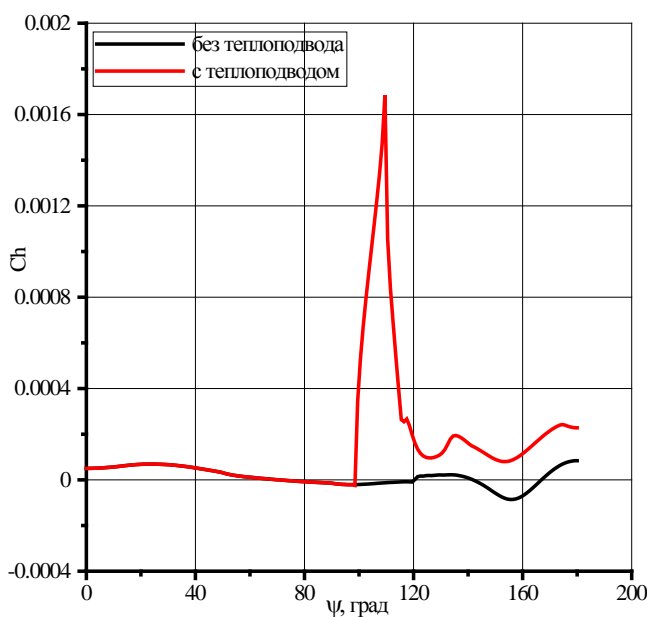


а)



б)

Рис. П-7. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 1 теплоподвода.



в)

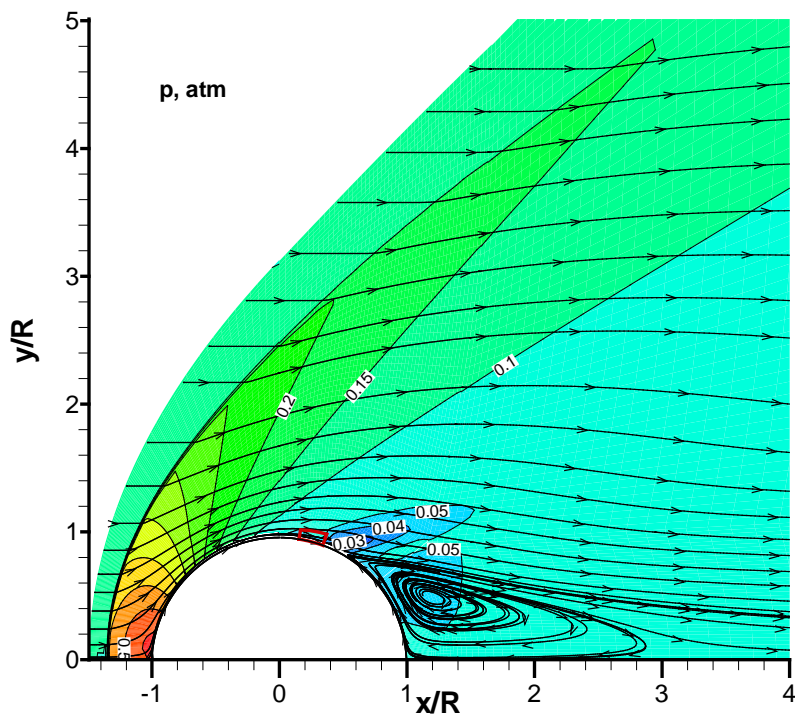


Рис. П-8. Поле давления. Вариант 2 теплоподвода.

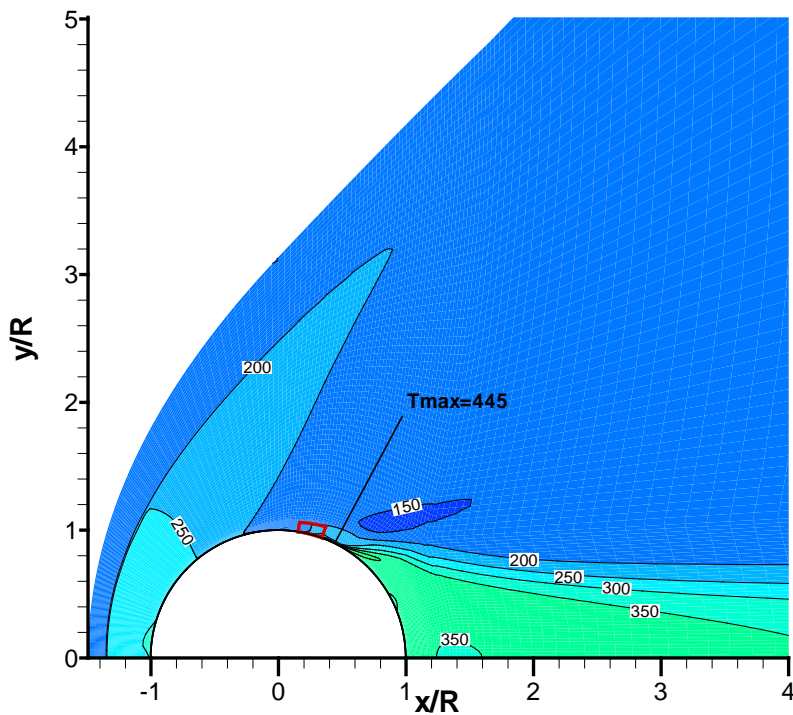
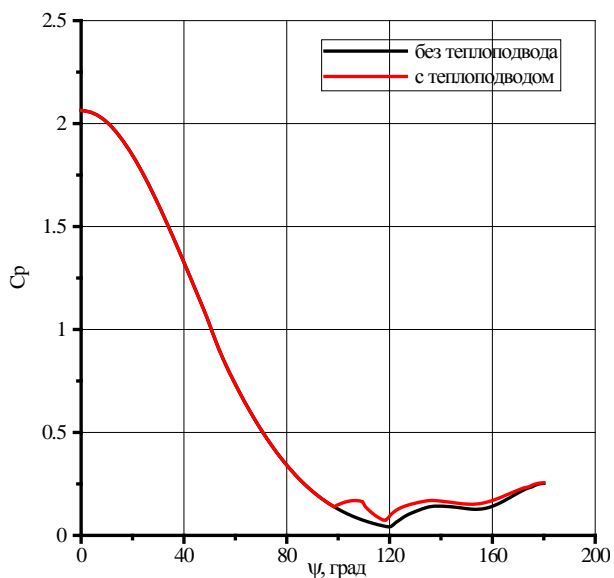
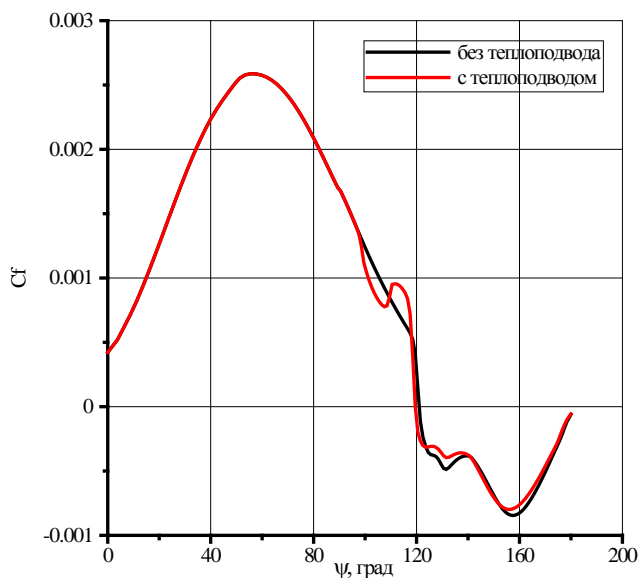


