

# Numerical Modeling of Heat Transfer in ARD Flight Experiment

D.A. Churakov

*Central Scientific Research Institute for Machine Building  
Korolev, Moscow Region, 141074, Russia  
dim\_temp@list.ru*

## Abstract

The numerical simulation of equilibrium flow and heat transfer in ARD flight experiment was performed. Acceptable agreement was achieved near the peak heating and for turbulent regime, thereby demonstrating the validity of equilibrium approximation for these conditions. From comparison of calculation with experimental data, it also appears that the early laminar-turbulent transition took place on the ARD front shield.

Keywords: heat transfer, heat shield, flight experiment, laminar-turbulent transition, equilibrium and nonequilibrium flows.

Currently undergoing development of next-generation manned spacecraft with the return capsule of segmental-conical shape necessitates the validation of flow and heat transfer simulation methods against flight experimental data. FIRE-II is the classic example of such an experiment. Quite a lot of data was also obtained during the first Apollo flights, but none of them was comprehensive enough. Usually the measurements were carried out either at the least heat-stressed vehicle's parts or well before intensive heat shield ablation. For this reason the problem of laminar-turbulent transition in real flight still remains poorly understood.

ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) is an interesting example of the flight experiment, covering wide range of conditions during reentry from orbit. Herein, numerical model validation was done and experimental data were reinterpreted with a focus on laminar-turbulent transition.

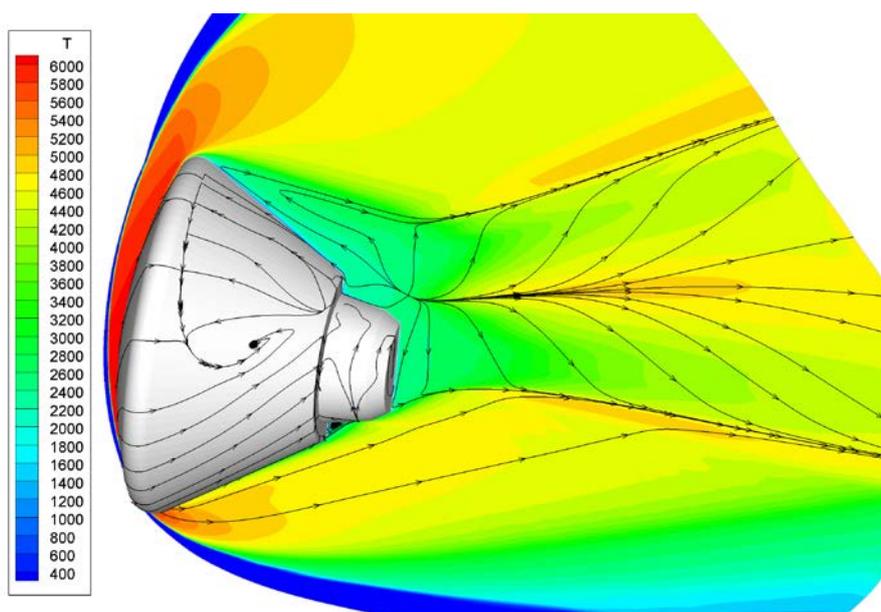


Fig. 1. Flowfield temperature and streamlines for ARD at  $H=65$  km,  $V=7145$  m/s,  $\alpha=19.2^\circ$

УДК 533.6.071.08:629.78

# Численное моделирование теплообмена в летном эксперименте ARD

Д.А. Чураков

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения  
Россия, Королёв, 141074, ул. Пионерская, д.4  
dim\_temp@list.ru

## Аннотация

Проведено численное моделирование равновесного течения и теплообмена в ходе летного эксперимента ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator). Получено приемлемое совпадение расчета и эксперимента в районе максимума тепловых потоков и на участке турбулентного теплообмена и тем самым продемонстрирована пригодность равновесного приближения для этих условий. Из сравнения расчета с экспериментальными данными сделан вывод о раннем ламинарно-турбулентном переходе на лобовом щите ARD.

Ключевые слова: теплообмен, теплозащита, летный эксперимент, ламинарно-турбулентный переход, равновесные и неравновесные течения.

## 1. Введение

В настоящее время проводятся обширные работы по созданию перспективных космических кораблей с возвращаемыми аппаратами (ВА) сегментально-конической формы, что обуславливает необходимость апробации методов расчета течения и теплообмена на экспериментальных данных, полученных при спуске таких ВА в атмосфере. Классическим примером летного эксперимента по аэротермодинамике ВА является FIRE-II [1], широко используемый разными авторами для тестирования физико-химических моделей. Достаточно много данных было также получено в ходе первых полетов ВА “Аполлон” [2, 3] и других пусков 60–70х годов, но в силу очевидных сложностей летного эксперимента они также не являются всеобъемлющими. Как правило, измерения проводились либо в наименее теплонапряженных участках аппарата, либо до начала интенсивного уноса теплозащитного покрытия (ТЗП). Поэтому, например, вопросы ламинарно-турбулентного перехода на лобовом щите ВА в реальных летных условиях до сих пор остаются малоизученными.

## 2. Эксперимент ARD

Рассматриваемый здесь аппарат ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) [4] представляет собой интересный пример летного эксперимента, охватывающего максимально широкий диапазон условий теплового нагружения ВА при возвращении с орбиты, и во многом дополняющего результаты FIRE-II и “Аполлонов”. В ходе полета ARD измерения давления и тепловых потоков проводились как на лобовом щите, так и в задней части аппарата, при неравновесном и равновесном режимах течения, в условиях и ламинарного, и турбулентного режима теплообмена.

ARD является аппаратом сегментально-конической формы, геометрически подобным возвращаемой капсуле “Аполлона” (масштаб – 70%), его внешний вид представлен на рис. 1 Диаметр миделя аппарата  $D=2.8$  м, радиус лобового щита  $R_n=3.36$  м, радиус кромки  $R_c=0.14$  м, длина аппарата  $L=2.05$  м, угол обратного конуса  $\beta=33^\circ$ .

