

4. Как провалилась программа Space Shuttle. Научно-популярный портал «Нечто». [Электронный ресурс]. URL: <http://nechtoportal.ru/tehnika-2>. Дата обращения – 18.03.2018.
5. Сурнин В.А. Некоторые проблемы развития воздушно-космических транспортных систем многократного использования // Из истории авиации и космонавтики. Вып 61. М.: 1990. С. 39 – 60.
6. История разработки многоразовой транспортно-космической системы (МТКС) "Спейс Шаттл". [Электронный ресурс]. URL: <http://www.buran.ru/hm/shuttle.htm>. Дата обращения – 13.03.2018.
7. История создания многоразового орбитального корабля "Буран" (изделия 11Ф35). [Электронный ресурс]. URL: <http://www.buran.ru/hm/history.htm>. Дата обращения – 18.03.2018.
8. Многоразовые транспортные космические системы. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.buran.ru/hm/39-3.htm>. Дата обращения – 05.03.2018.
9. Шесть запусков многоразовой ракеты. [Электронный ресурс]. URL: <https://vakhnenko.livejournal.com>. Дата обращения - 05.03.2018.
10. SpaceX Falcon 9 product page. Space Exploration Technologies Corp. 2013. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.spacex.com/falcon9/>. Дата обращения – 07.02.2018.
11. Бахвалов Ю.О. Испытания ракетно-космической техники. Введение в специальность [Текст]: учеб. пособие / Ю.О. Бахвалов. М.: ООО «АИР», 2015. 228 с.
12. Жуковский А.Е. Испытания жидкостных ракетных двигателей: учебник для вузов / А. Е. Жуковский, В. С. Кондрусев, В. В. Окорочков. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1992. 351 с.
13. ГОСТ Р 56099-2014. Двигатели ракетные жидкостные. Методика утяжеленных испытаний. М.: Стандартинформ, 2015.
14. Сердюк В.К. Проектирование средств выведения космических аппаратов: учеб. пособие для вузов под ред. А.А. Медведева. М.: Машиностроение, 2009. 504 с.
15. Евтифьев М.Д. Испытания ракетно-космической техники: учебное пособие для вузов. Красноярск: СибГАУ им. акад. М. Ф. Решетнева, 2005. 325 с.
16. Гахун Г.Г., Баулин В.И., Володин В.А., Курпатенков В.Д., Краев М.В., Трофимов В.Ф. Конструкция и проектирование жидкостных ракетных двигателей: Учебник для студентов вузов по специальности «Авиационные двигатели и энергетические установки». М.: Машиностроение, 1989. 429 с.
17. Шулепов А.И., Петровичев М. А., Панков А. А. Основы устройства ракет: электрон. учеб. пособие. Самара: СГАУ им. С. П. Королева, 2012.
18. Гусева В.Н. Прикладная системология: конспект лекций. СПб: БГТУ «Военмех», 2015. 36 с.

УДК 621.45.02

#### **ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ДАРСИ К РАСЧЕТУ ПОРИСТОГО ОХЛАЖДЕНИЯ КАМЕРЫ ЖРД**

***Ю. В. Ермолаева, Ю. В. Анискевич***

*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д.Ф. Устинова*

Одним из перспективных направлений совершенствования жидкостных ракетных двигателей является использование транспирационного охлаждения. Данный способ охлаждения позволяет снизить потери удельного импульса за счет уменьшения расхода охлаждающего компонента на создание защитного пристеночного слоя. Однако в настоящее время в литературе отсутствует методика расчета пористого охлаждения камеры ЖРД, позволяющая проводить обоснование параметров пористого материала внутренней стенки по длине камеры. Новизна данной работы заключается в формировании методики расчета транспирации на основе математической модели тепловых процессов, протекающих при транспирационном охлаждении в камере ЖРД.