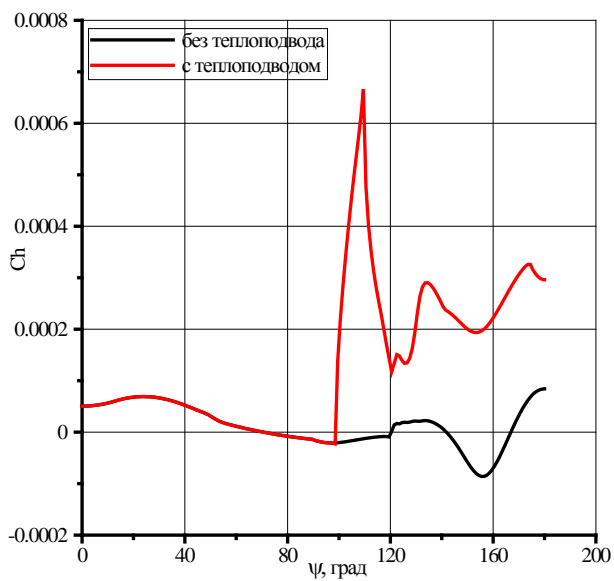
Рис. П-9. Поле температуры. Вариант 2 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис. П-10. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 2 теплоподвода.

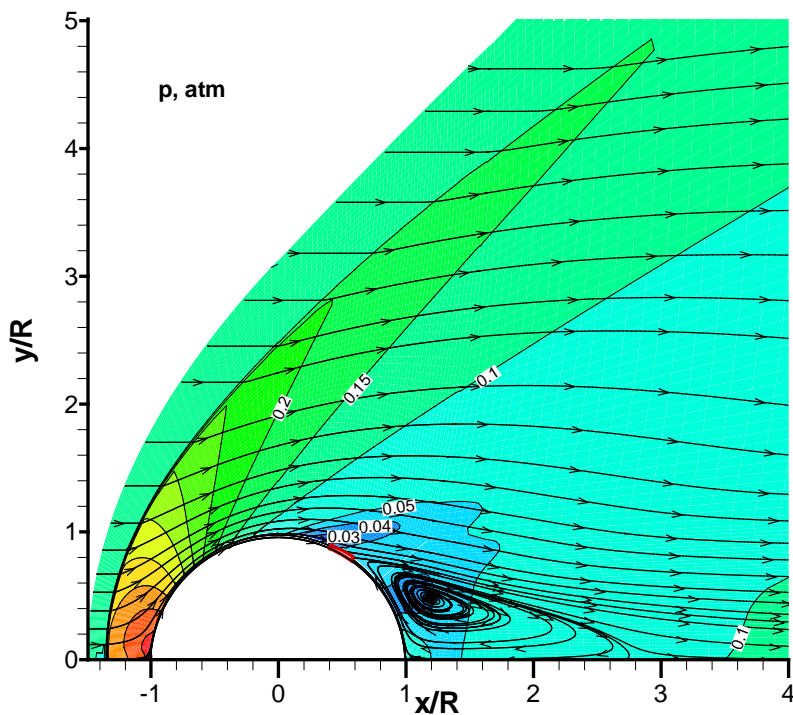


Рис.П-11. Поле давления. Вариант 3 теплоподвода.

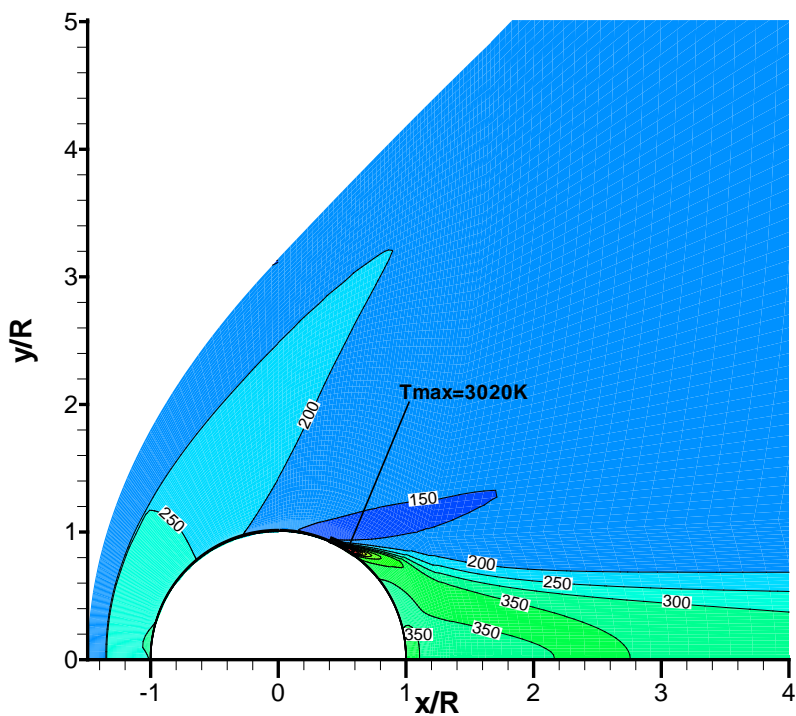
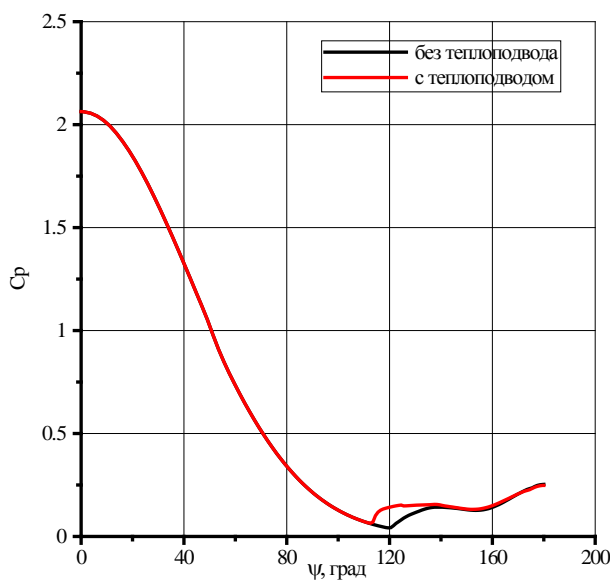
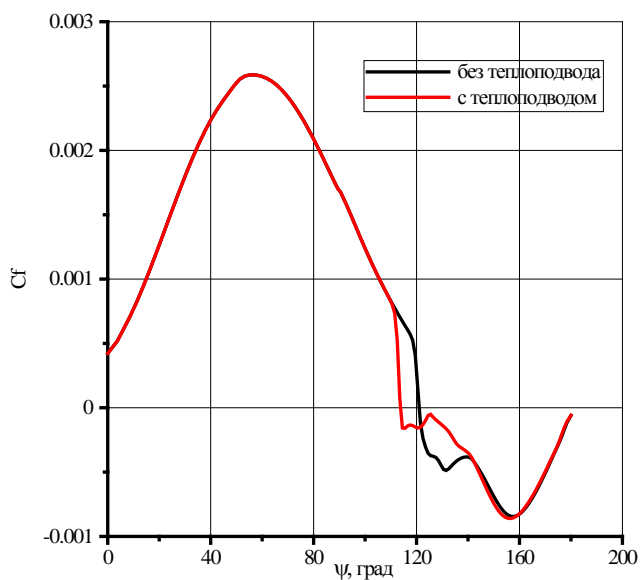


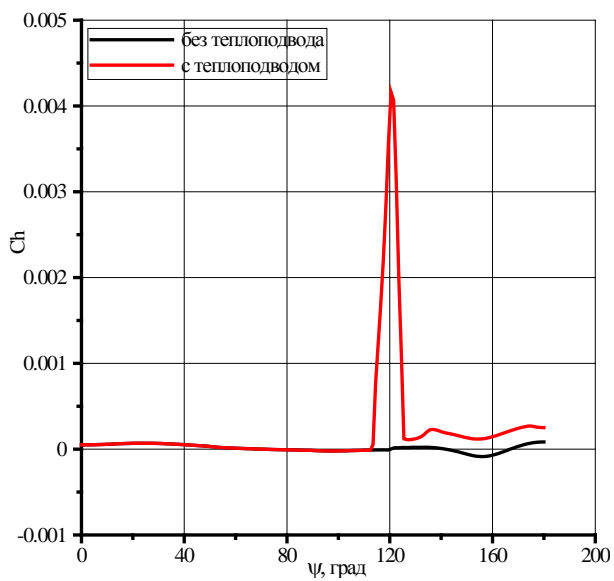
Рис.П-12. Поле температуры. Вариант 3 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис.П-13. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 3 теплоподвода.

