УДК 536.2:532/533

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В УЗКИХ КАНАЛАХ С УЧЕТОМ МИКРОТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Порошин, Д.Ю. Богомолов, А.А. Сыромятникова

ПОРОШИН Валерий Владимирович

Доктор технических наук, профессор кафедры технологий и металлорежущих систем автомобилестроения МГИУ. Специалист в области трибологии и технологии машиностроения. Автор более 130 научных трудов, в том числе патентов и свидетельств.

СЫРОМЯТНИКОВА Анна Алексеевна

Старший научный сотрудник МГИУ. Специализируется в области математического моделирования герметичности и теплоизоляции подвижных соединений. Автор более 10 научных публикаций.

БОГОМОЛОВ Дмитрий Юрьевич

Кандидат технических наук, доцент кафедры общей и прикладной математики МГИУ. Специалист в области измерения и анализа топографии поверхности, моделирования течения и тепломассопереноса в тонких слоях. Автор более 40 научных трудов, патентов и свидетельств.

Введение

Исследование процесса тепломассопереноса в мини- и микроканалах теплообменников является одной из важнейших задач современной теплофизики. Прикладные аспекты данной проблемы связаны с перспективой использования каналов малого и сверхмалого размера в промышленности для интенсификации тепломассопереноса в компактных теплообменниках криогенных и энергетических устройств, тепловых насосах, аппаратах водородной энергетики и химической технологии, компьютерных системах. Одним из характерных типов мини- и микроканалов являются узкие щелевые каналы, широко распространенные в многоканальных блочных теплообменниках, тепловых и плунжерных насосах и т.п. Режимы течения и тепломассопереноса в таких каналах существенно отличаются от процессов, протекающих в каналах большого размера. По причине небольшого размера щели одним из важнейших факторов, оказывающих решающее влияние на процессы тепломассопереноса, становится микрогеометрия поверхности канала.

Нанесение на поверхность канала искусственно созданных неровностей регулярной формы является одним из традиционных методов интенсификации теплообмена в трубах и каналах большого размера. В узких щелевых каналах данный подход также открывает многообещающие перспективы. Шероховатость поверхности, получаемая в результате применения традиционных технологических методов обработки, таких как шлифование, хонингование или торцевое точение, в условиях узкого щелевого канала становится соизмеримой с размерами щели и оказывает существенное влияние на процессы тепломассопереноса, что было подтверждено экспериментальными исследованиями.

Численные методы моделирования тепломассопереноса, для которых созданы мощные пакеты (Ansys, StarCD, Flow Vision и др.), достаточно продуктивны для гладких поверхностей. Однако в случае развитой шероховатости со сложной топологией сеточная модель настолько объемна, что время счета на современных ЭВМ становится соизмеримым с ресурсом работы машины.

В связи с этим разработка специализированных численных моделей течения в тонких слоях, учитывающих реальную трехмерную топографию их поверхности, получаемую в результате применения современных методов обработки, является актуальной задачей. Исследование влияния реальной стохастической и искусственно созданной регулярной шероховатости на характер течения и теплообмен в узких щелевых каналах с неровными стенками с использованием результатов трехмерного анализа может найти широкое применение при проектировании технических систем и автоматическом проектировании различных изделий в CAD-CAM системах.

Геометрическая модель канала

В основе математического моделирования тепломассопереноса рабочей среды в узких щелях в двухмерной постановке лежит дискретная математическая модель щелевого канала с учетом неровностей его поверхности, представленная на рис. 1. Исходными данными для построения модели являются неровности поверхности