Для построения математической модели течения охладителя через пористую огневую стенку камеры ЖРД примем сначала некоторые допущения. Считаем, что в тракте охлаждения находится газообразный водород. В качестве материала внутренней стенки выберем пористый сетчатый материал (ПСМ) с сетками из меди, так как медь относится к материалам со слабой водородной охрупчиваемостью и обладает высокой теплопроводностью. ПСМ из фильтровых тканых сеток являются наиболее совершенными для применения в качестве материалов стенки камеры сгорания, так как обладают высокой прочностью, технологичны, имеют широкий диапазон пористости. Также

они обеспечивают высокий внутрипоровый конвективный теплообмен и обладают высокой теплопроводностью проволочного каркаса.

Течение газообразного водорода через пористую огневую стенку камеры ЖРД является неизотермическим, охладитель при движении в порах контактной теплопередачей и теплопроводностью получает тепловые потоки от внутренних поверхностей пористого скелета медной стенки. Удельные тепловые потоки в камерах ЖРД доходят до  $10^7 \frac{Вт}{м^2}$ .

Течение водорода через пористую стенку при транспирационном охлаждении является медленным ламинарным, так как число Рейнольдса, определенное по характерному размеру пор, оказывается меньше единицы.

$$Re = \frac{v \times \rho \times \delta}{\mu \times m} \quad (1)$$

где  $v \approx 0,004 \frac{м}{с}$  - порядок плотности объемного расхода при транспирации;  $\rho = 75 \frac{кг}{м^3}$  - плотность водорода при температуре порядка 34 К, давлении порядка 160 атм (условия, приближенные к условиям в тракте охлаждения);  $m \approx 0,4$  - пористость материала внутренней стенки;  $\delta = 10 мкм$  - характерный размер пор;  $\mu = 12,75 \cdot 10^{-6} Па \cdot с$  - динамическая вязкость водорода при 34К и давлении порядка 160 атм. Подставив эти значения, оценим число Рейнольдса.  $Re \approx 0,5 < 1$ .

Медленное ламинарное течение в пористой среде подчиняется закону Дарси. Он является базой в построении данной математической модели.

Закон Дарси для газов в общем случае должен записываться с учетом явления скольжения (газ не прилипает к стенкам пор) и сжимаемости. Однако при больших значениях среднего давления в газе скольжением можно пренебречь. Давления в камерах сгорания и трактах охлаждения ЖРД очень велики (порядка 15 МПа), поэтому закон Дарси в данной математической модели записывается без учета эффекта Клинкенберга. Таким образом, проницаемость пористой среды при построении данной математической модели можно считать не зависящей от давления.

Пористую среду будем считать изотропной, поэтому проницаемость не будет зависеть от направления, выбранного в материале.

Таким образом, закон Дарси для данного случая можно записать в следующем виде [1]:

$$\vec{v} = - \frac{K}{\mu} \times \vec{\nabla} p \quad (2)$$

где  $K$  - проницаемость пористого материала;  $p$  - давление в газе.

Для математического описания течения газообразного водорода через пористую стенку необходимо составить замкнутую систему дифференциальных уравнений для давления  $p$ , вектора скорости охладителя  $\vec{v}$ , плотности охладителя  $\rho$  и температур  $T$  газа и  $T_1$  пористого скелета внутренней стенки. Для этого выделим в пористой стенке трубку тока по направлению течения охладителя. Положение трубки в пространстве будем считать фиксированным. Ось трубки тока  $\vec{s}$  будет искривлена, так как в общем случае пористая среда обладает коэффициентом извилистости пор  $a_{изв}$ , большим единицы, то есть путь, проходимый газом в порах, больше толщины внутренней стенки камеры. Полную систему дифференциальных уравнений составим для трубки тока с законом изменения площади сечения  $f(s)$ . Эти дифференциальные уравнения будут являться уравнениями одной переменной- координаты  $s$ , отсчитываемой по оси трубки тока.

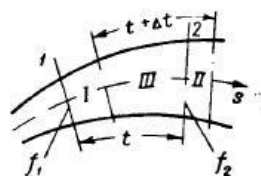


Рис.1

Для составления системы уравнений применим законы сохранения к потоку газа, текущему внутри трубки тока.