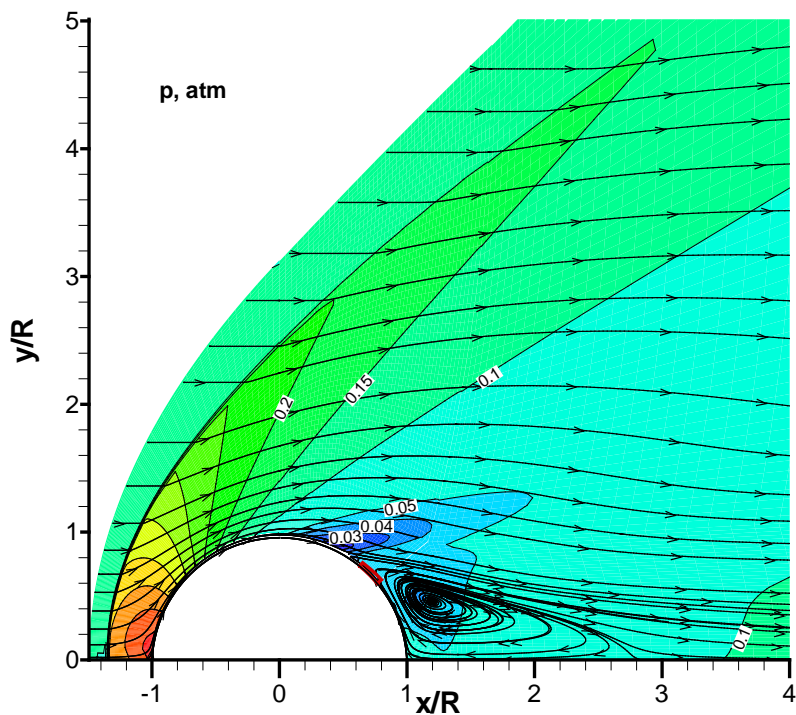


Рис. П-14. Поле давления. Вариант 4 теплоподвода.

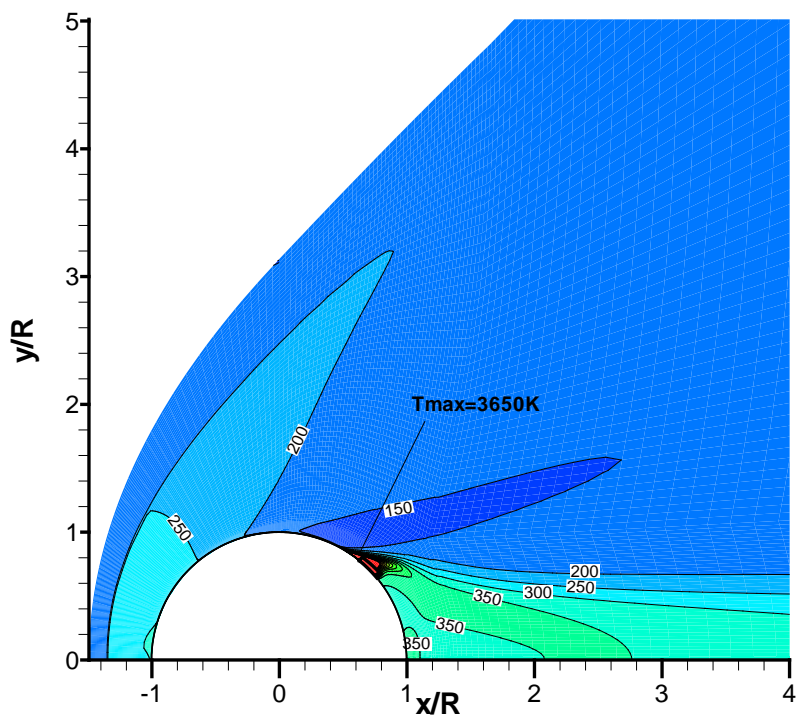
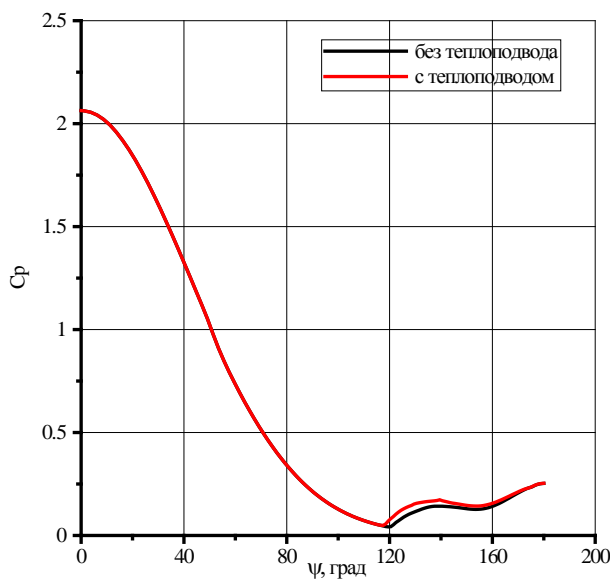
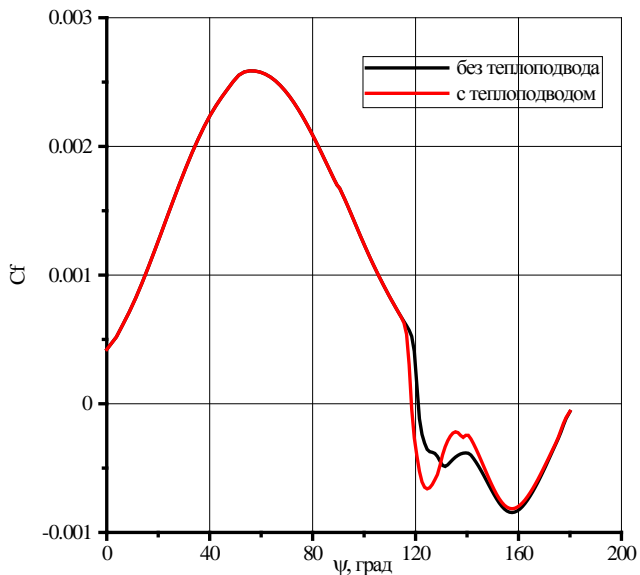


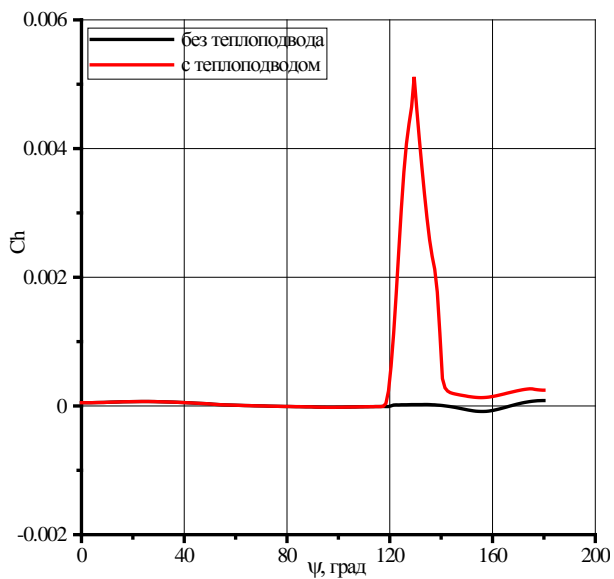
Рис. П-15. Поле температуры. Вариант 4 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис.П-16. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 4 теплоподвода.