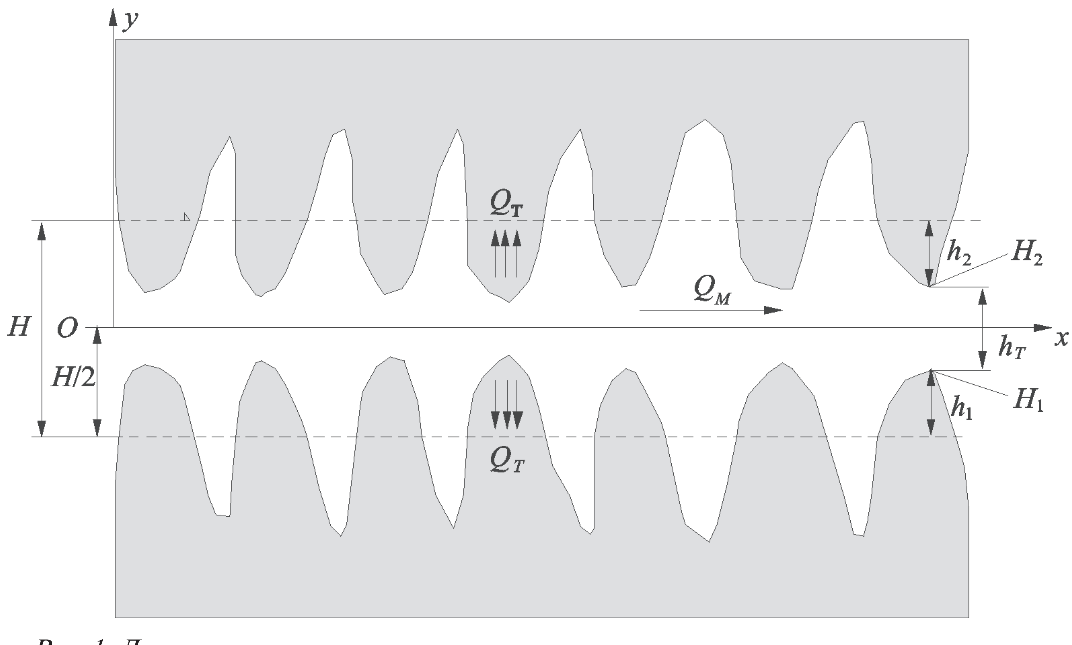

Рис. 1. Двухмерная геометрическая модель щелевого канала с неровными стенками

канала и средний зазор. Геометрическое представление неровностей может быть получено как при топографировании реальных поверхностей, так и при моделировании. Высоты неровностей $h_1(x)$ и $h_2(x)$ представляются, согласно ГОСТ 2789–73, как расстояние от средней линии профиля до вершин неровностей. Значения функций и положительны на вершинах неровностей $h_1(x)$ и $h_2(x)$ отрицательны во впадинах.

Ось Ox выбирается направленной параллельно стенкам канала вдоль потока рабочей среды Q_M. Точка отсчета по оси Oy выбирается посредине между средними линиями неровностей. Тепловой поток Q_T направлен по нормали к стенкам канала. Средний зазор H принимается как расстояние между средними линиями неровностей. Координаты стенок канала в принятой системе координат $H_1(x)$, $H_2(x)$ и текущий зазор $h_T(x)$ определяются как

$$H_1(x) = -H/2+h_1(x);\; H_2(x) = H/2 - h_2(x);$$
$$h_T(x) = H_2(x) - H_1(x) = H - h_1(x) - h_2(x). \quad (1)$$

В дискретной модели неровности поверхности канала $h_1(x)$ и $h_2(x)$ задаются на общей координатной сетке с постоянным шагом (Δx=const), состоящей из узлов с известными координатами (x_1). Тогда $(h_1)_i=h_1(x_i)$, $(h_2)_i=h_2(x_i)$ – высоты неровностей в узле; $(h_T)_i=h_T(x_i)$ – текущий зазор в узлах сетки.

Аналогичная модель может быть построена и в трехмерном случае при наличии пространственного представления неровностей $h_1(x,y)$ и $h_2(x,y)$ (рис. 2). По аналогии с двухмерным случаем, высоты неровностей задаются в виде расстояния от вершин неровностей до средней плоскости, вычисляемой как среднее арифметическое высот неровностей. Значения h_1 и h_2 могут быть получены при трехмерном топографировании реальных поверхностей или при моделировании.