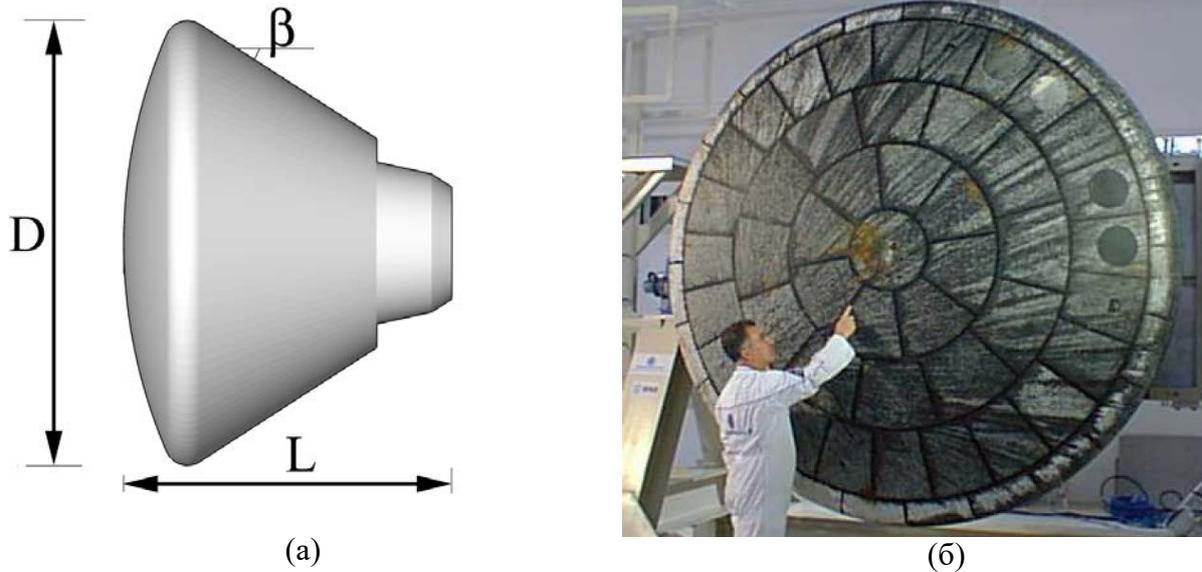


Рис. 1 а) Геометрия аппарата ARD; б) вид лобового щита после полета

Лобовой щит ARD изготовлен из плиток материала Aleastrasil (кварцевые волокна с фенольной пропиткой,  $\rho=1600 \text{ кг/м}^3$ ), задняя часть аппарата покрыта панелями материала NORCOAT-LIEGE (пробка, пропитанная фенольной смолой,  $\rho=480 \text{ кг/м}^3$ ). На поверхности было установлено более 20 датчиков давления и теплового потока, в том числе на лобовом щите использовались сборки термопар, заделанные в материал на глубине 0.7, 3.3, 4.2, 5.3 и 9.3 мм, в задней части ВА применялись медные калориметры.

ARD стартовал с космодрома Куру 21 октября 1998 года на ракете-носителе Ariane-5. Аппарат был выведен на суборбитальную траекторию с высотой апогея 830 км и спустя 80 минут после старта вошел в атмосферу над Тихим океаном, имея скорость 7451.65 м/с и угол наклона траектории к горизонту  $\theta=-2.64^\circ$ . Траекторные параметры на этапе спуска в атмосфере приведены на рис. 2. ARD совершил управляемый спуск с углом атаки  $\alpha \sim 20^\circ$ , на высоте 14 км был введен вытяжной парашют, на высоте между 8 и 1.7 км раскрылась основная парашютная система из 3 куполов, обеспечившая мягкое приводнение всего в 3 км от расчетной точки.

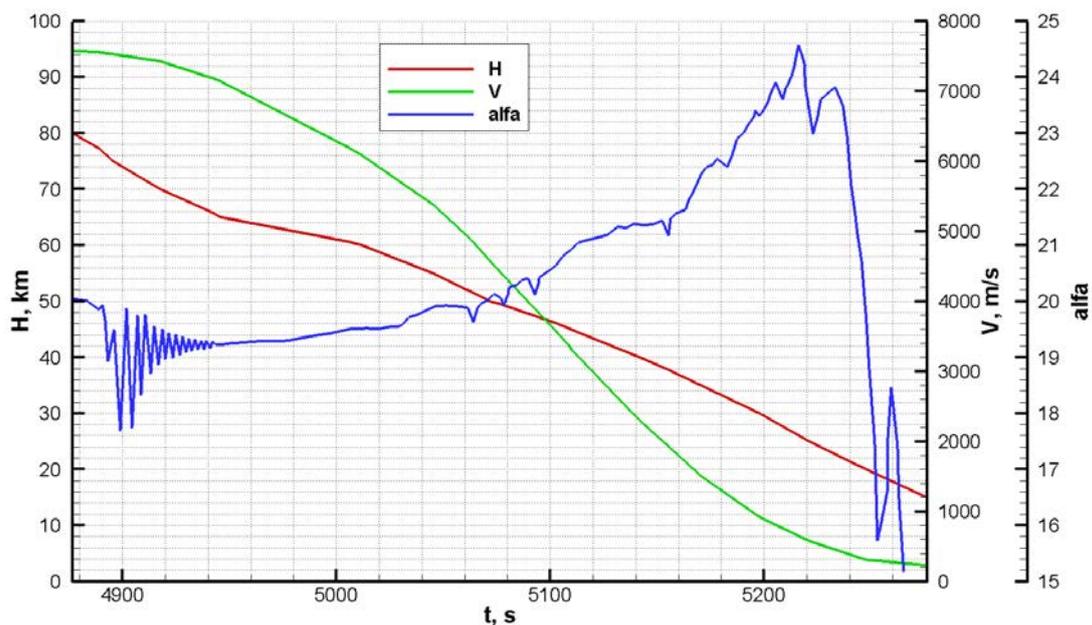


Рис. 2. Высота, скорость и угол атаки ARD от времени

В доступных источниках опубликована лишь часть экспериментальных данных, полученных в ходе полета ARD. А именно: аэродинамические характеристики, измерения давления в некоторые моменты времени, показания нескольких датчиков теплового потока и затухание радиосигнала при прохождении его сквозь плазму возле аппарата. В данной работе основное внимание уделяется вопросам конвективного теплообмена.

