

УДК 533.6.011

## АНАЛИЗ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОГО НАГРЕВА ЧЕТЫРЕХ ТИПОВ СПУСКАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

С. Т.Суржиков<sup>1</sup>, М. П.Шувалов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1*

<sup>2</sup> *РКК «Энергия» им. С.П.Королева, Московская область, г. Королев  
surg@ipmnet.ru*

### Аннотация

Представлены результаты сравнительного анализа плотностей потоков конвективного и радиационного нагрева спускаемых космических аппаратов, для которых имеется значительное число расчетных данных других авторов.

Расчеты радиационно-конвективного нагрева космического аппарата Fire-II можно рассматривать как валидацию используемых корреляционных соотношений, поскольку в этом случае расчетные данные сравниваются с экспериментальными данными летного эксперимента.

Данная работа продолжает анализ корреляционных соотношений, начатых авторами ранее (Суржиков С.Т., Шувалов М.П. // Теплофизика Высоких Температур, 2013, Т.51, № 3) с целью повышения достоверности предсказания интенсивности радиационного и конвективного нагрева спускаемых космических аппаратов нового поколения.

Важным элементом новизны данной работы является использование корреляционных соотношений, недавно предложенных специалистами NASA (Brandis A.M., Johnston C.O. // AIAA 2014-2374. 2014).

## ESTIMATION OF RADIATION-CONVECTION HEATING OF FOUR TYPES OF REENTRY SPACECRAFTS

Sergey T. Surzhikov<sup>1</sup>, M.P.Shuvalov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS), Russia, Moscow, 119526*

<sup>2</sup> *Korolev Rocket and Space Corporation "ENERGIA", Moscow region, Korolev*

The results of the comparative analysis, basing on the approximate correlations for convective and radiative heating of reentry spacecrafts are presented and analyzed.

Experimental data obtained in the "Fire-II" flight test are used for validation of the approximate correlations.

This paper continues the analysis of the correlation relationships initiated earlier by the authors (Surzhikov S.T., Shuvalov M.P. Checking Computational Data on Radiative and Convective Heating of Next Generation Spacecraft. Heat Transfer. 2013. Vol.51. No.3. Pp. 408–420.) in order to increase the reliability of the prediction of the intensity of radiation and convection heating for reentry spacecraft of new generation.

An important element of novelty of this work is the use of approximate correlations recently proposed by scientists of NASA (Brandis A.M., Johnston C.O. Characterization of Stagnation-Point Heat Flux for Earth Entry // AIAA 2014-2374. 2014. 20 p.).

### 1. Введение

Аэротермодинамический и баллистический анализ вновь создаваемых космических аппаратов, направленный на поиск оптимальных условий входа в плотные слои атмосферы, ставит перед учеными и инженерами ряд новых задач, которые решались ранее в несколько

иной постановке. Среди этих задач отметим особо проблемы радиационной газовой динамики спускаемых космических аппаратов в условиях отсутствия термодинамического равновесия в сжатом слое, проблемы радиационно-конвективного нагрева поверхности спускаемого аппарата (СА), проблемы образования и развития крупномасштабных вихревых течений у аблирующей поверхности лобового аэродинамического щита, а также проблемы аэродинамической устойчивости СА, связанной с развитым отрывным течением над задней поверхностью и т.п.

В качестве базовой формы таких космических аппаратов рассматривается традиционная для советских (российских) и американских аппаратов сегментально-коническая форма [1,2]. Наиболее теплонапряженный участок их полета будет происходить под углом атаки  $20\text{--}30^\circ$ , что приводит к необходимости разработки трехмерных аэротермодинамических и радиационных моделей термически и химически неравновесного течения газов, основанных на полных уравнениях Навье – Стокса. В такой постановке расчетная модель радиационной газовой динамики СА становится труднореализуемой даже на современных суперкомпьютерах. Ряд дополнительных проблем связан с тем, что в современной аэрофизике СА используются кинетические модели релаксационных процессов (вращательная, колебательная и электронная релаксация внутренних степеней свободы молекул и электронное возбуждение атомов) и модели химической кинетики, весьма слабо обеспеченные фактическими кинетическими данными, что с неизбежностью приводит к росту неопределенности получаемых расчетных данных.

Одним из важных элементов повышения достоверности аэротермодинамических данных является сопоставление получаемых с использованием компьютерных аэрофизических кодов расчетных данных с аппроксимационными (корреляционными) соотношениями по конвективному и радиационному нагреву поверхности СА, которые обобщают большой опыт предшествующих радиационно-газодинамических расчетов, выполненных начиная с 60х–70х годов прошлого столетия. Однако хорошо известно, что отмеченные корреляционные соотношения приводят к значительному разбросу результатов. В этом смысле весьма показательна работа [3], где дан анализ расчетного описания результатов летного эксперимента Fire-II [4]. До настоящего времени эти летные данные остаются единственными хорошо документированными результатами по радиационной газовой динамике сверхорбитального входа космического аппарата. Из указанной работы видно, что между результатами расчетов плотностей радиационных тепловых потоков, выполненных разными авторами для участка траектории летного эксперимента Fire-II, характеризуемого высокой степенью неравновесности ( $t = 1634 \div 1637.5$  с), наблюдается двух- трехкратное различие. Более того, в работе [5] показано, что значительное различие наблюдается также и в расчетах конвективного нагрева. На наиболее теплонапряженном участке траектории ( $t = 1640 \div 1645$  с) плотности конвективного теплового потока, получаемые с использованием компьютерных кодов LAURA и GIANTS, различаются на  $\sim 40\%$ .

Причины такого сильного расхождения хорошо известны и связаны с несовершенством используемых сеточных пространств для решения системы уравнений движения вязкого теплопроводного неравновесного селективно поглощающего и излучающего газа, с использованием приближенных моделей физической и химической кинетики, а также теплофизических, переносных и оптических свойств.

Тем не менее, накопление, систематизация и осмысливание многочисленных расчетных данных, детальный анализ имеющихся экспериментальных данных наземных и летных испытаний позволяет в итоге повысить достоверность предсказательных аэротермодинамических расчетов. По крайней мере, удастся обозначить диапазон наиболее вероятных результатов, которые и можно рекомендовать разработчикам космических аппаратов.

Одно из направлений этой деятельности связано с получением и использованием приближенных корреляционных соотношений. В данной работе задача прогнозирования радиационно-конвективного теплообмена перспективного пилотируемого сверхорбитального космического аппарата (ПТК) решается следующим образом. На первом этапе за основу берутся корреляционные соотношения, предложенные для расчета конвективного и радиационного теплового нагрева [7–16]. Указанные корреляции используются для получения расчетных данных применительно к летному эксперименту Fire-II [3–5] и сравнения с расчетными данными других авторов для космических аппаратов Stardust [17,18] и Apollo-4 [19,20]. Тем самым выполняется тестирование этих корреляционных соотношений. Здесь следует заметить, что в подавляющем большинстве статей и книг, где приводятся такие корреляционные соотношения, имеются опечатки, затрудняющие их использование. Попытка исправить отмеченные опечатки сделана при выполнении расчетов в данном обзоре. Используемые корреляционные соотношения приведены ниже.

На втором этапе проверенные корреляционные соотношения применялись для расчета радиационной газовой динамики одной из рассматриваемых аэродинамических конфигураций спускаемого аппарата нового поколения [21]. Тем самым выполнены прогностические аэротермодинамические расчеты.

Исследование, результаты которого представлены в данной работе являются продолжением работ [22, 23].

## 2. Корреляционные соотношения для плотностей конвективного и интегрального радиационного тепловых потоков в критической точке затупленного тела

Использовались корреляционные соотношения, полученные при обработке результатов систематических расчетов конвективного и радиационного нагрева с применением различных упрощенных моделей газовой динамики спускаемых аппаратов [7–16].