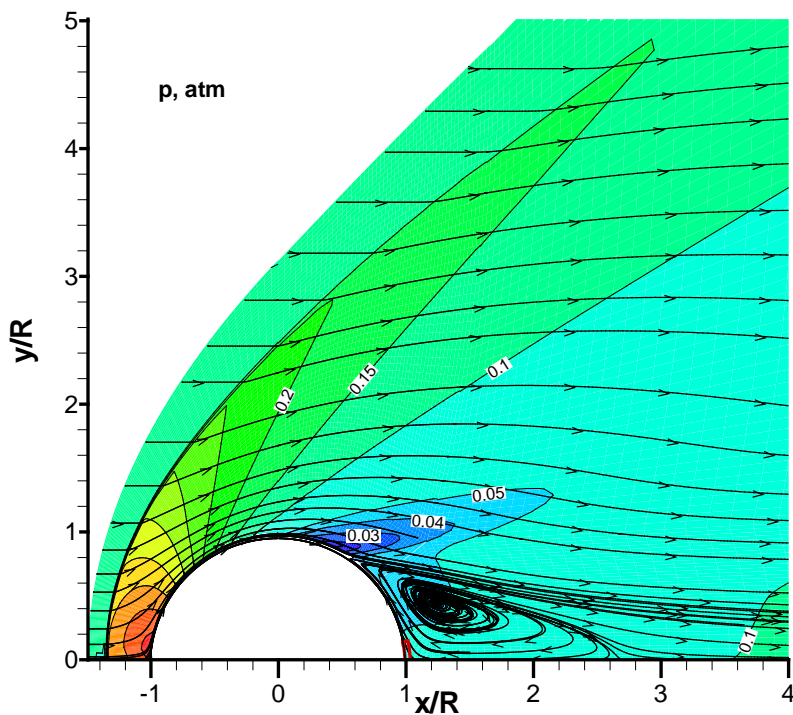


Рис. П-17. Поле давления. Вариант 5 теплоподвода.

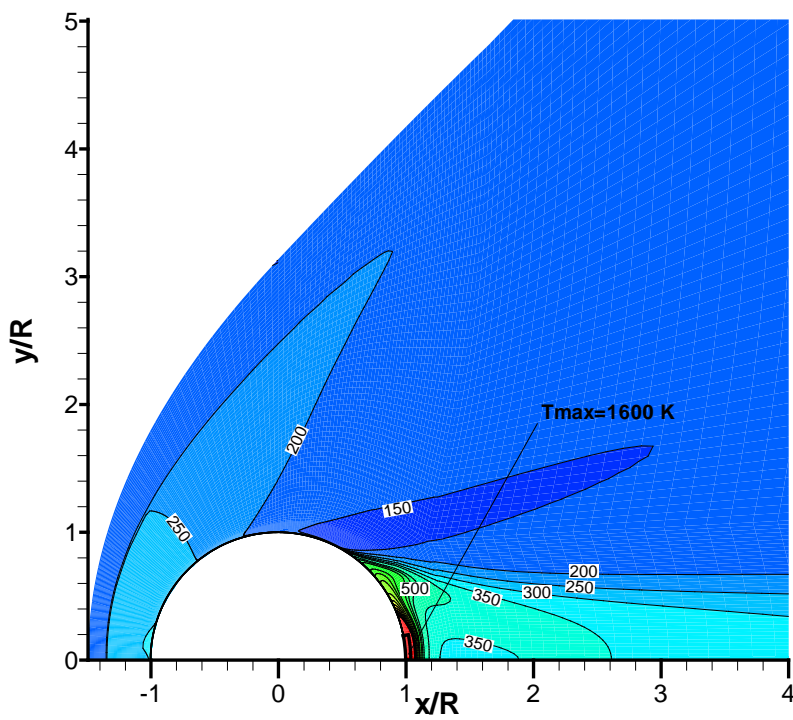
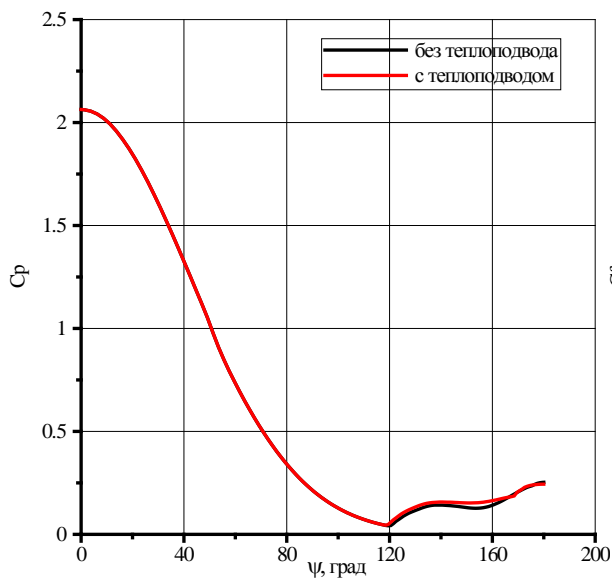
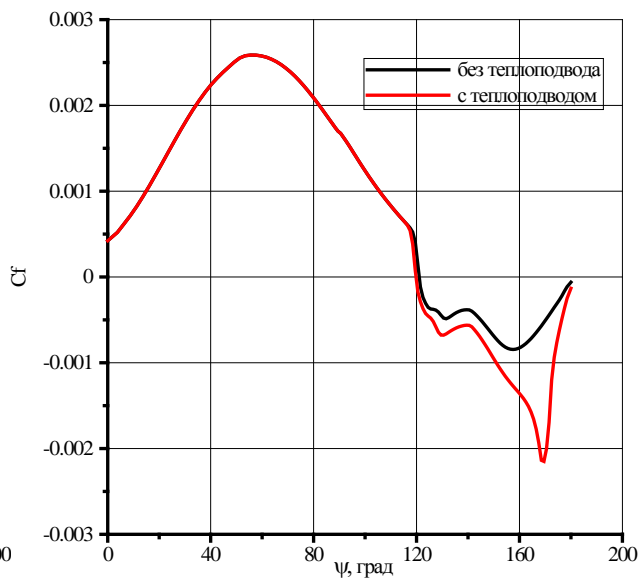


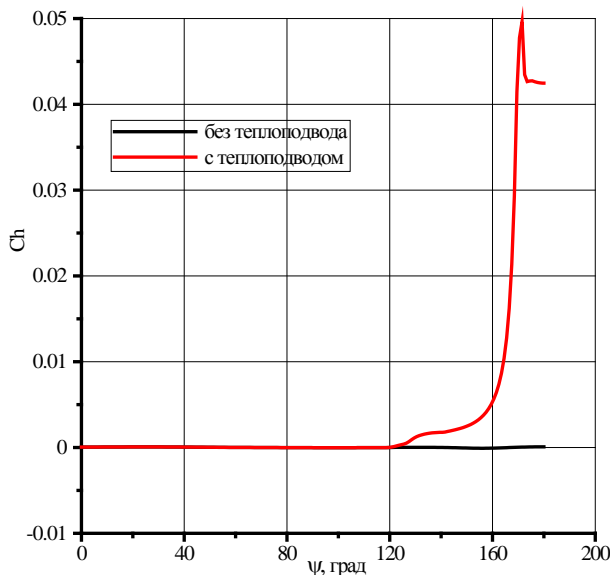
Рис.П-18. Поле температуры. Вариант 5 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис. П-19. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 5 теплоподвода.