Картина теплового нагружения ARD по измерениям 5 датчиков теплового потока представлена на рис. 3. Показания трех датчиков на лобовом щите охватывают диапазон высот от 85 до 60–50 км. Вскоре после прохождения максимума тепловых потоков ( $t = 4950$  с,  $H = 65$  км) датчики начали последовательно выходить из строя. Сперва отказал датчик T4 на кромке щита, затем T0 в центре. Дольше всего продержался датчик T17 возле верхней кромки, сумевший зафиксировать рост теплового потока, начиная с момента  $t = 5035$  с ( $H = 57.2$  км), очевидно вызванный ламинарно-турбулентным переходом.

Датчики в задней части ARD (T8, T9) без проблем пережили спуск с орбиты, но никаких резких вариаций теплового потока не выявили. Переход к турбулентному режиму видимо произошел ниже 30 км, когда интенсивность теплообмена уже значительно уменьшилась.

В работе [4] не приводится никаких данных по линейному уносу теплозащитного покрытия ARD. Исходя из уровня максимальных тепловых потоков на лобовом щите ( $\sim 1$  МВт/м<sup>2</sup>), можно оценить максимальную температуру поверхности  $T_w \sim 2000$  К, что практически исключает заметный унос кварцевого материала. Вероятно, дело ограничилось всего лишь разложением фенольного связующего.

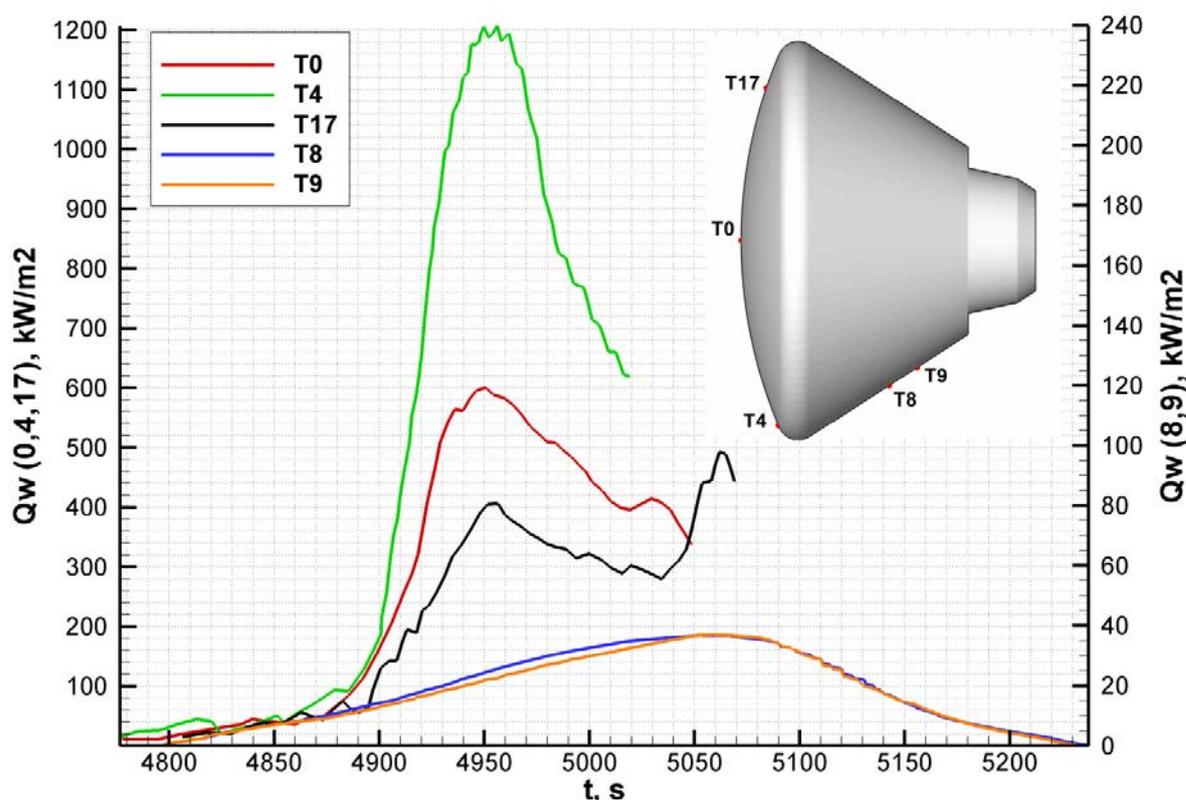


Рис. 3. Измерения тепловых потоков в ходе полета ARD. Показания датчиков на лобовом щите (T0, T4, T17) построены по левой оси, датчиков в задней части (T8, T9) – по правой

## 2. Численный метод

Численное моделирование течения и теплообмена ARD проводилось с помощью конечно-объемного метода решения усредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса

(RANS) в сочетании с моделью ламинарно-турбулентного перехода. Полные уравнения в консервативном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_x^{inv}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y^{inv}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_z^{inv}}{\partial z} = \left[ \frac{\partial \mathbf{F}_x^{vis}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y^{vis}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_z^{vis}}{\partial z} \right] \quad (1)$$

где  $\mathbf{Q}$  – вектор консервативных переменных;  $\mathbf{F}_i^{inv}$  – невязкие потоки;  $\mathbf{F}_i^{vis}$  – вязкие потоки.