Закон сохранения массы позволяет записать уравнение неразрывности для потока газа. Оно имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(\rho \times m)}{\partial t} + \text{div}(\rho \times \vec{v}) = 0 \quad (3)$$

Второе уравнение системы получено в результате применения закона изменения количества движения системы к газу, текущему внутри трубки тока между сечениями  $f_1$  и  $f_2$ . Этот закон запишем в виде проекции на ось трубки  $\vec{s}$ . Для этого рассмотрим два положения газа в моменты времени  $t$  и  $t + \Delta t$  (Рис. 1). Изменение количества движения газа за время  $\Delta t$  складывается из локальной и конвективной составляющей (связанной с переносом из сечения 1 в сечение 2). Изменение количества движения газа, связанное с переносом, можно записать так:

$$\bar{J}_2 - \bar{J}_1 = \int_{f2} \rho \cdot \frac{\vec{v}}{m} \cdot v_n \cdot m \cdot df - \int_{f1} \rho \cdot \frac{\vec{v}}{m} \cdot v_n \cdot m \cdot df \quad (4)$$

где  $v_n$  - нормальная к участку  $df$  компонента скорости газа;  $v_n \cdot df \cdot m$  - это элементарный объемный расход водорода через элемент площади  $df$ ;  $\frac{\vec{v}}{m}$  - действительная скорость газа в порах,  $\bar{v}$  - осредненная скорость, которая фигурирует в законе Дарси. Действительная скорость, в отличие от осредненной, учитывает, что водород течет не через всю площадь сечения трубки, а лишь через ее часть, занятую порами.

Спроецируем  $\bar{J}_2 - \bar{J}_1$  на ось трубки  $\vec{s}$ , считая расстояние по оси между сечениями трубки 1 и 2 равным  $ds$ :

$$\frac{\partial J_s}{\partial s} \cdot ds = \frac{\partial}{\partial s} \left( \int \rho \cdot \frac{v_n}{m} \cdot v_n \cdot df \cdot m \right) \cdot ds \quad (5)$$

Считая, что  $\Delta t = 1$ , запишем локальное изменение количества движения:

$$\bar{J}_{III}(t + \Delta t) - \bar{J}_{III}(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int \rho \cdot \frac{\vec{v}}{m} \cdot v_n \cdot df \cdot m \quad (6)$$

Спроецируем локальное изменение количества движения газа  $\Delta \bar{J}_{III}$  в единицу времени на ось трубки  $\vec{s}$ :

$$\frac{\partial J_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \int \rho \cdot \frac{v_n^2}{m} \cdot df \cdot m \right) \quad (7)$$

Скорость  $v_n$  распределена по сечению трубки неравномерно из-за искривления оси трубки, на каждом участке  $df$  разбиения она разная. Для устранения этой сложности будем использовать среднюю в сечении скорость водорода и введем поправку на неравномерное распределение скоростей, т.н. поправку Кориолиса  $\xi$  [4]. С учетом этой поправки полное изменение количества движения водорода в трубке в единицу времени можно записать так:

$$\frac{\partial J_s}{\partial s} \cdot ds + \frac{\partial J_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \left[ \rho \cdot (1 + \xi) \cdot \frac{v^2}{m} \cdot f(s) \right] + \frac{\partial}{\partial t} (\rho \times v) \times f(s) \quad (8)$$

Перечислим внешние силы, действующие на водород при течении в пористой трубке тока. В первую очередь, это результирующие силы давления в сечениях 1 и 2. Проекция главного вектора этой силы на ось  $\vec{s}$  равна:

$$dP_s = -d[p \cdot m \cdot f(s)] = -\frac{\partial [p \cdot m \cdot f(s)]}{\partial s} \cdot ds = -\left[ \frac{\partial p}{\partial s} \cdot m \cdot f(s) + p \cdot m \cdot \frac{\partial f(s)}{\partial s} \right] \cdot ds \quad (9)$$

Со стороны внутренних поверхностей пор в трубке на газ действует сила, связанная с вязким сопротивлением течению. Это сила трения, в проекции на ось  $\vec{s}$  обозначим ее  $dT_S$ .