### 2.1. Расчет плотности конвективных тепловых потоков

Для расчетов конвективных тепловых потоков использовались следующие аппроксимации:

1) формула Дэтра – Кэмпа – Риделла (цитируется по [24])

$$q_c = 5.7 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{(1+j) \cdot \rho_\infty}{R_n}} \cdot \left(\frac{V_\infty}{100}\right)^{3.25} \left[1 - \frac{0.035 \cdot C_{p,\infty} T}{V_\infty^2}\right], \text{ Вт/см}^2, \quad (1)$$

где:  $\rho_\infty$  – плотность газа в набегающем потоке в г/см<sup>3</sup>;  $R_n$  – радиус затупления в см;  $C_{p,\infty}$  – теплоемкость газа при постоянном давлении в эрг/(г·К);  $V_\infty$  – скорость набегающего потока газа в см/с;

2) упрощенная формула Фея и Риддела [7]

$$q_c = 2.3 \times 10^7 \sqrt{\frac{1}{R_n}} \left(\frac{V_\infty}{10^6}\right)^{3.15} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_0}}, \text{ Вт/см}^2, \quad (2)$$

где  $\rho_0 = 1.23 \times 10^{-3}$  в г/см<sup>3</sup>;

3) формула Фэнстера [10]

$$q_c = 0.635 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{1}{R_n}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_0}} \cdot V_\infty^{2.862}, \text{ Вт/см}^2. \quad (3)$$

## 2.2. Расчет плотности интегральных радиационных тепловых потоков

Для расчета радиационного теплового потока использовалось также несколько аппроксимаций. Следует подчеркнуть, что зависимость лучистых потоков от определяющих параметров еще более сложная и менее проверенная летными данными по сравнению с конвективными. Так, например, в работах [9,16] показано, что не удастся ввести строгие соотношения подобия для расчета радиационных потоков  $q_R$ , падающих на тело, в силу их сложной зависимости от размера тела, а также давления и температуры газа в слое между телом и ударной волной. Поэтому в практике инженерных расчетов используются многочисленные приближенные аппроксимации, где основными определяющими параметрами являются  $R_n$ ,  $V_\infty$  и  $\rho_\infty$ . Это приводит к необходимости более тщательной проверки области применимости каждой из аппроксимационных зависимостей плотностей радиационных тепловых потоков.

Общая методика использования аппроксимационных (корреляционных) соотношений состоит в следующем. Для критической точки затупленного тела на основании анализа многочисленных расчетов гиперзвукового обтекания тел установлено, что плотность интегрального радиационного теплового потока к телу  $q_R$  связана сложной функциональной зависимостью с плотностью потока кинетической энергии набегающего газового потока  $0.5\rho_\infty V_\infty^3$ . Вводится коэффициент пропорциональности

$$C_R = q_R / (0.5\rho_\infty V_\infty^3), \quad (4)$$

который называется коэффициентом лучистого теплообмена. Его принято связывать с критерием Гуларда

$$\Gamma = 2q_{R,ad} / (0.5\rho_\infty V_\infty^3) \quad (5)$$

функциональной зависимостью, которая подбирается для разных газовых смесей в виде достаточно простых аналитических формул, где  $q_{R,ad}$  – плотность интегрального радиационного теплового потока к телу от однородного плоского слоя, толщина которого  $\delta$  равна толщине ударного слоя перед критической точкой, а температура и давление постоянны и равны равновесным значениям за прямым скачком уплотнения. Критерий Гуларда был введен в [25] для анализа возможного влияния радиационных процессов на распределение газодинамических параметров. Считается, что предположение о малости влияния процессов переноса излучения на пространственное распределение газодинамических переменных справедливо при  $\Gamma \leq 10^{-2}$ .

Значительная часть предложенных в литературе корреляционных соотношений для определения плотности радиационного теплового потока к поверхности обтекаемого тела в окрестности критической линии тока связана с расчетом числа Гуларда и различных поправок, учитывающих реальное распределение газодинамических функций в сжатом слое. Однако достаточно широко используются также корреляционные соотношения, не связанные с расчетом числа Гуларда, например, соотношения Таубера и Саттона (см. ниже).

Простейший (и наиболее обоснованный) расчет числа Гуларда проводится посредством вычисления  $q_{R,ad}$  по приближению равновесного сжатого слоя. Из таблиц или аппроксимаций находятся равновесные параметры газа за прямым скачком ( $p_s$ ,  $\rho_s$ ,  $T_s$ ), после чего по известному отношению  $\rho_s/\rho_\infty$  и характерному размеру тела (радиусу затупления)  $R_n$  определяется толщина ударного слоя  $\delta$  (который полагается плоским) и, наконец, с использованием таблиц степени черноты однородного плоского слоя вычисляется искомая величина [26]

$$q_{R,ad} = \sigma T_s^4 \varepsilon (1.8\delta, T_s, p_s). \quad (6)$$

В ряде работ, рассмотренных ниже, для расчета критерия Гуларда предложены корреляционные зависимости вида  $\Gamma = \Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)$ .

Таким образом, фактически для расчета плотностей радиационных тепловых потоков в критической точке затупленного тела используются корреляционные зависимости для критерия Гуларда и поправочные корреляционные зависимости, связывающие коэффициент лучистого теплообмена с критерием Гуларда [9, 12, 13].

### 2.2.1. Формула Стулова, Мирского и Вислого [9] для воздуха

$$q_R = 10^{-7} \cdot C_R [\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)] \cdot (0.5 \cdot \rho_\infty V_\infty^3), \text{ Вт/см}^2, \quad (7)$$

$$C_R(\Gamma) = 0.111 \cdot \Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)^{0.53}, \quad (8)$$

где  $V_\infty$  – скорость набегающего потока газа в км/с.; функция  $\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)$  рассчитывается по разным аппроксимационным формулам для разных диапазонов изменения плотности набегающего потока:

при  $\rho_\infty < 0.2 \times 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) = C_i(R_n) \cdot (3.2657 \times 10^6 \cdot \rho_\infty)^{1.3228} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)}, \quad (9)$$

при  $0.2 \times 10^{-6} < \rho_\infty < 1.3 \times 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) = C_i(R_n) \cdot (10^6 \cdot \rho_\infty)^{0.35} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)}, \quad (10)$$

при  $\rho_\infty > 1.3 \times 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>

$$\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty) = C_i(R_n) \cdot (1.096 \times 10^6 \cdot \rho_\infty)^{0.35} \sqrt{R_n} \left(\frac{V_\infty}{10}\right)^{n_i(R_n)}. \quad (11)$$

В свою очередь коэффициенты  $C_i(R_n)$ ,  $n_i(R_n)$  вычисляются для двух диапазонов скоростей: при  $10 < V_\infty < 13$  (в данной статье используется условие  $V_\infty < 13$ , так что в случае  $V_\infty < 10$  получаемые значения не соответствуют рекомендациям [9])

$$C_1(R_n) = 0.00344 \cdot (0.00436 \cdot R_n + 0.0878)^{0.25}, \quad (12)$$

$$n_1(R_n) = 10 \cdot (0.0079 \cdot R_n + 1.3079)^{-0.25};$$

при  $13 < V_\infty < 20$

$$C_2(R_n) = 0.00344 \cdot (0.3215 \cdot R_n + 61.76)^{0.25} \quad (13)$$

$$n_2(R_n) = 10 \cdot (0.4355 \cdot R_n + 57.49)^{-0.25}.$$

В работах [12, 13] предложены другие аппроксимации для коэффициента лучистого теплообмена  $C_R[\Gamma(R_n, \rho_\infty, V_\infty)]$ , дающие в интересующих нас случаях практически одинаковые результаты:

$$C_R(\Gamma) = 0.5 \cdot \Gamma / (1 + 4.45 \cdot \Gamma^{5/6}), \quad (14)$$

$$C_R(\Gamma) = 0.5 \cdot \Gamma / (1 + 3 \cdot \Gamma^{0.7}). \quad (15)$$

В случае использования указанных корреляционных соотношений в данной работе функция  $\Gamma$  рассчитывалась по формулам (27), (28), где степени черноты плоского однородного слоя брались из [26].