Для неструктурированной пространственной сетки уравнения (1), проинтегрированные по конечным объемам, могут быть записаны как

$$\frac{V_{ic}}{\Delta^n t} \Delta^n \tilde{\mathbf{Q}}_{ic} = - \sum_{jf=1}^{N_f} \mathbf{F}^{inv} \cdot \mathbf{n}_{jf} A_{jf} + \sum_{jf=1}^{N_f} \mathbf{F}^{vis} \cdot \mathbf{n}_{jf} A_{jf} \quad (2)$$

где:  $V_{ic}$  – объем ячейки  $ic$ ;  $\tilde{\mathbf{Q}}_{ic}$  – среднее значение вектора консервативных переменных в данном конечном объеме;  $N_f$  – число граней;  $A_{jf}$  – площадь грани  $jf$ ;  $\mathbf{n}_{jf}$  – нормаль к грани.

При определении невязких потоков через грань контрольного объема используется метод AUSM [5], реконструкция переменных на грани производится по схеме MUSCL с лимитером Венкатакришнана [6]. Решение получающихся уравнений проводится неявным методом, алгоритм решения линеаризованной системы является разновидностью точечного метода Гаусс-Зейделя.

Для моделирования турбулентности использовалась дифференциальная модель  $k-\omega$  SST Ментера [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} &= \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_l + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} &= \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_l + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + 2\rho(1-F_1)\sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned}$$

совместно с моделью ламинарно-турбулентного перехода  $\gamma-Re_\theta$  [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \gamma u_i)}{\partial x_i} &= \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] + P_\gamma - E_\gamma \\ \frac{\partial(\rho Re_{\theta,t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Re_{\theta,t} u_i)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_k (\mu_l + \mu_t) \frac{\partial Re_{\theta,t}}{\partial x_j} \right] + P_{\theta t} \end{aligned}$$

Источниковые члены и входящие в них функции задаются в виде:

$$P_\gamma = F_{length} c_{a1} \rho S \sqrt{\gamma F_{onset}} (1 - c_{e1} \gamma); \quad E_\gamma = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} (c_{e2} \gamma - 1);$$

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta,ir} - Re_{\theta,t}) \cdot (1 - F_{\theta t});$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_\nu}{2.193 Re_{\theta c}}; \quad F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2.0); \quad F_{onset3} = \max(1 - (R_T/2.5)^3, 0);$$

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0); \quad F_{turb} = \exp(-(R_T/4)^4); \quad t = 5000 \mu / \rho U^2; \quad Re_\nu = \frac{\rho y^2 \Omega}{\mu}; \quad R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega}$$

Здесь  $S$  – интенсивность сдвиговых напряжений;  $\Omega$  – местное значение завихренности течения;  $Re_\nu$  – вихревое число Рейнольдса;  $R_T$  – турбулентное число Рейнольдса;  $Re_{\theta c}$  – кри-

тическое число Рейнольдса, при котором в пограничном слое впервые появляется перемежаемость;  $Re_{\theta c} = f(Re_{\theta, t})$ .

Поскольку модель  $\gamma-Re_{\theta}$  изначально сформулирована под слабосжимаемые течения, здесь использовалась ее модификация из работы [9], более пригодная к расчету перехода в гиперзвуковых течениях.

На стенке ставились граничные условия прилипания и радиационно-равновесной температуры, определяемой из выражения  $q_c = \varepsilon \sigma T_w^4$ , где степень черноты полагалась равной  $\varepsilon = 0.85$ . Строго говоря, на уносящейся поверхности следует использовать условие баланса энергии в сочетании с какой-либо моделью разрушения:

$$q_c = \varepsilon \sigma T_w^4 + \dot{m}_w \Delta Q, \quad \dot{m}_w = f(T_w, P_w, \dots) \quad (3)$$

где  $q_c$  – конвективный тепловой поток с учетом экранировки вдуваемыми газами;  $\dot{m}_w$  – унос массы, как функция температуры, давления и т.д. на стенке;  $\Delta Q$  – энергия разрушения материала. Но, как было показано выше, в данном случае не стоит ожидать заметного уноса, и даже вдув продуктов разложения фенольного связующего едва ли является существенным слагаемым в балансе энергии на стенке. Более предметно справедливость такого подхода будет продемонстрирована ниже.

Все расчеты проводились в предположении термохимической модели равновесно-диссоциирующего воздуха.

### 3. Результаты расчетов

Ниже приводятся результаты расчетов для двух характерных точек траектории. Все необходимые параметры – высота, скорость, угол атаки, плотность, статическое давление, статическая температура и вязкость набегающего потока, а также число Маха  $M_{\infty}$  и число Рейнольдса по диаметру миделя  $Re_{\infty, D}$  – приведены в таблице 1. Расчетная точка №1 соответствует максимуму тепловых потоков, а точка №2 относится к тому участку траектории, где был зафиксирован развитый турбулентный режим течения.