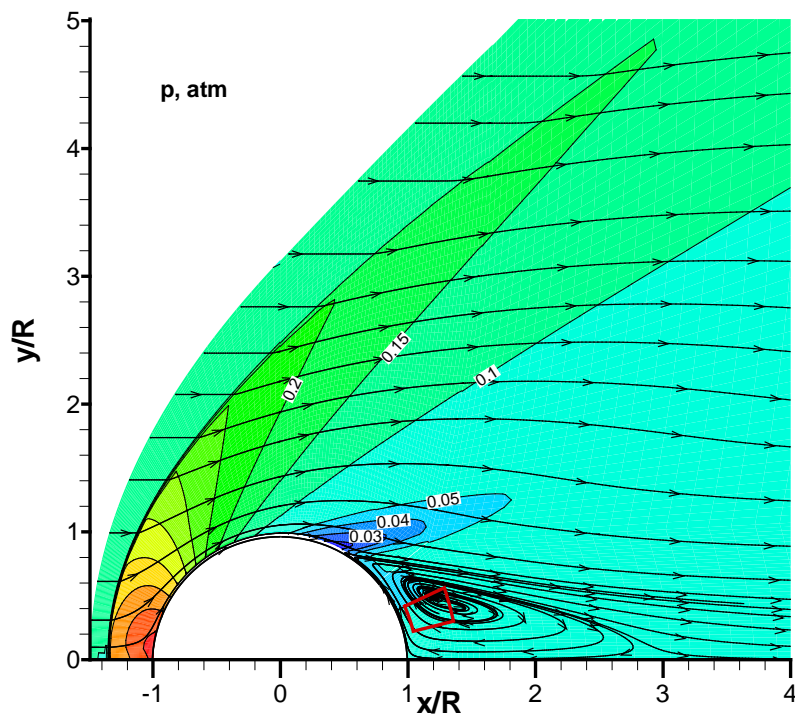


Рис.П-20. Поле давления. Вариант 6 теплоподвода.

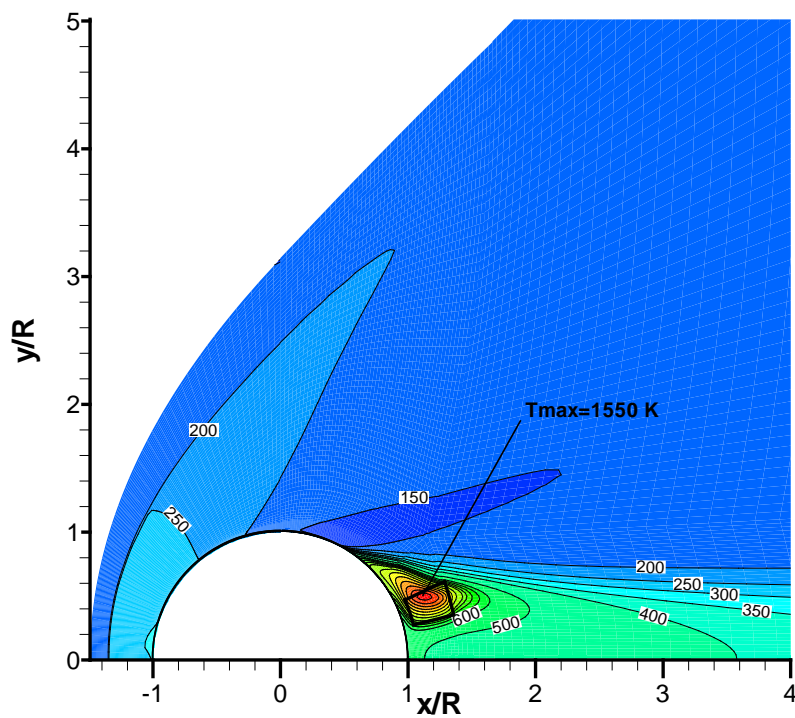
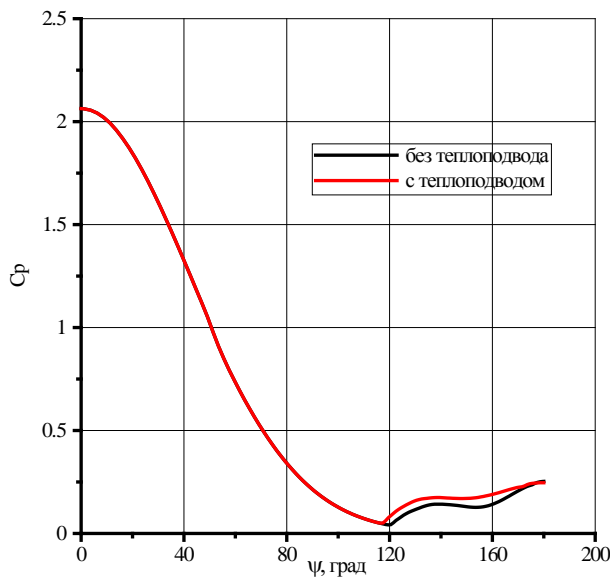
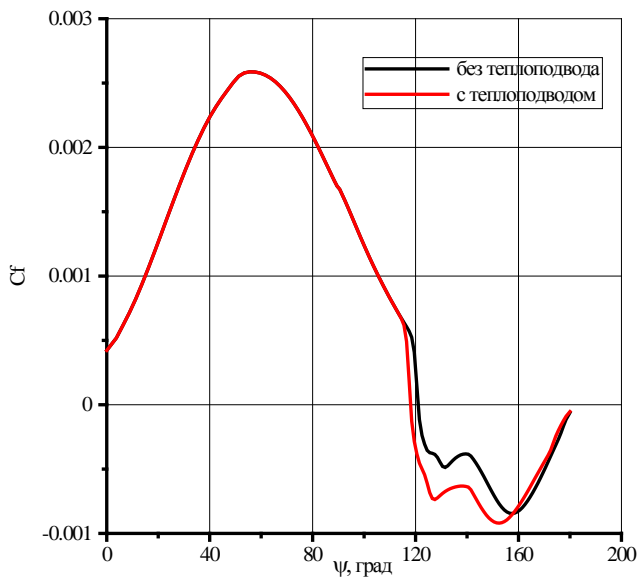


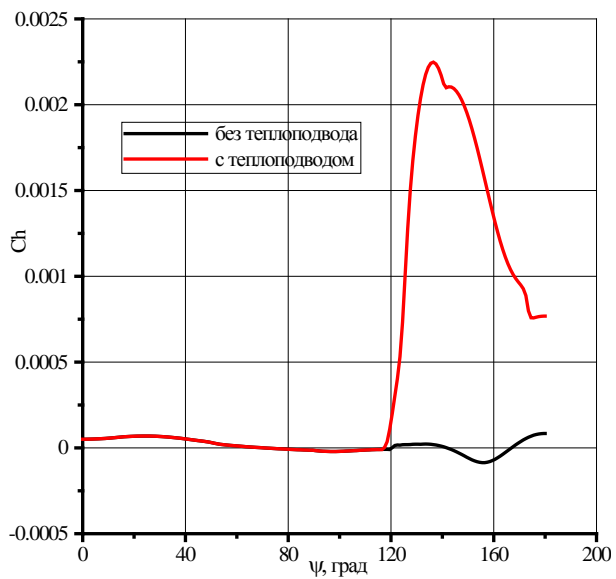
Рис. П-21. Поле температуры. Вариант 6 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис.П-22. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант б теплоподвода.