### 2.2.2. Формула Таубера и Саттона [11]

$$q_R = 4.736 \times 10^4 \left( \frac{R_n}{100} \right)^A \rho_\infty^{1.22} \Phi(V_\infty), \text{ Вт/см}^2 \quad (16)$$

при  $R_n < 100$  :  $A = 1.072 \times 10^6 \cdot V_\infty^{-1.88} \cdot \rho_\infty^{-0.325}$ ,

при  $100 < R_n < 200$  :  $A = 0.6$ ,

при  $200 < R_n < 300$  :  $A = 0.5$  (в нашей работе использовано это условие, когда  $R_n > 200$  см),

где  $\rho_\infty$  – плотность газа в набегающем потоке в кг/м<sup>3</sup>,

$V_\infty$  – скорость набегающего потока газа в м/с,

$R_n$  – радиус затупления в см.

Значения функции  $\Phi$  в аппроксимационной формуле Таубера и Саттона приведены в табл. 1.

Таблица 1

Зависимость функции  $\Phi$  от скорости полета в работе [11]

$V_\infty$ , м/с	$\Phi$	$V_\infty$ , м/с	$\Phi$
9000.	1.5	11500.	238.
9250.	4.3	12000.	359.
9500.	9.7	12500.	495.
9750.	19.5	13000.	660.
10000.	35.	13500.	850.
10250.	55.	14000.	1065.
10500.	81.	14500.	1313.
10750.	115.	15000.	1550.
11000.	151.		

### 2.2.3. Формула Таубера и Саттона

Эта формула используется также в работе [15], однако вместо табличных данных для функции  $\Phi(V_\infty)$  применялась аппроксимационная зависимость следующего вида:

$$\Phi(V_\infty) = -3.93206793 \times 10^{-12} V_\infty^4 + 1.61370008 \times 10^{-7} V_\infty^3 - 2.43598601 \cdot 10^{-3} V_\infty^2 + 16.1078691 \cdot V_\infty - 39494.8753, \text{ при } 9000 \leq V_\infty \leq 11500 \text{ м/с}; \quad (17)$$

$$\Phi(V_\infty) = -1.00233100 \times 10^{-12} V_\infty^4 + 4.89774670 \times 10^{-8} V_\infty^3 - 8.42982517 \cdot 10^{-4} V_\infty^2 + 6.25525796 \cdot V_\infty - 17168.3333, \text{ при } 11500 < V_\infty \leq 16000 \text{ м/с}. \quad (18)$$

При скорости  $V_\infty \leq 9000$  м/с в [15] использовалась аппроксимация

$$q_R = g_1 R_n \left( 3.28084 \times 10^{-4} \cdot V_\infty \right)^{g_2} \left( \frac{\rho_\infty}{\rho_{sl}} \right)^{g_3}, \text{ Вт/см}^2, \quad (19)$$

где значения аппроксимационных коэффициентов выбираются для двух диапазонов скоростей:

$g_1 = 372.6$ ,  $g_2 = 8.5$ ,  $g_3 = 1.6$  при  $V_\infty \leq 7620$  м/с (по книге Бертина [8]);

$g_1 = 25.34$ ,  $g_2 = 12.5$ ,  $g_3 = 1.78$  при  $7620 \leq V_\infty \leq 9000$  м/с [15] (в нашей работе допускался диапазон  $7620 \leq V_\infty \leq 11000$  м/с).

#### 2.2.4. Корреляционные соотношения Брандиса и Джонстона [16]

Эти корреляционные соотношения были опубликованы в трудах конференции Американского Института по Аэронавтике и Астронавтике в 2014 г. Авторы утверждают, что около 600 расчетов было использовано для получения корреляционных соотношений для конвективного и радиационного нагрева в критической точке обтекаемого затупленного тела.

Авторами предложены следующие корреляции для конвективного нагрева:

При  $3 \text{ км/с} < V_\infty < 9.5 \text{ км/с}$

$$q_c = 4.502 \times 10^{-9} \rho^{0.4704} V_\infty^{3.147} R^{-0.5038}, \text{ Вт/см}^2, \quad (20)$$

при  $9.5 \text{ км/с} < V_\infty < 17.0 \text{ км/с}$

$$q_c = 1.270 \times 10^{-6} \rho^{0.4678} V_\infty^{2.524} R^{-0.5397}, \text{ Вт/см}^2, \quad (21)$$

где  $q_c$  – плотность конвективного теплового потока;  $\rho$  – плотность набегающего потока, кг/м<sup>3</sup>;  $V_\infty$  – скорость, м/с;  $R$  – радиус затупления, м.

Корреляционные соотношения для расчета интегрального радиационного потока рекомендованы в [16] в следующем виде:

$$q_R = C \rho^a R^b f(V_\infty), \text{ Вт/см}^2, \quad (22)$$

где  $C = 34160.$ ,  $b = 1.261$  – постоянные величины;

$$a = \min \left\{ 3.175 \times 10^6 V_\infty^{-1.8} \rho^{-0.1575}, a \max \right\},$$

$$a \max = \begin{cases} 0.61, & \text{если } 0 < R < 0.5 \\ 1.23, & \text{если } 0.5 < R < 2, \\ 0.49, & \text{если } 2 < R < 10 \end{cases}$$

$$f(V_\infty) = -53.26 + \frac{6555}{1 + \left( \frac{16000}{V_\infty} \right)^{8.25}},$$

где размерности всех величин такие же, как и для плотностей конвективного потока.

### 3. Результаты расчетов конвективного и радиационного нагрева с использованием корреляционных соотношений

Траектории спускаемых космических аппаратов, исследованные в данной работе, показаны на рис. 1. Здесь приведены зависимости скорости от высоты и времени полета по траектории. Заметим, что приведенные временные отрезки следует понимать как относительные отрезки времени, отсчитываемые от некоторых моментов, принятых в исходных работах.

На рис.2 представлены результаты расчетов конвективных и радиационных тепловых потоков в критической точке СА Apollo-4 с использованием корреляционных соотношений, приведенных выше. Выполнено сравнение с данными предварительных и более поздних расчетов, представленных в отчетах NASA [19,20], а также результаты расчетов по аппроксима-

циям [11], приведенным в работе [15]. При анализе данных по радиационному и конвективному нагреву СА Apollo-4 рекомендуется также иметь в виду работу [27], в которой показана эволюция расчетных данных за годы после получения данных о полете Apollo-4. Видно, что корреляционные соотношения для плотностей конвективных тепловых потоков дают результаты, различающиеся в области наибольшего нагрева на 55%. Здесь и далее относительная ошибка рассчитывается по отношению к меньшему значению. Соотношение между расчетными данными для конвективного нагрева, наблюдаемое для Apollo-4, остается справедливым для всех других СА и траекторий полета: наибольшую величину конвективного теплового потока дает аппроксимация Дэтра – Кэмп – Риддела, наименьшее значение – аппроксимация Фэнстера, а упрощенная формула Фэя и Риддела (в редакции Мартина) дает промежуточное значение. Корреляционные соотношения Брандиса – Джонстона [16] близки к аппроксимациям Фэя – Риддела.