Таблица 1

Избранные расчетные точки траектории

№	t, с	H, км	$V_{\infty}$ , м/с	$\alpha$ , °	$\rho_{\infty}$ , кг/м <sup>3</sup>	$P_{\infty}$ , Па	$T_{\infty}$ , К	$\mu_{\infty}$ , кг·м/с	$M_{\infty}$	$Re_{\infty, D}$
1	4945.64	65	7145.2	19.22	$1.794 \cdot 10^{-4}$	12.16	236	$1.5265 \cdot 10^{-5}$	23.2	$2.35 \cdot 10^5$
2	5062.13	51.81	4901.6	19.82	$8.607 \cdot 10^{-4}$	67.69	274	$1.7251 \cdot 10^{-5}$	14.8	$6.85 \cdot 10^5$

В каждом случае строилась отдельная трехмерная расчетная сетка. На поверхности тела генерировалась блочно-структурированная сетка с квадратным “патчем” в районе оси симметрии, затем из нее “выдавливалась” призматическая объемная сетка, в ходе 2–3 итераций адаптировавшаяся к ударной волне. Сетка сгущалась к поверхности таким образом, чтобы величина  $y^+$  в первой пристеночной ячейке была менее 0.3.

Типичный результат расчета для условий точки №1 показан на рисунках ниже. Из рассмотрения рис. 4, где цветовой заливкой показано расчетное поле температур в плоскости симметрии ВА, а также представлены линии тока, понятна необычайная сложность картины течения, возникающей в донной области. Вдоль наветренной образующей поток движется безотрывным образом и отрывается только в окрестности донного среза. В подветренной области отрыв возникает почти сразу за точкой разворота потока на верхней кромке лобового щита, а на некотором расстоянии от тела образуется висячая критическая точка и связанная с ней система скачков в ближнем следе.

На рис. 5 представлены распределения тепловых потоков и безразмерного давления на поверхности аппарата. Картина теплообмена на лобовом щите достаточно типична для аппаратов сегментально-конической формы: узкий максимум тепловых потоков на нижней кромке с почти однородным распределением на прочей поверхности. В донной области наблюдаются отдельные участки повышенного теплообмена, связанные с вихрями в отрывной зоне.

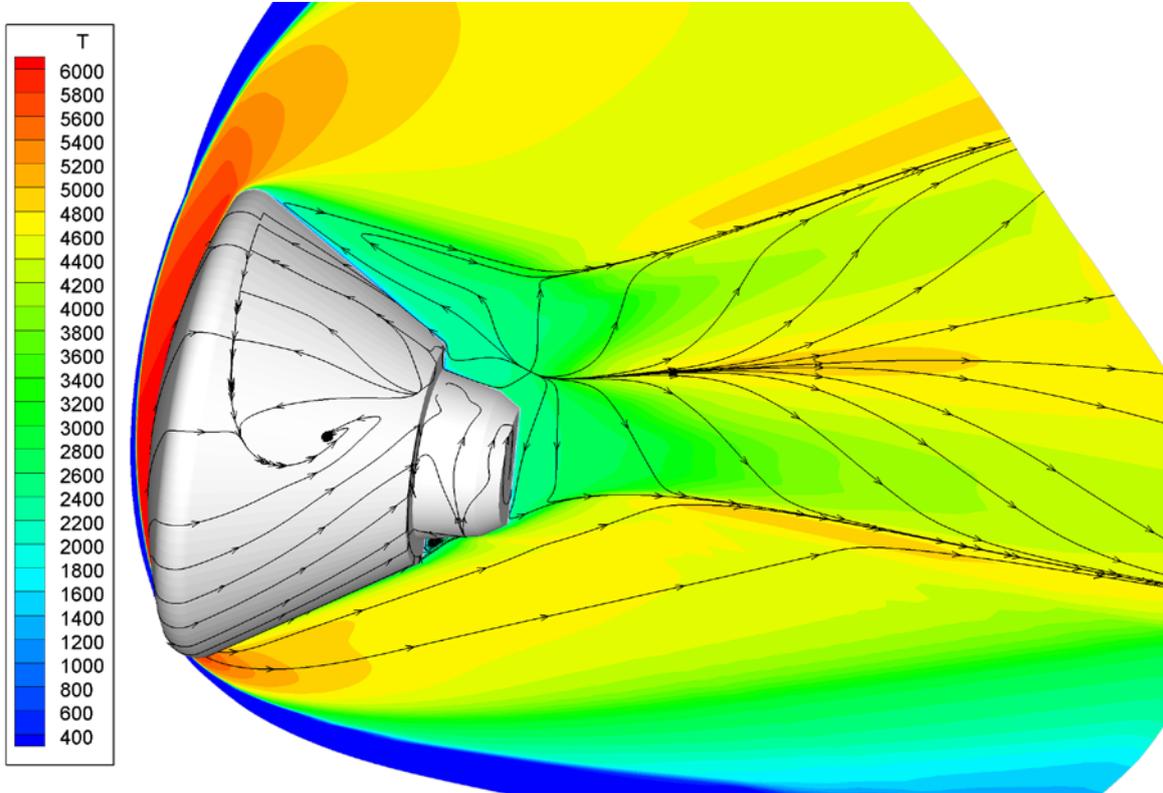


Рис.4 Картина течения для расчетной точки №1. Линии тока и заливка по температуре