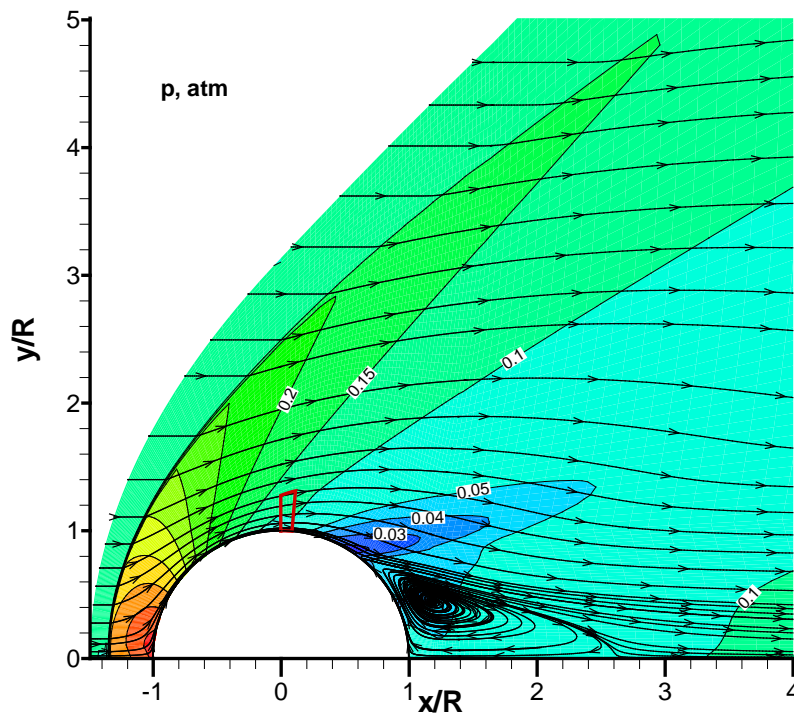


Рис.П-23. Поле давления . Вариант 7 теплоподвода.

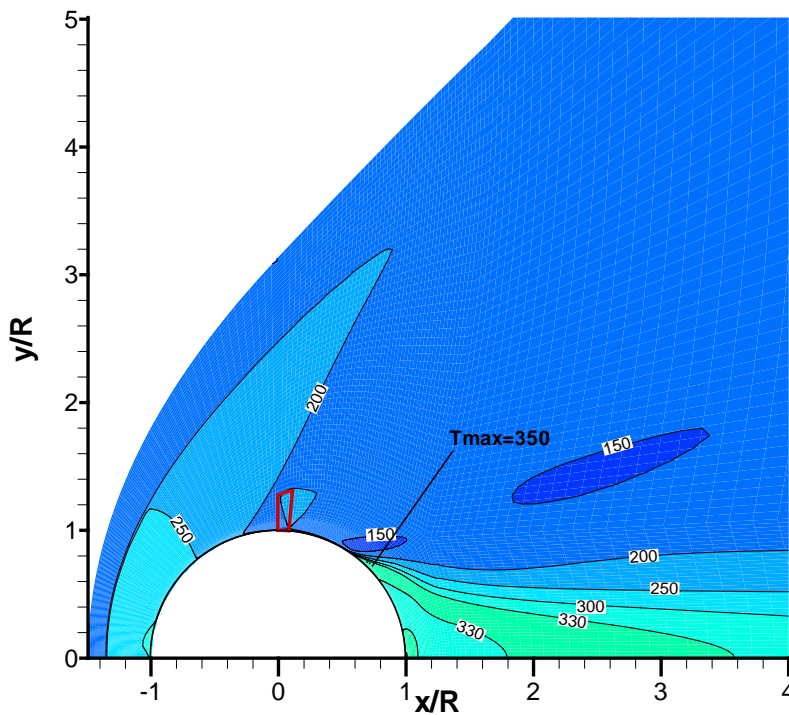
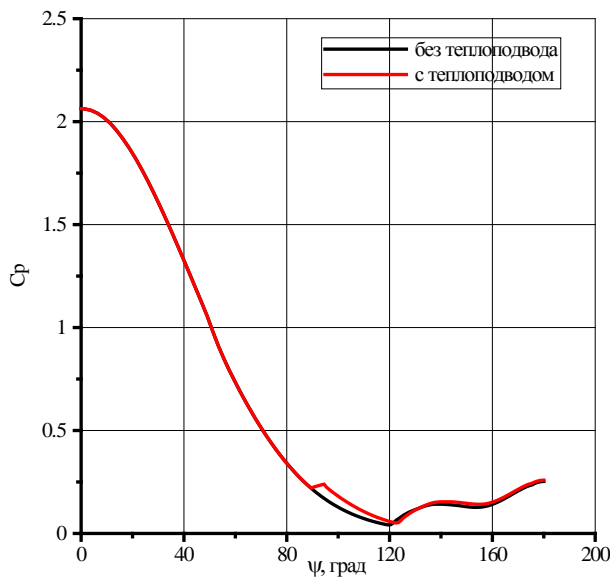
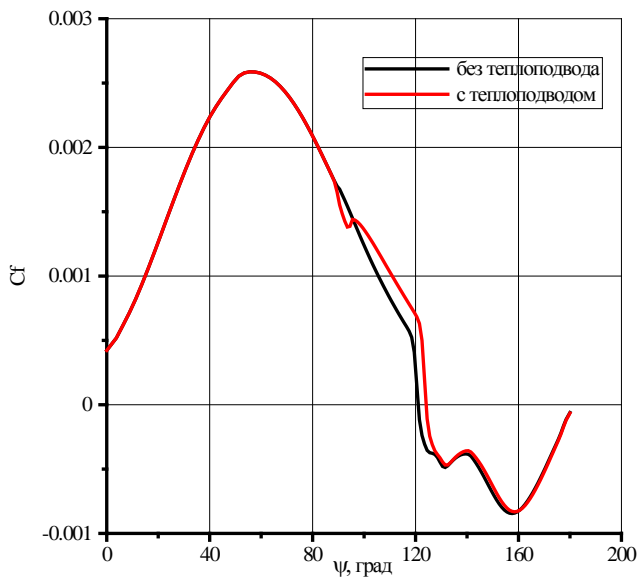


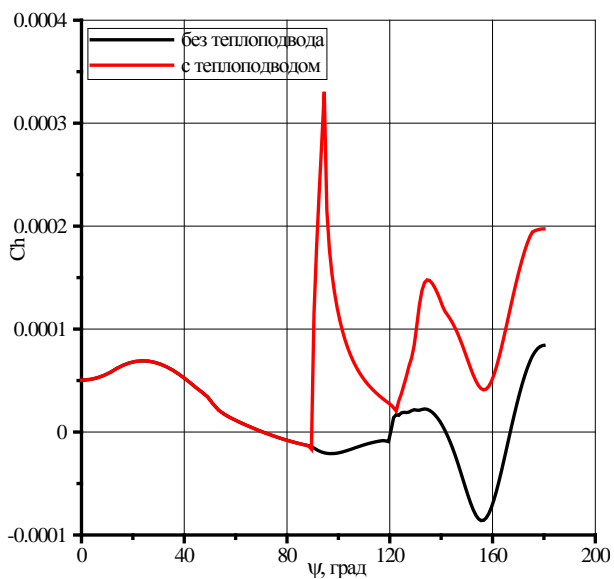
Рис. П-24. Поле температуры . Вариант 7 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис. 25. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена.
Вариант 7 теплоподвода.