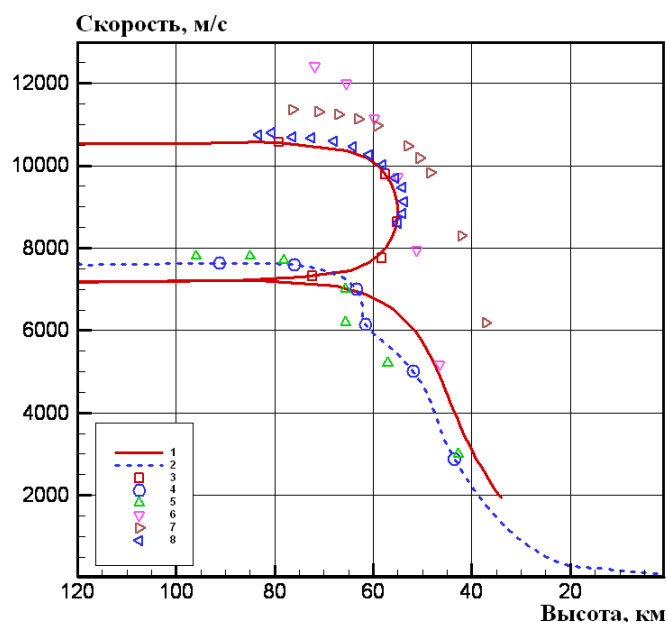


Рис. 1,а. Параметры траекторий полета спускаемых космических аппаратов, принятые к расчету. Зависимость скорости от высоты полета: 1 – возвращение ПТК с Луны; 2 – орбитальный спуск ПТК; 3 – точки траектории сверхорбитального входа, рассчитанные в [55] с использованием кода NERAT+ASTEROID; 4 – точки траектории сверхорбитального входа, рассчитанные в [55] с использованием кода NERAT+ASTEROID; 5 – точки орбитального входа СА Orion [1]; 6 – Stardust [16]; 7 – Fire-II [4,5]; 8 – Apollo-4 [18, 19]



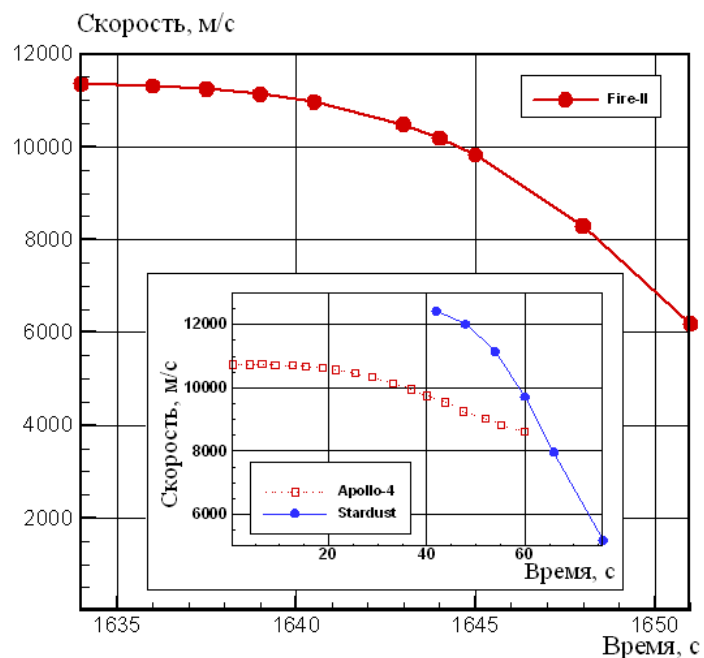


Рис. 1,б. Параметры траекторий полета спускаемых космических аппаратов, принятые к расчету. Зависимость скорости от времени полета

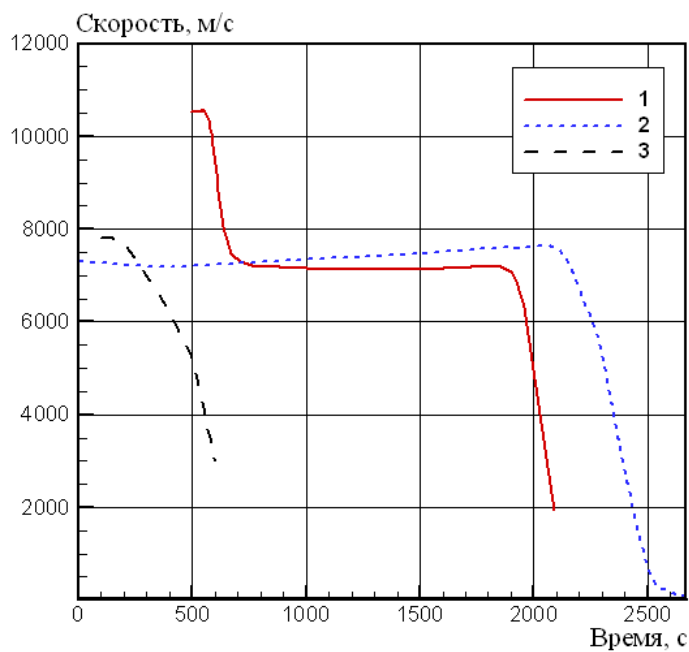


Рис. 1,в. Зависимость скорости от времени полета спускаемых космических аппаратов нового поколения, принятые к расчету: 1 – сверхорбитальный вход ПТК; 2 – орбитальный вход ПТК; 3 – орбитальный вход ORION

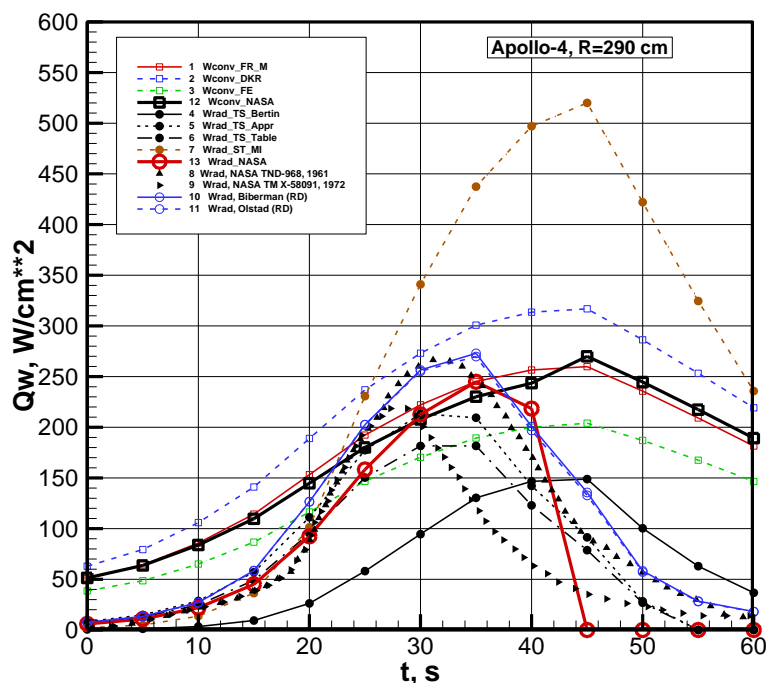


Рис. 2. Конвективный и радиационный нагрев СА Apollo-4 вдоль траектории сверхорбитального входа.

Плотность **конвективного** теплового потока:

1 – упрощенная модель Фей – Риддела по [7]; 2 – аппроксимация Детра – Кемпа – Риддела по [40]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 12 – корреляция Брандиса – Джонстона [54];

Плотность **интегрального радиационного** теплового потока:

4 – аппроксимация Бертина [8]; 5 – аппроксимация Таубера – Саттона по [15];  
6 – аппроксимация Таубера – Саттона с использованием табличных данных [11];  
7 – аппроксимация Стулова – Мирского – Вислого [9]; 8 – расчет [19]; 9 – расчет [18];  
10 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 11 – аппроксимация Олстеда [13],  
13 – корреляция Брандиса – Джонстона [54]

Важным выводом при анализе рис. 2 является соизмеримость плотностей конвективных и радиационных тепловых потоков. Это вполне соответствует сложившейся парадигме, принятой для оценки соотношения между конвективными и радиационными тепловыми потоками для сверхорбитального входа при возвращении с Луны, а именно о соизмеримости конвективного и радиационного нагрева. При этом разброс данных по радиационному тепловому нагреву составляет более 150%. Отметим две особенности результатов, даваемых корреляционными соотношениями. Во-первых, корреляционные соотношения Таубера – Саттона демонстрируют смещение максимума нагрева на более ранние участки траектории. При этом, несмотря на близость данных, полученных по [11], все же следует отметить различие между ними, хотя, по всей видимости, использовалась одна исходная работа. Данные модели Стулова – Мирского – Вислого [9] получаются выше, чем предсказание Бертина [8], Бибермана и др. [12], Олстеда [13]. Однако явное завышение данных [9] в моменты времени  $t > 25$  с не следует относить к погрешностям аппроксимации [9], поскольку упомянутая модель рекомендована авторами для высоких скоростей, где при  $t < 25$  с наблюдается хорошее согласие с данными других моделей. То же относится к аппроксимациям Брандиса – Джонстона [16].