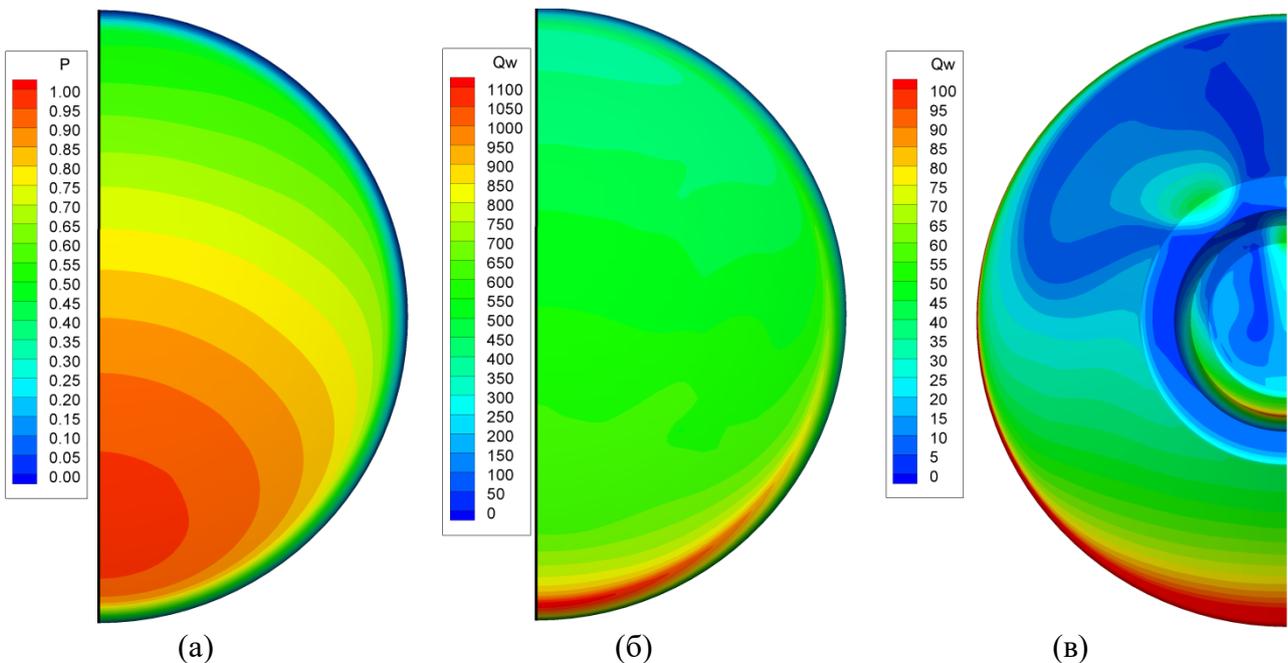


Рис.5 Распределение давления и тепловых потоков на поверхности ARD в точке №1: (а) – безразмерное давление  $P/\rho_{\infty}V_{\infty}^2$  на лобовом щите; (б) – тепловой поток (в кВт/м<sup>2</sup>) на лобовом щите; (в) – тепловой поток (в кВт/м<sup>2</sup>) в задней части аппарата.

Сравнение расчета и эксперимента показано на рисунках ниже. Для условий точки №1 (рис. 6) наблюдается весьма хорошее (в пределах 5–10%) совпадение тепловых потоков на лобовом щите. Это означает, что уже на высоте  $H = 65$  км здесь реализуется вполне равновесное течение с равновесным же теплообменом, когда можно пренебречь эффектами термической и химической неравновесности, а равно и каталитичностью стенки. Важный вывод можно сделать и касательно влияния вдува на теплообмен. Из совпадения тепловых потоков следует, что разложение фенольного связующего действительно не вносит заметного вклада в баланс энергии на стенке (3). В то же время в донной части ВА расчетные тепловые потоки оказываются почти вдвое выше экспериментальных, что наглядно иллюстрирует непригодность равновесного приближения к течению за кромкой.

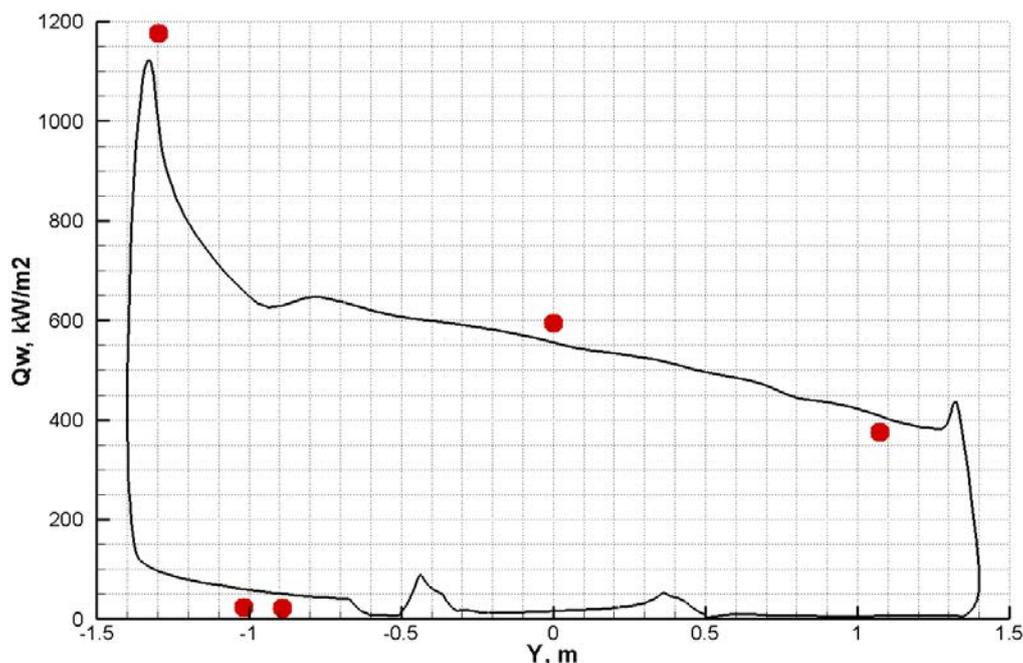


Рис.6. Сравнение расчетных и экспериментальных тепловых потоков в точке №1

Что касается точки №2, то в верхней части лобового щита, в отрывной зоне и во всем следе расчетный метод предсказывает турбулентное течение, а на прочих участках – ламинарное (рис. 7).