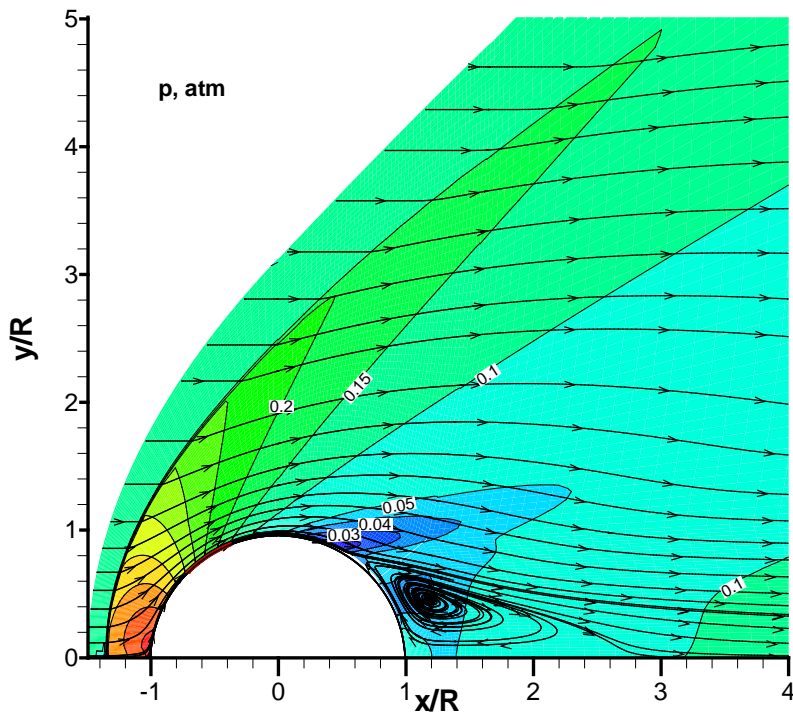


Рис. П-26. Поле давления. Вариант 8 теплоподвода.

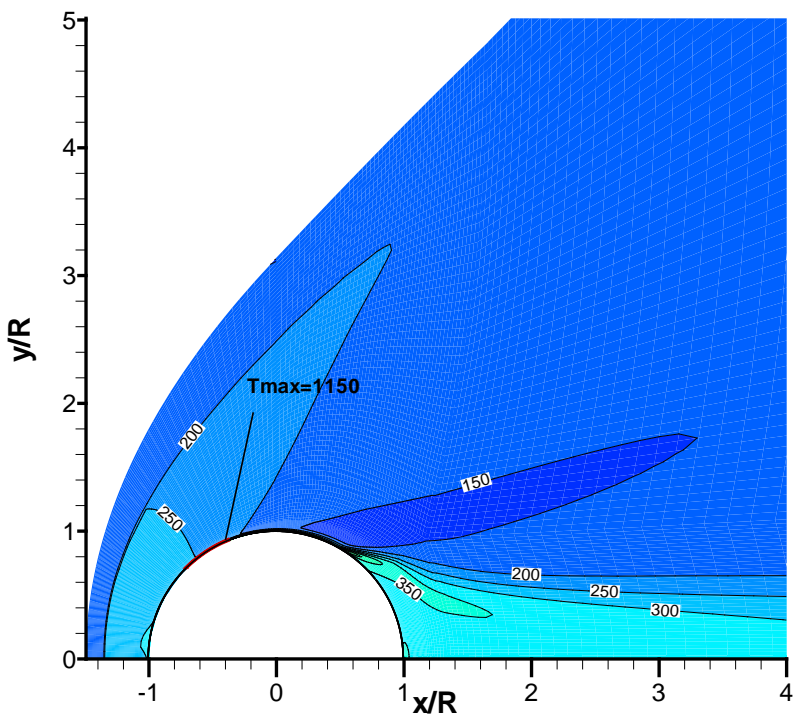
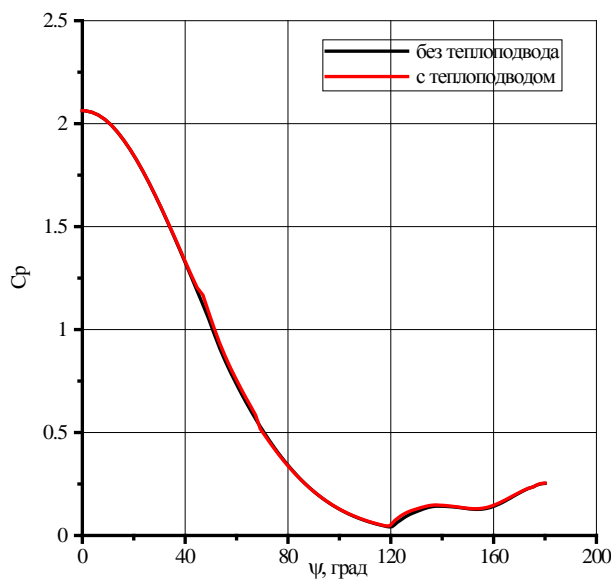
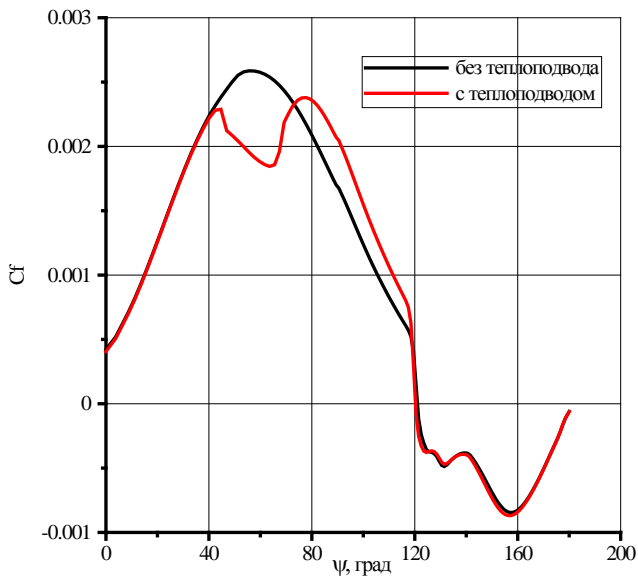


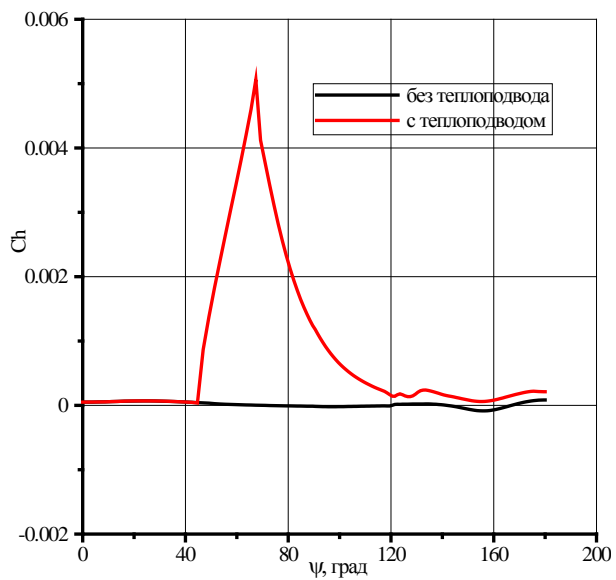
Рис. П-27. Поле температуры. Вариант 8 теплоподвода.