Вторая серия расчетов выполнена при сравнении с данными летного эксперимента Fire-II (рис. 3) [4]. При обработке результатов летного эксперимента в работах [3, 5] отдельно

анализировались данные по конвективному и радиационному нагреву (в том числе, на отдельных спектральных участках).

На рис. 3 приведены данные калориметрических измерений, отвечающие полному конвективному и радиационному нагреву (кривая 17). Кривой 18 показаны расчетные данные [3]. Заметим, что в соответствии с частным сообщением Джонстона (январь, 2012) указанным расчетам предшествовала большая работа по подбору кинетических моделей. Несмотря на хорошее итоговое совпадение приведенных результатов, все же следует отметить их заметное различие на начальных участках траектории, которые отвечают наиболее неравновесным режимам течения.

Аппроксимационные соотношения для конвективного теплового потока [7,11,16,24] дают разницу в максимуме нагрева в 57%. Примечательно, что к этим данным близки результаты расчетов по компьютерным кодам GIANTS (кривая 5), LAURA (кривая 6) по [5], а также по одной из кинетических моделей NERAT-2D (кривая 4).

Предложенные в работе [16] корреляционные формулы для расчета плотностей конвективных тепловых потоков дают близкие результаты к аппроксимациям Фэя и Риддела.

Как и ожидалось, разброс данных по предсказанию плотностей радиационных тепловых потоков оказывается значительным. Корреляционные соотношения Таубера – Саттона и Бертина различаются более чем в два раза. К тому же они смещены друг относительно друга.

Данные Стулова – Мирского – Вислого [9] достаточно близки к аппроксимациям Таубера – Саттона [11] при  $t < 1640$  с. Данные [12, 13] превышают данные Таубера – Саттона [15] примерно на 20%.

Результаты расчетов по радиационному нагреву, полученные по компьютерной платформе NERAT(2D)+ASTEROID [22] и показанные на рис. 3, отвечают разным кинетическим моделям. Расчеты были выполнены с использованием модели химической кинетики Парка [28] (кривые 13 и 14) и по модели Данна и Канга [29] (кривые 15 и 16).

Во-первых, обратим внимание, что вторая из исследованных кинетических моделей дает в рассматриваемом случае (в некоторых точках траектории) результаты, завышенные на ~200% по сравнению с данными, полученными по первой кинетической модели. Для каждой модели химической кинетики использование разных предположений относительно модели неравновесной диссоциации приводит также к заметному расхождению данных расчета радиационного нагрева. При этом в рассматриваемом случае наиболее сильное расхождение наблюдается для кинетической модели Парка. Использование модели неравновесной диссоциации Тринора – Мэрроуна [30] (кривая 14) приводит к завышению плотности радиационных тепловых потоков на ~150% по сравнению с моделью полной термализации колебательных степеней свободы (кривая 13). В случае кинетической модели Данна и Канга это превышение составляет ~25% (соответственно кривые 16 и 15). Причины завышения расчетных данных при учете неравновесной степени диссоциации двухатомных молекул состоят в том, что при этом уменьшается доля диссоциированных молекул, что вызывает возрастание температуры в сжатом слое (из-за снижения потерь исходной кинетической энергии на диссоциацию). При этом сохраняется по сравнению со случаем равновесной термической диссоциации превышение концентраций двухатомных молекул, испускание которых является одним из главных источников теплового излучения.

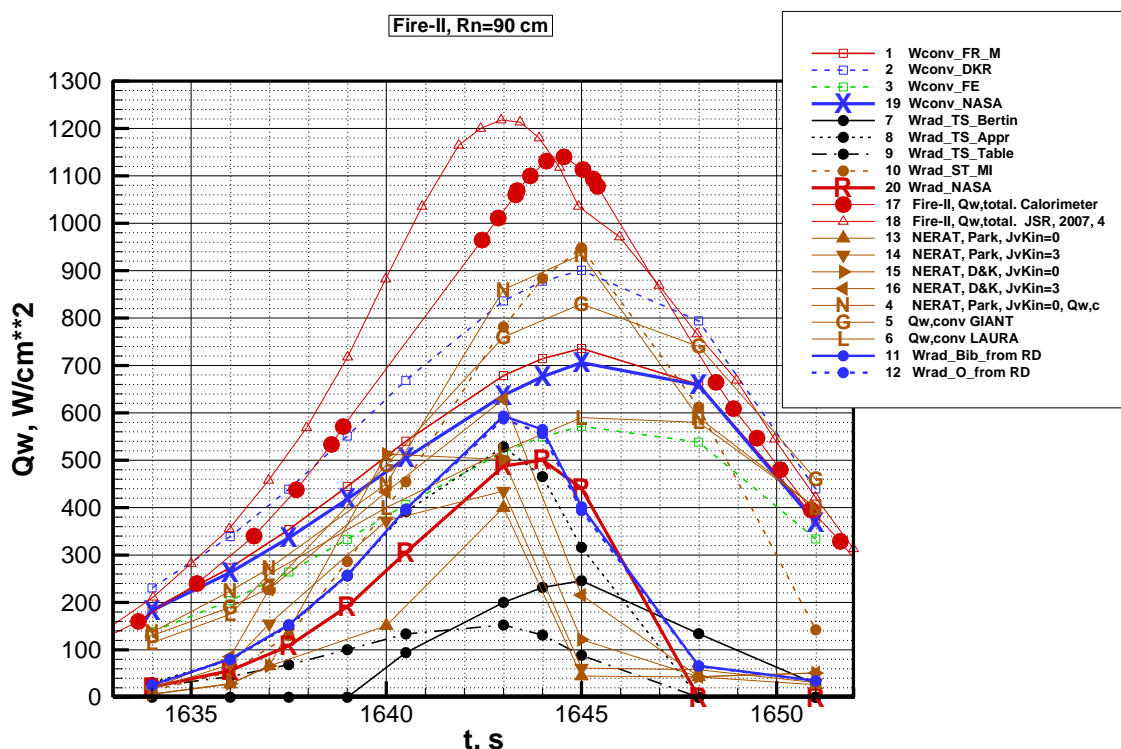


Рис. 3. Конвективный и радиационный нагрев СА Fire-II вдоль траектории сверхорбитального входа.

Плотность **конвективного** теплового потока:

1 – упрощенная модель Фэя–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [40]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 5 – расчет GIANTS по [5]; 6 – расчет LAURA по [5]; 19 – корреляция Брандиса–Джонстона [54];

Плотность **интегрального радиационного** теплового потока:

7 – аппроксимация Бертина [8]; 8 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15]; 9 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11]; 10 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 11 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 12 – аппроксимации Олстеда [13]; 13 – NERAT-2D, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 14 – NERAT-2D, кинетическая модель Парка [34], модель неравновесной диссоциации [39]; 15 – NERAT-2D, кинетическая модель Дана и Канга [37] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 16 – NERAT-2D, кинетическая модель Дана и Канга [37], модель неравновесной диссоциации [39]; 20 – корреляция Брандиса–Джонстона [54];

Плотность **полного** теплового потока:

17 – летные данные по полному тепловому потоку Fire-II (данные калориметра) [4,5]; 18 – расчет полного теплового потока Fire-II [3]

На рис. 4 показаны результаты расчетов аэротермодинамики космического аппарата Stardust. Для этого космического аппарата в литературе отсутствуют летные данные по конвективному и радиационному нагреву, однако проведены расчеты [17,18] (кривые 12 и 13). Сравнение этими результатами также позволяет оценить достоверность предсказаний корреляционных соотношений и численных расчетов данной работы.