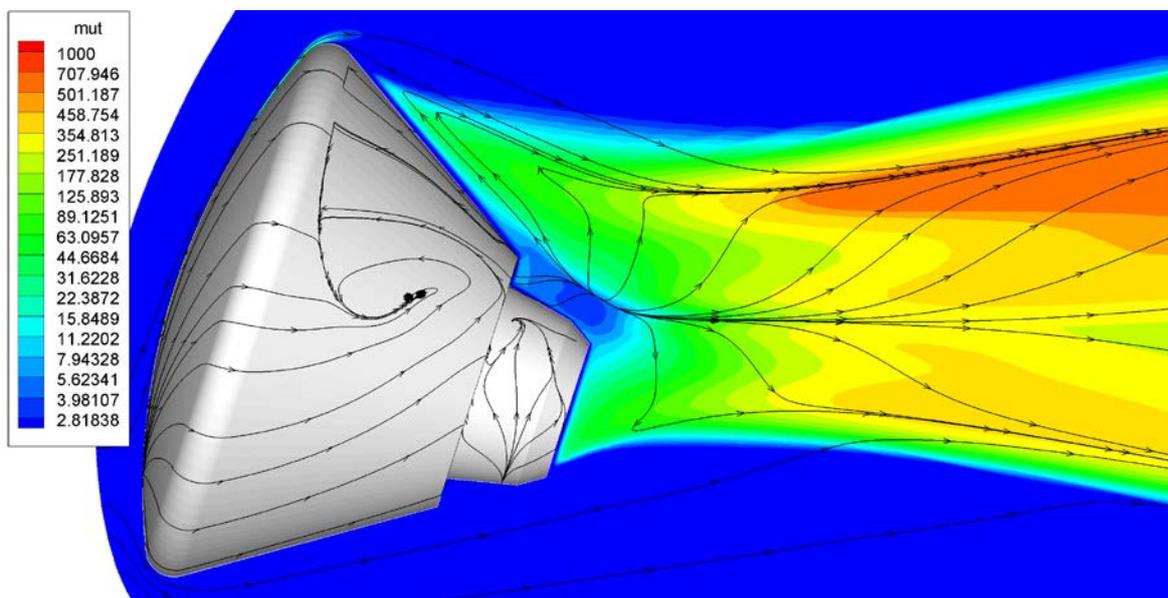


Рис.7. Поле безразмерной турбулентной вязкости  $\mu_{turb}/\mu_{\infty}$  для условий точки №2

И это опять с хорошей точностью согласуется с экспериментом (рис. 8). К сожалению, отказавшие датчики лобового щита не позволяют сравнить истинное положение перехода с расчетным, но сам уровень турбулентного теплообмена оказывается исключительно близок к измеренному датчиком T17. При этом появление перехода на лобовом щите в расчетах происходит несколько позже, чем в эксперименте.

Ламинарные же тепловые потоки с наветренной стороны и вовсе совпадают с экспериментальными в пределах погрешности. Вполне удовлетворительное совпадение наблюдается также с измерениями давления на поверхности ВА (рис. 9).

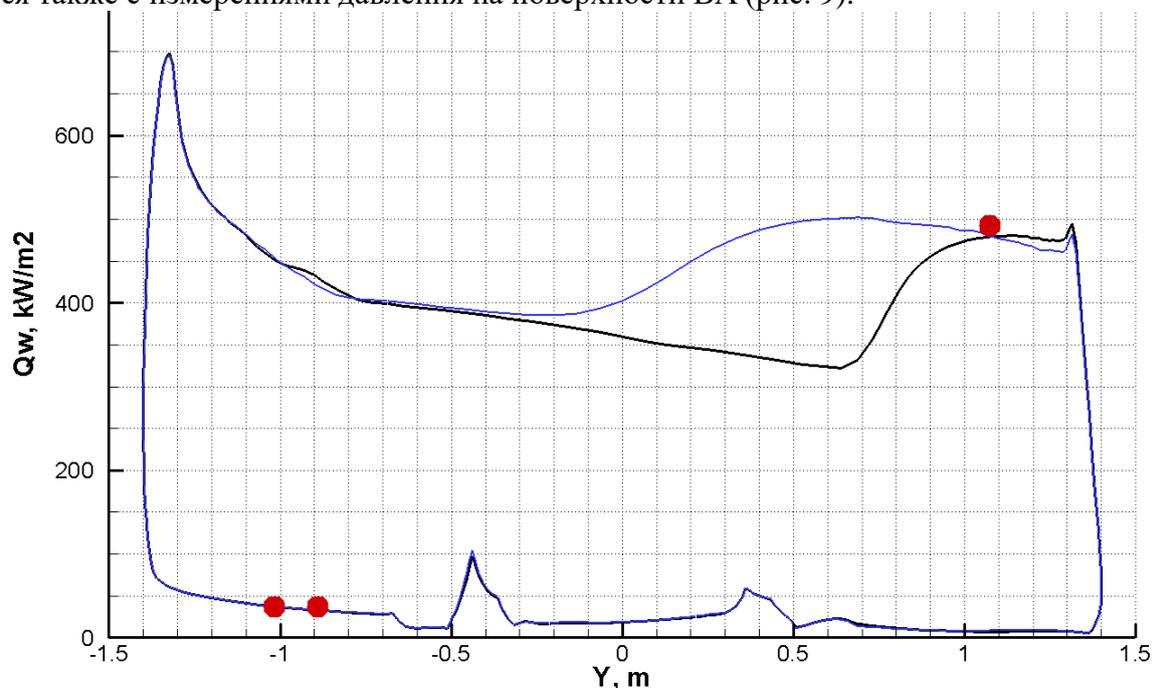


Рис. 8. Тепловые потоки в плоскости симметрии ВА для условий точки №2. Сравнение эксперимента (маркеры) с расчетом по модифицированной модели перехода  $\gamma-Re_{\theta}$  (черный) и полностью турбулентным расчетом по модели  $k-\omega$  SST Ментера (синий)