а)



б)



в)

Рис.П-28. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 8 теплоподвода.

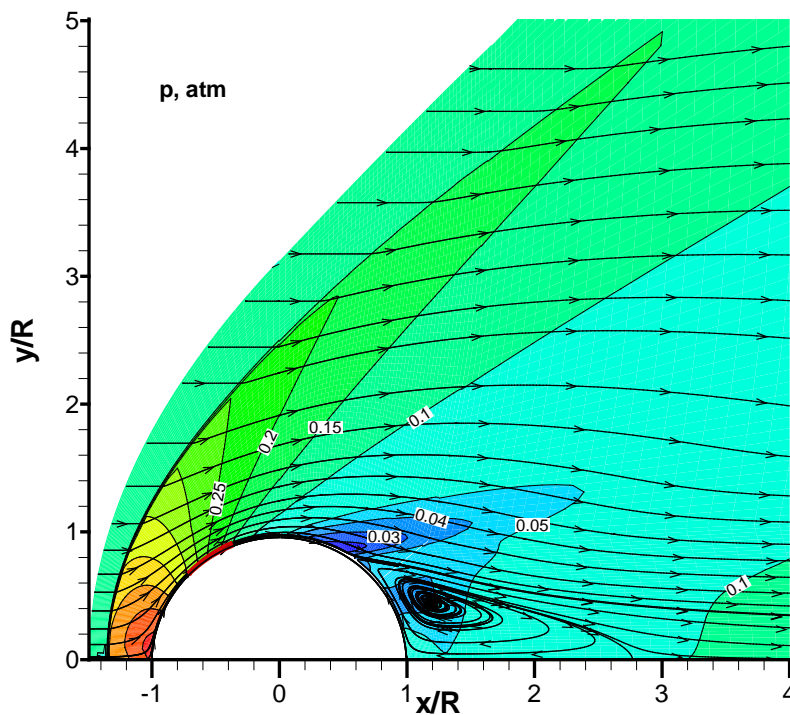


Рис. П-29. Поле давления. Вариант 9 теплоподвода.

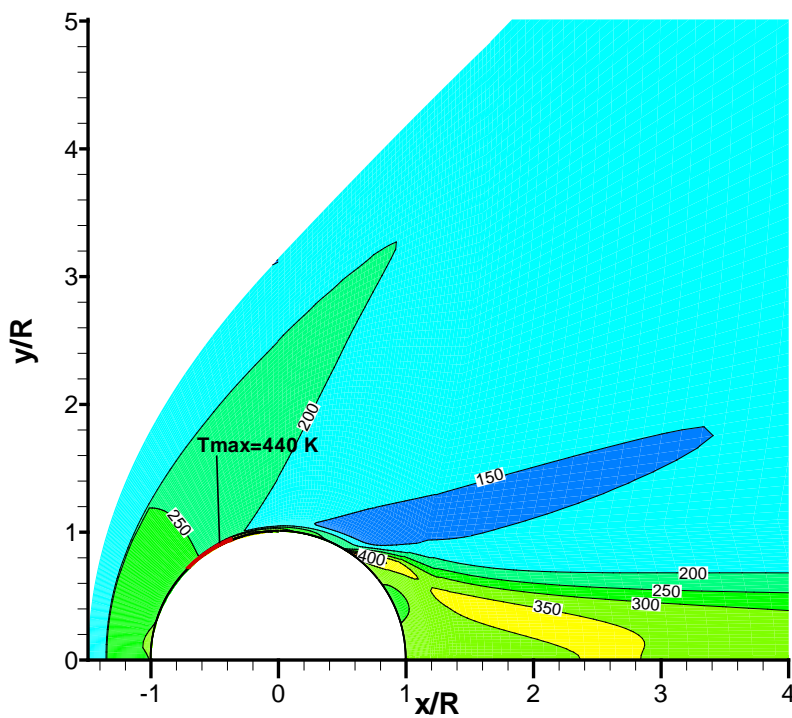
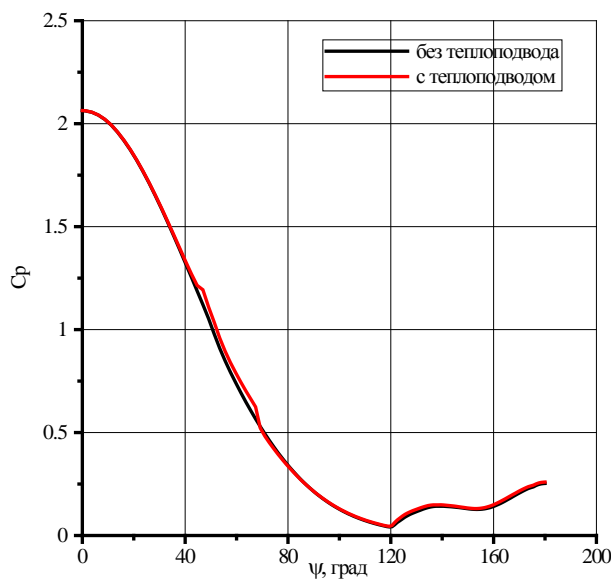
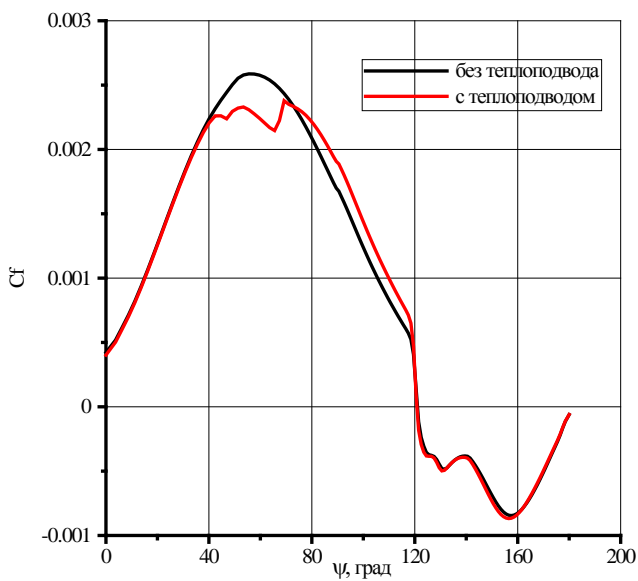


Рис. П-30. Поле температуры. Вариант 9 теплоподвода.



а)



б)

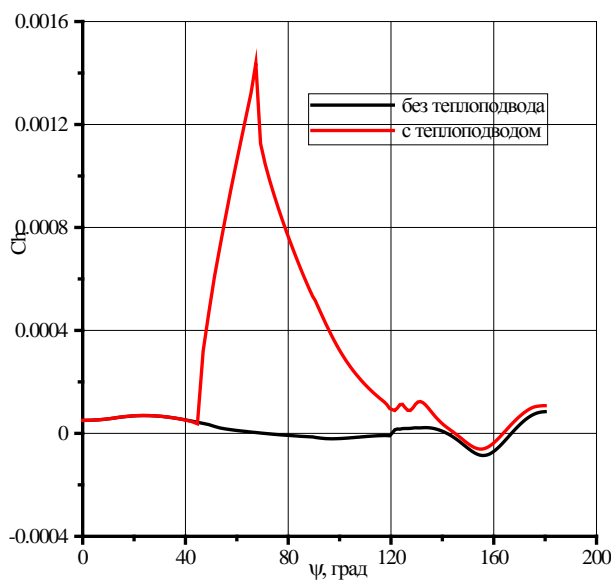


Рис. П-31. Распределение по поверхности сферы коэффициентов давления, трения и теплообмена. Вариант 9 теплоподвода.