Из рис. 4 видно, что плотность полного теплового потока, рассчитанная в [17] (кривая 12), хорошо коррелирует с формулой Фэя и Риддела (кривая 1). Плотность полного радиационного теплового потока, предсказываемая в [17], оказывается относительно низкой (кривая 13). Корреляционные соотношения Таубера–Саттона (кривая 6), Стулова–Вислого–

Мирского (кривая 8), Бибермана и др. (кривая 14), Олстеда (кривая 15) превышают данные [17] до двух раз, а корреляции Бертина (кривая 5), табличная корреляция Таубера – Саттона (кривая 7) наоборот – существенно занижают данные [17].

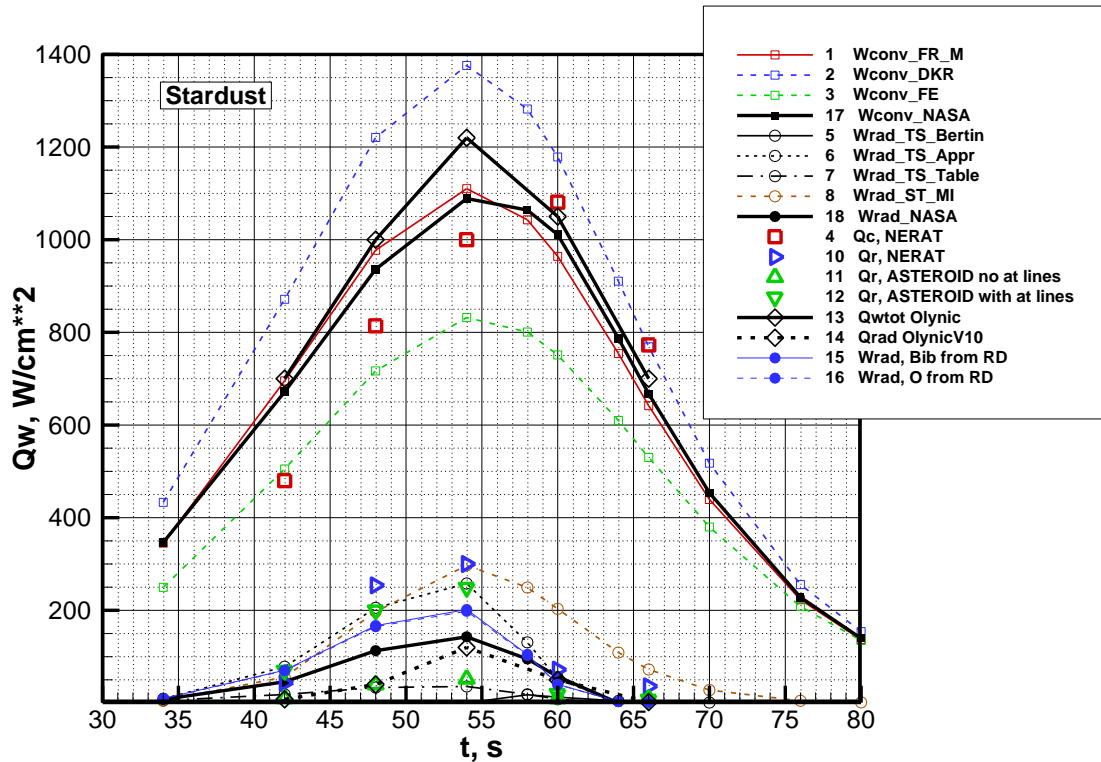


Рис. 4. Конвективный и радиационный нагрев СА Stardust вдоль траектории сверхорбитального входа.

Плотность **конвективного** теплового потока:

1 – упрощенная модель Фея–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [40]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 17 – корреляция Брандиса–Джонстона [54];

Плотность **интегрального радиационного** теплового потока:

5 – аппроксимация Бертина [8]; 6 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15]; 7 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11]; 8 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 9 – NERAT-2D, приближенная оптическая модель; 10 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [34], модель неравновесной диссоциации [39]; 11 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [34], модель неравновесной диссоциации [39] с учетом атомных линий; 12 – полный тепловой поток [16]; 13 – радиационный тепловой поток [16]; 14 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 15 – аппроксимации Олстеда [13]; 18 – корреляция Брандиса–Джонстона [54]

Расчетные данные, полученные с использованием компьютерной платформы NERAT(2D)+ASTEROID, различаются, как и ранее, использованием разных моделей спектральных оптических свойств. Наиболее полная оптическая модель, основанная на рассчитанных *ab-initio* коэффициентах Эйнштейна электронно-колебательных переходов в двухатомных молекулах и более чем 4000 атомных линиях N, O, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, дает наибольшую плотность радиационных тепловых потоков (кривая 11). Если не учитывать атомные линии (кривая 10), то плотность радиационного теплового потока снижается примерно на порядок. Приближенная оптическая модель, основанная на приближенных аппроксимационных зависимостях для сил электронных переходов двухатомных молекул и таблицах факторов Франка–Кондона [31,32], и усредненное излучение в атомных линиях, построенное с использова-

нием методики [33], дает величину радиационных тепловых потоков (кривая 9), близкую к тому, что предсказывает полная оптическая модель.

Плотность конвективных тепловых потоков, рассчитанная с использованием кода *NERAT(2D)* (кривая 4) дает вполне разумные результаты, сравнимые с данными [17].

Выполненное выше сопоставление результатов расчетов с использованием компьютерной платформы *NERAT(2D)+ASTEROID* и корреляционных соотношений с данными летного эксперимента и данными других авторов, позволяет выполнить прогностические расчеты аэротермодинамики спускаемых космических аппаратов нового поколения.

На рис. 5 показаны результаты по сверхорбитальному входу ПТК, а на рис. 6 – по орбитальному. Используемая в расчетах геометрия ПТК и подробности используемой расчетной модели приведены в [34].

Напомним, что сверхорбитальный вход состоит из двух участков. На первом, наиболее теплонпряженном, исходная скорость  $\sim 10.5$  км/с гасится до  $\sim 7.4$  км/с. Именно этот участок траектории анализируется на рис. 5. Второй участок траектории входа достаточно близок по параметрам траектории орбитального входа (см. рис. 1). Поэтому на рис. 6 представлены данные расчета орбитального входа ПТК.

На рис. 5 результаты расчетов данной работы по аэротермодинамике сверхорбитального входа сравниваются с данными расчетов по корреляционным соотношениям. Так, результаты двумерных расчетов плотности конвективного теплового потока (кривая 4) находится в хорошем согласии с данными аппроксимаций (кривые 1–3). Трехмерные расчеты (кривая 5) занижают конвективные тепловые потоки. Очевидно, что в случае двумерных, а особенно трехмерных расчетов главной причиной занижения данных по конвективному тепловому потоку является дефицит узлов расчетной сетки.

При расчете радиационных тепловых потоков, наоборот, наблюдается завышение плотностей радиационных тепловых потоков. В трехмерном случае (кривая 13) радиационный нагрев почти в два раза превосходит данные для двумерных расчетов (кривая 12). Заметим, что в этом случае использовалась только одна кинетическая модель химических реакций и модель полной термализации колебательных состояний при расчете диссоциации двухатомных молекул. Выше было показано, что учет неравновесной диссоциации или использование другой кинетической модели может привести к заметному увеличению расчетных данных по радиационному нагреву, которые, впрочем, неплохо будут совпадать с данными расчетов по корреляционным соотношениям (кривые 7–10).

Плотности конвективных тепловых потоков, рассчитанные с использованием кодов *NERAT(2D,3D)* для условий орбитального входа ПТК (см. рис. 6, дискретные точки 4 и 5), находятся в удовлетворительном согласии с данными полученными по корреляционным соотношениям. Как и прежде в трехмерных расчетах наблюдается относительно меньшая плотность конвективного теплового потока.