Направление оси Ox выбирается вдоль направления потока рабочей среды Q_M, оси Oy – горизонтально и перпендикулярно направлению потока, а оси Oz – снизу вверх. Средний зазор H берется как расстояние между средними линиями неровностей. Координаты стенок канала в выбранной системе отсчета и текущий зазор вычисляются как

$$H_1(x,y) = -H/2 + h_1(x,y);\; H_2(x,y) = H/2 - h_2(x,y);$$
$$h_T(x,y) = H_2(x,y) - H_1(x,y) = H - h_1(x,y) - h_2(x,y). \quad (2)$$

В дискретном представлении неровности поверхности задаются на общей координатной сетке, состоящей из узлов с известными координатами (x_i, y_j). Высоты неровностей в узле за-

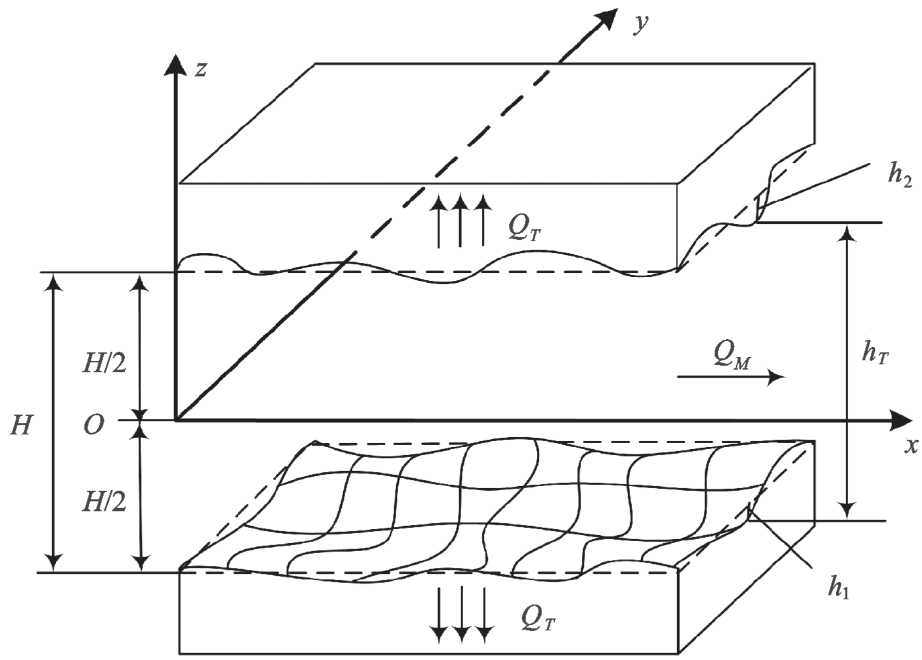

Рис. 2. Трехмерная геометрическая модель щелевого канала с неровными стенками

даются как $(h_1)_{i,j}=h_1(x_i, y_j)$, $(h_2)_{i,j}=h_2(x_i, y_j)$. Шаги сетки в направлениях x и y являются постоянными (Δx=const, Δy=const), хотя могут отличаться друг от друга. Текущий зазор в узлах сетки задается как $(h_T)_{i,j}=h_T(x_i, y_j)$.

Для определения математической модели тепломассопереноса в тонком слое с учетом микрогеометрии поверхности стенок канала текущий зазор h_T и координаты стенок канала H_1, H_2 подставляют в уравнения течения среды и теплового баланса.