Из закона Дарси- бази в построении данной модели- было получено выражение для главного вектора сил трения между газом и пористой средой в уравнении количества движения. Площадь внутренних поверхностей пор в материале очень велика, поэтому силу трения можно рассматривать как объемную силу сопротивления. Это допущение и позволило построить данную математическую модель, то есть силу трения выразить пропорционально объему выделенной трубки тока  $f(s) \cdot ds$ . Из

закона Дарси величина этой силы, приходящейся на единицу массы газа, равна  $\frac{\mu \cdot v}{K \cdot \rho}$ , и, учтя, что масса газа в трубке равна  $\rho \cdot m \cdot f(s) \cdot ds$ , запишем:

$$dT_S = -\frac{\mu \cdot v \cdot \rho}{K \cdot \rho} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds = -\frac{\mu \cdot v}{K} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds \quad (10)$$

Также на водород в трубке тока действуют силы давления газа со стороны боковых поверхностей трубки. Обозначим их главный вектор в проекции на ось  $\vec{s}$   $dR_S$ .

$$dR_S = p \cdot d[m \cdot f(s)] \quad (11)$$

Силы реакции твердого скелета, действующие на газ, считаем уравновешенными. Силы трения между газом в трубке и газом вне трубки по боковым поверхностям имеют другой порядок малости, ими можно пренебречь по сравнению с силами трения  $dT_S$ . Силой тяжести пренебрегаем. Тогда главный вектор внешних сил, действующих на водород в пористой трубке тока, в проекции на ось  $\vec{s}$  примет вид:

$$dP_S + dT_S + dR_S = -\frac{\partial p}{\partial s} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds - \frac{\mu \cdot v}{K} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds \quad (12)$$

Закон изменения количества движения водорода в пористой трубке тока в единицу времени окончательно запишется так:

$$\frac{\partial}{\partial s} \left[ \rho \cdot (1 + \xi) \cdot \frac{v^2}{m} \cdot f(s) \right] + \frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot v) \cdot f(s) = -\frac{\partial p}{\partial s} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds - \frac{\mu \cdot v}{K} \cdot m \cdot f(s) \cdot ds \quad (13)$$

Охлаждитель при движении в порах контактной теплопередачей и теплопроводностью получает тепловые потоки от внутренних поверхностей пор медного каркаса стенки. Применяя к потоку газа в выделенной трубке тока закон сохранения энергии, можно описать это математически. Получаем уравнение:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial s} \left[ u + \frac{p}{\gamma} + \frac{(1 + \xi_1)}{2 \cdot g} \cdot \left( \frac{v}{m} \right)^2 \right] \cdot \gamma \cdot v_n \cdot f(s) + \frac{\partial}{\partial t} \gamma \left[ u + \frac{p}{\gamma} + \frac{(1 + \xi^*)}{2 \cdot g} \cdot \left( \frac{v}{m} \right)^2 \right] \cdot m \cdot f(s) = \\ & = \alpha \cdot \Omega \cdot f(s) \cdot (T_1 - T) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \cdot m \cdot f(s) \right] - m \cdot \Pi(s) \cdot \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{cp} \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогично, как и в законе изменения количества движения, рассматривается изменение полной энергии газа в трубке, локальное и связанное с переносом. Левая часть означает суммарное изменение полной энергии газа в трубке, причем  $u(p; T)$  - внутренняя энергия, отнесенная к единице веса газа. Первый член правой части выражает тепло, получаемое водородом в единицу времени от медного скелета путем теплопередачи согласно закону Ньютона. Площадь внутренних поверхностей пор медного скелета, по которым идет контактная теплопередача, выражена через удельную поверхность пористого материала  $\Omega$  и равна  $\Omega \cdot f(s) \cdot ds$ .