Плотности радиационных тепловых потоков, даваемые корреляционными соотношениями, различаются более чем в пять раз. Примерно такое же отличие наблюдается в численных данных *NERAT(2D)*. Различие обусловлено использованием разных моделей неравновесной диссоциации. В приближении термализации колебательных состояний получаются плотности радиационных тепловых потоков на уровне до  $4$  Вт/см<sup>2</sup>. При учете неравновесной диссоциации по модели [30] приводит к увеличению плотности радиационного теплового потока до  $10$  Вт/см<sup>2</sup>.

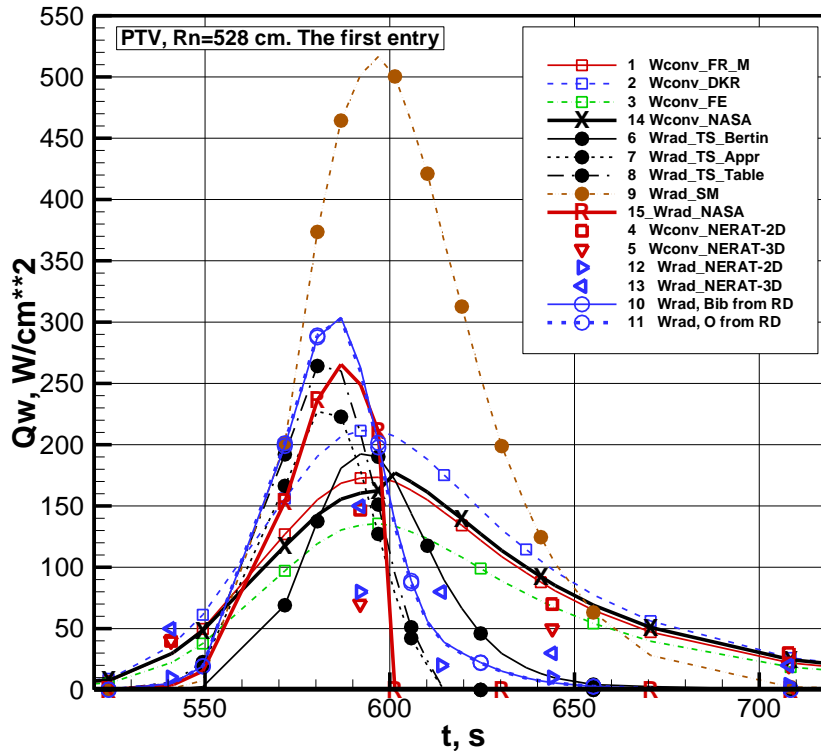


Рис. 5. Конвективный и радиационный нагрев СА PTV вдоль первого участка траектории сверхорбитального входа.

Плотность *конвективного* теплового потока:

1 – упрощенная модель Фея–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [40]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – расчет NERAT-2D, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 5 – расчет NERAT-3D, кинетическая модель Парка [34] с неравновесной диссоциацией [39]; 14 – корреляция Брандиса–Джонстона [54];

Плотность *интегрального радиационного* теплового потока:

6 – аппроксимация Бертина [8]; 7 – аппроксимация Таубера–Саттона по [15]; 8 – аппроксимация Таубера–Саттона с использованием табличных данных [11]; 9 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9]; 10 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 11 – аппроксимация Олстеда [13]; 12 – NERAT-2D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 13 – NERAT-3D+ASTEROID, кинетическая модель Парка [34] без влияния неравновесного возбуждения колебательных состояний на кинетику диссоциации; 15 – корреляция Брандиса–Джонстона [54]

Обращает на себя внимание относительное превышение рассчитанных радиационных тепловых потоков над данными расчетов по корреляционным соотношениям на относительно ранних участках траектории ( $t < 2150$  с). Очевидно, что это связано именно с неравновесными условиями течения. Указанная область течения требует дополнительного исследования. С одной стороны, здесь велика неопределенность, вносимая в расчет используемыми моделями неравновесной диссоциации, с другой – модели кинетики заселения электронно-возбужденных состояний двухатомных молекул в указанных условиях развиты также недостаточно для получения надежных количественных результатов. Это приводит к значительной неопределенности в температурных распределениях и в распределениях заселенностей оптически активных частиц в неравновесной релаксационной зоне за фронтом ударной волны.

На наиболее теплонапряженных участках траектории входа ПТК в плотные слои атмосферы (см., например,  $t = 570 \div 630$  с, на рис.5) наблюдается термализация внутренних степеней свободы [35] и влияние неопределенности описания неравновесного заселения возбужденных энергетических состояний молекул и атомов становится несущественным. Однако

для указанных траекторных точек, которые характеризуются большими градиентами газодинамических функций во фронте ударной волны и в пограничном слое у поверхности, требуется более тщательный выбор расчетных сеток (в особенности, при решении задачи обтекания без выделения фронта ударной волны). Вычислительные аспекты данной проблемы обсуждаются детально в работе [22].

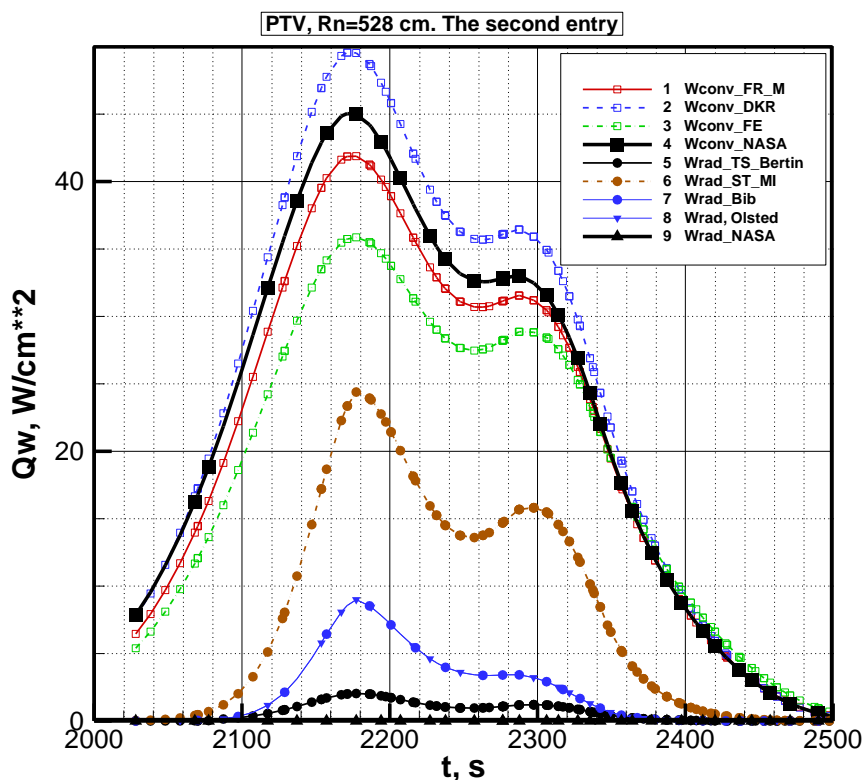


Рис. 6. Конвективный и радиационный нагрев СА ПТКРТV вдоль траектории орбитального входа.

Плотность *конвективного* теплового потока:

1 – упрощенная модель Фейя–Риддела [7]; 2 – аппроксимация Детра–Кемпа–Риддела по [40]; 3 – аппроксимация Фэнстера [10]; 4 – корреляция Брандиса–Джонстона [54];

Плотность *интегрального радиационного* теплового потока:

5 – аппроксимация Бертина [8]; 6 – аппроксимация Стулова–Мирского–Вислого [9];

7 – аппроксимация Бибермана и др. [12]; 8 – аппроксимация Олстеда [13];

9 – корреляция Брандиса–Джонстона [54]

## Заключение

Отобраны и протестированы корреляционные соотношения для расчета конвективного и радиационного нагрева спускаемых космических аппаратов Apollo-4 и Stardust, для которых имеется значительное число расчетных данных других авторов. С использованием этих же корреляционных соотношений выполнен анализ летных данных аэротермодинамического эксперимента Fire-II. Для отдельных точек траектории входа СА Stardust и Fire-II выполнены расчеты радиационной газовой динамики с использованием компьютерной платформы NERAT(2D, 3D)+ASTEROID.