Двухмерная модель тепломассопереноса

Двухмерная математическая модель тепломассопереноса в тонком слое щелевого канала с учетом микрогеометрии его поверхности может быть построена на основе модели течения сплошной среды в тонком слое щелевого канала путем добавления к ней уравнения баланса энергии. Модель течения сплошной среды в тонком слое щелевого канала на основе уравнений Рейнольдса подробнее рассмотрена в [1, 2]. Итоговая модель с добавлением уравнения баланса энергии имеет вид

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial}{\partial x}\left(h_T^3 \frac{\partial p}{\partial x}\right) = 6\mu U_x \frac{\partial h_T}{\partial x}, \\
v_x = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}(y-H_1)(y-H_2) + U_x\left(1-\frac{y-H_1}{h_T}\right), \\
v_y = -\frac{1}{2\mu}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}\left(\frac{y^3}{3}-\frac{y^2}{2}(H_1+H_2)+yH_1H_2\right)+ \\
+\frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\left(\frac{\partial H_1}{\partial x}\left(\frac{y^2}{2}-H_2 y\right)+\frac{\partial H_2}{\partial x}\left(\frac{y^2}{2}-H_1 y\right)\right)- \\
-\frac{U_x}{h_T^2}\left(\frac{\partial H_1}{\partial x}h_T y+\frac{\partial h_T}{\partial x}\left(\frac{y^2}{2}-H_1 y\right)\right), \\
\Phi = \mu\left[2\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y}+\frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2\right] + \lambda\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)^2, \\
\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial x}v_x+\frac{\partial T}{\partial y}v_y\right) = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)+\Phi,
\end{gathered}
\tag{3}
$$

где $p(x,y)$ – поле давлений; $v(x,y)$ – векторное поле скоростей; $T(x,y)$ – поле температур; μ – коэффициент динамической вязкости среды; ρ – плотность рабочей среды; c_p – теплоемкость среды; λ – теплопроводность среды; U_x – скорость относительного горизонтального движения поверхностей канала; $\Phi(x,y)$ – диссипативная функция.

Как показано в работе [3], для первого уравнения системы (3) может быть получено точное аналитическое решение:

$$
p = p_A + 6\mu U_x \int_0^x \frac{d\xi}{h_T^2(\xi)} + \\
+\frac{(p_B-p_A) - 6\mu U_x \int_0^L \frac{d\xi}{h_T^2(\xi)}}{\int_0^L \frac{d\xi}{h_T^3(\xi)}} \int_0^x \frac{d\xi}{h_T^3(\xi)}, \tag{4}
$$

где p_A, p_B – значения давления на входе и выходе канала соответственно; L – длина канала.

Из данного решения были получены выражения для частных производных от компонент скорости, входящих в выражение для диссипативной функции.

Таким образом, в случае двухмерного канала система уравнений (3) сводится к решению единственного дифференциального уравнения баланса энергии, позволяющего определить поле температур. Все прочие величины вычисляются при помощи аналитических зависимостей.

Трехмерная модель тепломассопереноса

Общая модель тепломассопереноса в тонком слое щелевого канала в трехмерном случае, включающая в себя уравнение течения рабочей среды в давлениях, выражения для скоростей течения рабочей среды, уравнение баланса энергии и выражение для диссипативной функции была построена аналогично двухмерному случаю:

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial}{\partial x}\left(h_T^3\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_T^3\frac{\partial p}{\partial y}\right) = 6\mu\left[U_x\frac{\partial h_T}{\partial x}+U_y\frac{\partial h_T}{\partial y}\right], \\
v_x = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}(z-H_1)(z-H_2)+U_x\left(1-\frac{z-H_1}{h_T}\right), \\
v_y = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial y}(z-H_1)(z-H_2)+U_y\left(1-\frac{z-H_1}{h_T}\right),
\end{gathered}
$$