Второй член правой части- тепло, получаемое газом в единицу времени по оси трубки согласно закону Фурье, а третий- тепло, получаемое водородом теплопроводностью со стороны боковых

поверхностей трубки тока от водорода в соседних трубках.  $\frac{\partial T}{\partial n}$  выражает изменение температуры охладителя в направлении нормали к боковой поверхности трубки.  $\Pi(s)$  - периметр трубки тока.  $\lambda$  - теплопроводность газообразного водорода.

С помощью уравнения энергии для потока газа определяется распределение температуры водорода  $T(s)$  в порах. Для получения распределения температуры внутренней стенки камеры ЖРД  $T_1(s)$  аналогично применяем закон сохранения энергии для пористой среды в выделенной трубке тока:

$$c_1 \cdot \rho_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} \cdot f(s) \cdot (1-m) = \alpha \cdot \Omega \cdot f(s) \cdot (T - T_1) - \left( \lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_{cp} \cdot (1-m) \cdot \Pi(s) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial s} \cdot (1-m) \cdot f(s) \right] \quad (15)$$

Здесь  $\alpha$  - коэффициент теплопередачи между пористым каркасом и охладителем, текущим внутри;  $c_1$  - удельная теплоемкость меди;  $\lambda_1$  - теплопроводность медного каркаса.

Для замыкания системы добавим уравнение состояния реального газа- водорода  $\rho = \rho(p; T)$ :

$$\rho = \frac{M}{R \cdot T} \cdot \frac{p}{z(p; T)} \quad (16)$$

где  $z(p; T)$  - коэффициент сжимаемости, учитывающий отклонение реального газа от идеального, определяется опытным путем. Значения  $z$  можно найти по специальным графикам.

Имеем замкнутую систему уравнений для  $T$  (температура охладителя),  $T_1$  (температура пористого скелета),  $p$  (давление),  $\rho$  (плотность охладителя),  $v$  (средняя скорость охладителя):

$$\frac{\partial(\rho \cdot m)}{\partial t} + d\dot{v}(\rho \cdot \dot{v}) = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{\rho \cdot f(s)}{m} \cdot v^2 \cdot (1+\xi) \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot v) \cdot f(s) = - \frac{\partial p}{\partial s} \cdot f(s) \cdot m - \frac{\mu}{K} \cdot v \cdot m \cdot f(s) \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left[ u + \frac{p}{\gamma} + \frac{(1+\xi_1)}{2 \cdot g} \cdot \left( \frac{v}{m} \right)^2 \right] \cdot \gamma \cdot v_n \cdot f(s) + \frac{\partial}{\partial t} \left[ u + \frac{p}{\gamma} + \frac{(1+\xi')}{2 \cdot g} \cdot \left( \frac{v}{m} \right)^2 \right] \cdot m \cdot f(s) = \alpha \cdot \Omega \cdot f(s) \cdot (T_1 - T) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \cdot m \cdot f(s) \right] - m \cdot \Pi(s) \cdot \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{cp} \quad (19)$$

$$\rho = \frac{M}{R \cdot T} \cdot \frac{p}{z(p; T)} \quad (20)$$

$$c_1 \cdot \rho_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} \cdot f(s) \cdot (1-m) = \alpha \cdot \Omega \cdot f(s) \cdot (T - T_1) - \left( \lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_{cp} \cdot (1-m) \cdot \Pi(s) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial s} \cdot (1-m) \cdot f(s) \right] \quad (21)$$

В этой системе для определения коэффициента теплопередачи в порах  $\alpha$  использовалась критериальная зависимость (1.63), взятая из справочника [2]. Проницаемость  $K$  пористого материала рассчитывалась по формуле для пористой структуры из проволочных сеток [2]. В этой формуле использовались коэффициент извилистости и гидравлический коэффициент формы пор. По статистическим данным значения коэффициента извилистости пор для реальной пористой среды с пористостью 0,3÷0,4 равно 1,3÷1,2 соответственно [2]. Чаще всего для расчетов принимают значение  $a_{изв} = 1,3$ . Удельную поверхность можно определить по формуле (1.17) из справочника [2] для пористого материала из проволок одного диаметра для случая ограниченных контактов между проволоками.