С использованием представленных корреляционных соотношений и компьютерной платформы NERAT(2D,3D)+ASTEROID выполнены прогностические расчеты аэротермодинамики перспективных космических аппаратов больших размеров.



Указанные двухмерные и трехмерные расчеты показали удовлетворительное совпадение с другими расчетными данными. Однако использование разных моделей химической кинетики (модели Парка, Данна и Канга), разных моделей неравновесной диссоциации, а также разных спектральных оптических моделей показали высокую чувствительность расчетных данных по интегральному радиационному потоку к выбранной модели. Учитывая недостаточную развитость моделей неравновесной диссоциации и возбуждения электронных состояний двухатомных молекул при их столкновении с электронами, и в особенности с другими тяжелыми частицами, необходимо дальнейшее развитие этих моделей и постановка прецизионных экспериментов по изучению кинетики релаксации внутренних степеней свободы молекулярных компонент. Нуждаются в дальнейшем развитии модели химической кинетики, сопряженные с адекватным реальным процессам учетом неравновесной заселенности реагирующих частиц.

Дальнейшее развитие пространственных вычислительных моделей радиационной аэротермодинамики должно быть связано, среди прочего, с совершенствованием качества создаваемых и используемых расчетных сеток.

Тем не менее, несмотря на значительное число перечисленных задач, которые надо решить в будущем для повышения предсказательной достоверности пространственных аэротермодинамических расчетов, следует отметить, что получаемые в настоящее время численные данные находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися данными летных экспериментов и наземных стендовых испытаний. Это свидетельствует о том, что развиваемые в настоящее время пространственные модели неравновесной радиационной аэрофизики спускаемых аппаратов достигли значительного прогресса за последнее десятилетие.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований РАН и грантов РФФИ 13-01-00544, РФФИ 13-08-12033.

## Литература

1. NASA's Exploration Systems Architecture. Final Report. NASA-TM-2005-214062. November 2005. 758 p.
2. Drake B.G. Human Exploration of Mars Design Reference Architecture 5.0. NASA presentation. February 2009. 31 p.
3. Johnston C.O., Hollis B.R., Sutton K. "Nonequilibrium Stagnation-Line Radiative Heating for Fire-II," JSR. V. 45. № 6. 2008. P. 1185.
4. Cornette E.S. Forebody Temperatures and Calorimeter Heating Rates Measured During Project Fire II Reentry at 11.35 km/s. NASA TM X-13 05, Nov. 1966
5. Olynick D.R., Henline W.D., Hartung L.C. and Candler G.V. "Comparison of Coupled Radiative Navier-Stokes Flow Solutions with the Project Fire-II Flight Data" // AIAA 94-1955. 1994. 15 p.
6. Surzhikov S.T. Radiative-Collisional Models in Non-Equilibrium Aerothermodynamics of Entry Probes // Journal of Heat Transfer. 2012. V. 134. P. 031002-1.
7. Мартин Дж. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику. М.: Мир, 1969. 320 с. (John J. Martin Atmospheric Reentry. An Introduction to its Science and Engineering. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs N.J.)
8. Bertin J. Hypersonic Aerothermodynamics // AIAA Education Series, AIAA, N.Y., 1993. 608 p.
9. Стулов В.П., Мирский В.Н., Вислый А.И. Аэродинамика болидов. М.: Наука, 1995. 236 с.
10. Fenster S.J. Stagnation-Point Heat Transfer for a New Binary Air Model Including Dissociation and Ionization // AIAA J., 1965. V. 3. № 12. P. 2189.
11. Tauber M.E., Sutton K. Stagnation-Point Radiative Heating Relations for Earth and Mars Entries // J. Spacecraft. 1991. V. 28. № 1. P. 40.
12. Биберман Л.М., Бронин С.Я., Лагарьков А.Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 5. С. 112.
13. Олстед У.В. Соотношения для радиационной теплопередачи в критической точке // РТК. 1969. Т. 7. № 1. С. 209. (Olstad W.B. Correlations for Stagnation-Point Radiative Heat Transfer // AIAA J. 1969. V. 7. № 1. P. 170.

14. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия. 1976. С. 290.
15. Johnson J.E., Starkey R.P., Lewis M.J. Aerothermodynamic Optimization of Reentry Heat Shield Shapes for a Crew Exploration Vehicle // Journal of Spacecraft and Rockets. 2007. V. 44. № 4. P. 849.
16. Brandis A.M., Johnston C.O. Characterization of Stagnation-Point Heat Flux for Earth Entry // AIAA 2014-2374. 2014. 20 p.
17. Olynick D., Chen Y.-K., Tauber M.E. Aerothermodynamics of the Stardust Sample Return Capsule // Journal of Spacecraft and Rockets. 1999. V. 36. № 3. P. 442.
18. Shang J.S., Surzhikov S.T. Simulating Stardust Earth Reentry with Radiation Heat Transfer // Journal of Spacecraft and Rockets. 2011. Vol. 48. № 3. P. 385.
19. Ried R.C. Jr., Rochelle W.C., Milhoan J.D. Radiative Heating to the Apollo Command Module: Engineering Prediction and Flight Measurements // NASA TM X-58091. 1972.
20. Lovelace U.M. Charts Depicting Kinematic and Heating Parameters for a Ballistic Reentry at Speeds of 26,000 to 45,000 Feet per Second // NASA TND-968. October 1961.
21. Djadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., Surzhikov S. Nonequilibrium Radiative Gasdynamics of Segmental-Conical Space Vehicle of Large Size. AIAA paper 2011- 0453. 2011. 29 p.
22. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. М.: ИПМех РАН. 2013. 706 с.
23. Суржиков С.Т., Шувалов М.П. Тестирование расчетных данных по радиационному и конвективному нагреву спускаемых космических аппаратов нового поколения// ТВТ. 2013. Т.51. №3. С.456-470. (Surzhikov S.T., Shuvalov M.P. Checking Computational Data on Radiative and Convective Heating of Next Generation Spacecraft. Heat Transfer. 2013. Vol.51. No.3. pp.408-420.)
24. Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Поляков О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. С. 226.
25. Goulard R. The Coupling of Radiation and Convection in Detached Shock Layers // J. Quant. Spectrosc. Radiation Transfer. 1961. V. 1. P. 249.
26. Баула Г.Г., Маркелова Т.В., Николаев В.М., Пластинин Ю.А., Румынский А.Н., Сипачёв Г.Ф., Суржиков С.Т. Методические указания. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов. РД 50-25645.114-84. М.: Изд-во стандартов, 1984. 59 с.
27. Park Ch. Stagnation-Point Radiation for Apollo 4 - A Review and Current Status // AIAA paper 2001-3070. 2001. 16 p.
28. Park C. Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries // J. of Thermophysics and Heat Transfer. 1993. V. 7. № 3. P. 385.
29. Dunn M.G., Kang S.W. Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas. NASA CR-2232. 1973.
30. Treanor C.E., Marrone P.V. Effect of Dissociation on the Rate of Vibrational Relaxation // The Physics of Fluids. 1962. V. 5. № 9. P. 1022.
31. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. / Под ред. Р.В. Хохлова. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980. 319 с.
32. Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. Факторы Франка – Кондона двухатомных молекул. М.: Изд-во Московского университета, 1984. 339 с.
33. Суржиков С.Т. Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992. 157 с.
34. Djadkin A., Beloshitsky A., Shuvalov M., Surzhikov S. Nonequilibrium Radiative Gasdynamics of Segmental-Conical Space Vehicle of Large Size. AIAA 2011- 0453. 2011. 29 p.
35. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов больших размеров // ТВТ. 2010. Т.48. № 6. С. 956.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2014 г.