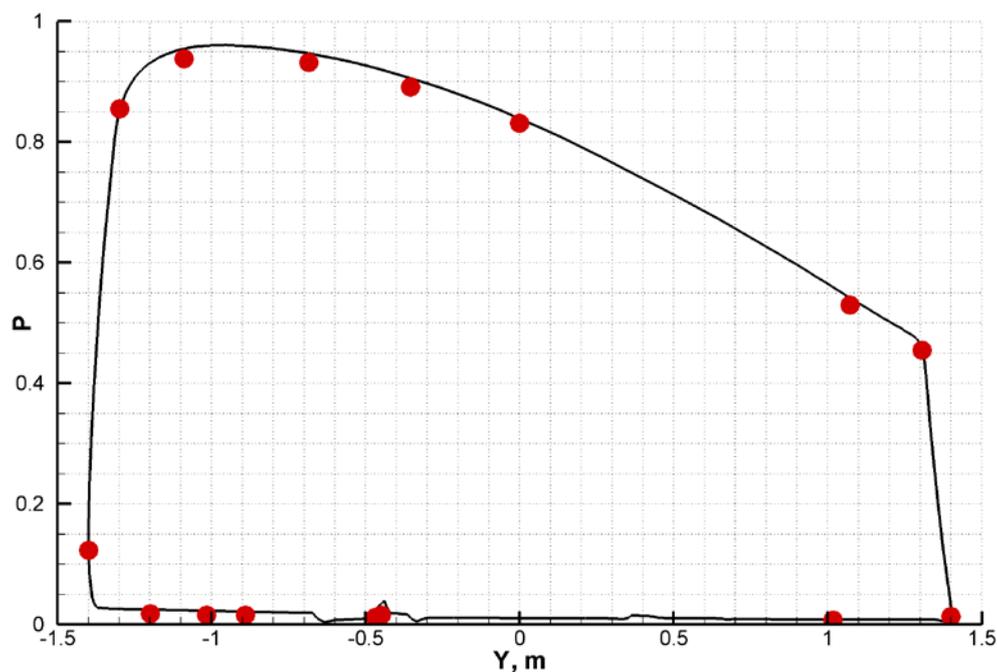


Рис. 9. Безразмерное давление  $P/\rho \infty V_{\infty}^2$  в плоскости симметрии ВА для точки №2. Сравнение расчета и эксперимента.

## 4. Заключение

Сравнение расчетов теплообмена на аппарате ARD с данными летного эксперимента позволяет сделать как минимум два практических вывода. Во-первых, предложенный метод численного моделирования на основе RANS продемонстрировал свою пригодность к расчету равновесного течения и теплообмена в актуальном диапазоне условий. Во-вторых, данные ARD показывают, что и равновесный режим, и ламинарно-турбулентный переход реализуется заметно раньше, чем принято считать. В [10, 11] при теоретическом анализе теплообмена близкого по характеристикам возвращаемого аппарата ПТК НП (ПКК “Энергия”) для близких условий ( $H = 63.4$  км,  $V = 7010$  м/сек,  $\alpha = 22^\circ$ ) в качестве базового рассматривался скорее неравновесный режим, а в качестве критерия начала перехода в верхней части щита рекомендовалась величина  $Re_{\infty,D} \approx 8 \cdot 10^5$ . Фактически же на лобовом щите равновесный режим наблюдается с высоты 65–67 км, а переход – с  $Re_{\infty,D} \approx 4.8 \cdot 10^5$ . Причины такого несоответствия до конца неясны и поэтому в вопросах проектирования ВА будет целесообразным полагаться на более консервативные методы – расчет в равновесном приближении и с ранним переходом.

## Литература

1. Cauchon D.L. Radiative heating results from the FIRE II flight experiment at a reentry velocity of 11.4 kilometers per second. NASA TM-X-1402. 1967.
2. Lee D., Bertin J., Goodrich W., Heat-Transfer Rate And Pressure Measurements Obtained During Apollo Orbital Entries, NASA TN D–6028. 1970.
3. Lee D., Goodrich W., The Aerothermodynamic Environment Of The Apollo Command Module During Superorbital Entry. NASA TN D–6792. 1972.
4. Tran, Ph.; Paulat, J.C., Boukhobza, P. Re-entry Flight Experiments Lessons Learned – The Atmospheric Reentry Demonstrator ARD. In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development (pp. 10-1 – 10-46). Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 10. Neuilly-sur-Seine, France: RTO. 2007.
5. Liuo M.-S., Steffen C. A new flux splitting scheme. J. Comput. Phys. 1993. V. 107. P.23–39.
6. Venkatakrishnan V. On the accuracy of limiters and convergence to steady state solutions. AIAA paper 93–0880. 1993.
7. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, Vol.32, No.8, August 1994, pp.1598–1605.
8. Langtry R., Menter F. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. AIAA Journal, Vol. 47, No. 12, December 2009.
9. Чураков Д.А. Обоснование метода простой локальной корреляции применительно к модели ламинарно-турбулентного перехода  $\gamma$ - $Re_\theta$ . Космонавтика и ракетостроение, 2016, вып 8(93). с. 69–76.
10. Горшков А.Б., Лунев В.В., Чураков Д.А., Белошицкий А.В., Дядькин А.А. Аэротермодинамический анализ возвращаемого аппарата пилотируемого транспортного корабля нового поколения. Научные чтения, посвященные 90-летию со дня рождения Ю.А. Мозжорина. Тез. Докл. ЦНИИмаш. 23–24 ноября 2010 г. с 81.
11. Власов В.И., Горшков А.Б., Ковалёв Р.В., Лунёв В.В., Чураков Д.А., Белошицкий А.В., Дядькин А.А., Шувалов М.П. Исследование ламинарных тепловых потоков на поверхности аппарата сегментально-конической формы при его спуске с околоземной орбиты. Космонавтика и ракетостроение. 2012. № 1 (66). С. 14–21.

Статья поступила в редакцию 18 июня 2017 г.