Производные  $\frac{\partial T_1}{\partial n}$  и  $\frac{\partial T}{\partial n}$  равны 0, так как температура может меняться только по оси трубки, а по нормали к боковой поверхности не может. Также будем считать, что трубку тока в пористой среде

выделили таким образом, что  $\frac{\partial f(s)}{\partial s} = 0$ . Благодаря этим двум допущениям неизвестный закон изменения площади  $f(s)$  трубки сокращается во всех уравнениях системы.

Получили математическую модель процессов, протекающих при течении газа в порах. Система записана для самого общего случая нестационарного течения. Считая течение установившимся, ее

можно упростить, обнулив все производные вида  $\frac{\partial}{\partial t}$ . Получим итоговую систему уравнений:

$$\operatorname{div}(\rho \times \vec{v}) = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{\rho}{m} \cdot v^2 \cdot (1 + \xi) \right) = - \frac{\partial p}{\partial s} \cdot m - \frac{\mu}{K} \cdot v \cdot m \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left[ u + \frac{p}{\gamma} + \frac{(1 + \xi_1)}{2 \cdot g} \cdot \left( \frac{v}{m} \right)^2 \right] \cdot \gamma \cdot v \cdot n = \alpha \cdot \Omega \cdot (T_1 - T) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \cdot m \right] \quad (24)$$

$$\rho = \frac{M}{R \cdot T} \times \frac{p}{z(p; T)} \quad (25)$$

$$\alpha \cdot \Omega \cdot (T - T_1) + \frac{\partial}{\partial s} \left[ \lambda_1 \cdot \frac{\partial T}{\partial s} \cdot (1 - m) \right] = 0 \quad (26)$$

На основании полученного полного математического описания процессов, происходящих при транспирационном охлаждении, была предложена методика расчета пористого охлаждения камеры ЖРД. Основой ее является составленная система уравнений. Внутренняя стенка камеры разбивается на участки, для каждого из которых записывается эта система с граничными условиями. Чем больше участков, тем точнее расчет, но в то же время его трудоемкость возрастает.

Суть предлагаемой методики заключается в нахождении (подборе) такой совокупности оптимизируемых параметров  $K$  и  $m$  (проницаемости и пористости), которая обеспечивает наилучшее соответствие критерию оптимизации ( $v \rightarrow \min$ ) с одновременным выполнением ограничения  $T_1 (L \times a_{изв}) \leq 850 \text{K}$ . То есть расход охладителя через единицу площади поверхности пористой стенки должен быть минимален ( $v \rightarrow \min$ ), при этом достаточным для того, чтобы медная стенка не прогорела  $T_1 (L \times a_{изв}) \leq 850 \text{K}$ . Подбирая  $K$  и  $m$ - оптимизируемые параметры- и каждый раз разрешая систему уравнений, контролируем выполнение ограничения  $T_1 (L \times a_{изв}) \leq 850 \text{K}$ . Если температура огневой стенки при принятой совокупности значений  $K$  и  $m$  вышла за пределы 850 К, увеличиваем проницаемость  $K$  и пористость  $m$  путем изменения диаметра проволок или шага сетки, составляющей ПСМ, руководствуясь формулами для ПСМ из фильровых сеток из справочника [2]:

$$K = \frac{2 \cdot d_2^2 \cdot m}{C \cdot a_{изв} \cdot k_l \cdot (1 + (n-1) \cdot k_l)}; m = \frac{m_c(d_o; d_y; l_o) - \varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (27)$$

где  $d_2$  - гидравлический диаметр пор, определяется по формуле (4.11) из справочника [2];  $n$ - количество пучков капилляров в модели;  $C$ - коэффициент формы пор, определяется эмпирически;  $\varepsilon$  - степень обжата пакета сеток при прокатке.

Варьируя шаг сетки  $l_o$ , диаметры проволок основы  $d_o$  и утка  $d_y$ , можно увеличивать или уменьшать пористость и проницаемость и добиваться допустимого распределения температуры внутренней стенки. Записав систему уравнений для каждого  $i$ -го участка внутренней стенки и действуя по этой методике, находим совокупность характеристик ПСМ на нем ( $K$  и  $m$ ). Таким

образом, на каждом участке разбиения можно смоделировать ПСМ со своими характеристиками. Результатом этой методики является распределение активной пористости и проницаемости внутренней стенки вдоль оси камеры ЖРД.

С помощью Ansys CFX выполнен расчет транспирационного охлаждения для *i*-го участка внутренней пористой стенки камеры ЖРД. Внутренняя стенка была разбита на *i*-ые участки вдоль оси камеры, в пределах каждого из которых принимались постоянными: температура газовой стенки, температура стенки со стороны охлаждающего тракта, скорость водорода в тракте охлаждения, температура водорода в тракте, температура газа в пристенке со стороны камеры, коэффициенты теплопередачи со стороны газа к стенке и со стороны охладителя к стенке. Считалось, что расчет наружного проточного охлаждения камеры ЖРД выполнен и известны распределение температуры охлаждающего водорода по длине тракта охлаждения, скорость охладителя по длине тракта. Расчетная модель представляла собой кусочек размерами 0,5x0,5x1 мм, вырезанный из *i*-го участка внутренней стенки. Давление в камере принималось 16,5 МПа. Скорость и температура водорода в тракте на выбранном участке принимались соответственно 10 м/с и 34 К. Температура пристеночного слоя со стороны камеры считалась равной 2000 К. Внутренняя стенка была изготовлена из ПСМ на основе меди. Ее толщина составляла 1мм.

В результате расчета в Ansys CFX были получены характеристики пористого материала (пористость 0,4, проницаемость  $1,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ ), необходимые для обеспечения надежного охлаждения выбранного участка внутренней пористой стенки камеры ЖРД.

#### Библиографический список

1. Kaviany M. Principles of heat transfer in porous media / M. Kaviany. New York etc. : Springer-Verl., Cop.1991. – XX, 626 с.
2. Пористые проницаемые материалы: Справочник / Под ред. С.В. Белова. М.: Металлургия, 1987. – 332 с.
3. Чарный И.А. Подземная гидрогазодинамика - Москва: Государственное научно-техническое издательство нефтяной и горно-топливной литературы, 1963. – 396 с.

УДК 669.713

#### РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ОРИЕНТАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ НАУЧНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МОДУЛЯ РОССИЙСКОГО СЕГМЕНТА МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

*С. А. Ерочин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д.Ф. Устинова, Российская Федерация, 190005, г. Санкт-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, д.1*

<sup>2</sup>*Акционерное общество «Информационные спутниковые системы» имени академика М.Ф. Решетнёва», Российская Федерация, 662972, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина, д.52*

Система ориентации солнечных батарей (СОСБ) состоит из двух блоков: механического блока (БМ) и блока электроники (БЭ). Все логические команды коммутируются в БЭ, находящимся в герметичном отсеке космического аппарата (КА). Электромеханический блок СОСБ предназначен: для вращения солнечных батарей (БС) в реверсивном режиме по двум взаимно перпендикулярным осям по сигналам, получаемым от бортового комплекса управления; для транзитной передачи электроэнергии с панелей БС в систему энергоснабжения изделия; для транзитной передачи телеметрической информации БС в систему бортовых измерений. Блок механики СОСБ состоит из трех автономных устройств [рисунок 1]: двух боковых приводов (БМ1, БМ2) для вращения крыльев БС вокруг их продольных осей и корневого привода (БМ3) для поворота рамы СОСБ с установленными на ней боковыми приводами вокруг продольной оси научно-энергетического модуля (НЭМ). В состав СОСБ также входят датчики Солнца.[1-4].