$$v_z = -\frac{1}{2\mu}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}\left(\frac{z^3}{3} - \frac{z^2}{2}(H_1 + H_2) + zH_1H_2\right) -$$
$$-\frac{1}{2\mu}\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}\left(\frac{z^3}{3} - \frac{z^2}{2}(H_1 + H_2) + zH_1H_2\right) +$$
$$+\frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\left(\frac{\partial H_1}{\partial x}\left(\frac{z^2}{2} - H_2 z\right) + \frac{\partial H_2}{\partial x}\left(\frac{z^2}{2} - H_1 z\right)\right) +$$
$$+\frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial y}\left(\frac{\partial H_1}{\partial y}\left(\frac{z^2}{2} - H_2 z\right) + \frac{\partial H_2}{\partial y}\left(\frac{z^2}{2} - H_1 z\right)\right) -$$
$$-\frac{U_x}{h_T^2}\left(\frac{\partial H_1}{\partial x}h_T z + \frac{\partial h_T}{\partial x}\left(\frac{z^2}{2} - H_1 z\right)\right) -$$
$$-\frac{U_y}{h_T^2}\left(\frac{\partial H_1}{\partial y}h_T z + \frac{\partial h_T}{\partial y}\left(\frac{z^2}{2} - H_1 z\right)\right),$$

$$\Phi(x,y,z) = \mu\left[2\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y}\right)^2\right] +$$
$$+\lambda\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2;$$
$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial x}v_x + \frac{\partial T}{\partial y}v_y + \frac{\partial T}{\partial z}v_z\right) = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + \Phi, \tag{5}$$

где U_y – скорость относительного горизонтального движения поверхностей канала в направлении, перпендикулярном заданному градиенту давлений.

Данная модель содержит два дифференциальных уравнения и ряд аналитических зависимостей для вычисления их коэффициентов. При численном моделировании тепломассопереноса вначале следует решить уравнение течения рабочей среды в давлениях. Результатом численного решения данного уравнения является дискретное поле давлений. Численные схемы для данного уравнения подробно рассмотрены в [1, 2].

На основе полученного поля давлений вычисляется дискретное поле скоростей, а затем и все частные производные первого порядка от компонент скорости. Далее вычисляются численные значения диссипативной функции. На последнем этапе решается дифференциальное уравнение баланса энергии.

В случае, если боковыми течениями и относительным движением стенок поперек градиента давления можно пренебречь (U_y=0, $\partial p/\partial y$=0), модель (5) существенно упрощается. С учетом данных предположений было получено точное аналитическое решение первого уравнения модели (5) (уравнения течения):

$$p = p_A + 6\mu U_x \int_0^x \frac{d\xi}{h_T^2(\xi, y)} + $$
$$+ \frac{(p_B - p_A) - 6\mu U_x \int_0^L \frac{d\xi}{h_T^2(\xi, y)}}{\int_0^L \frac{d\xi}{h_T^3(\xi, y)}} \int_0^x \frac{d\xi}{h_T^3(\xi, y)} . \tag{6}$$

Таким образом, модель (5) сводится к решению единственного дифференциального уравнения баланса энергии. Кроме того, поперечная компонента поля скоростей v_y и все ее частные производные обращаются в нуль, что дополнительно упрощает выражение для диссипативной функции.

Коэффициент теплового потока

Представленные модели тепломассопереноса в тонком слое щелевого канала содержат дифференциальные уравнения, для решения которых необходимо применять тот или иной численный метод. При этом количество узлов сетки оказывается существенно ограниченным мощностями современных компьютеров. На практике характерные размеры каналов составляют десятки миллиметров, а обычная дискретность шага при моделировании шероховатости – всего 5–10 мкм. В связи с этим практическая реализация предложенных моделей для всей поверхности канала на современном этапе не представляется возможной.

Для учета влияния микротопографии поверхности на характер течения и величину утечек в узких каналах в работе [4] была предложена концепция коэффициентов потока, вычисляемых на небольшом характерном участке канала как отношение утечек в канале с шероховатыми стенками и в аналогичном канале с гладкими стенками с зазором, взятым по средним линиям шероховатости.

По аналогии с указанным подходом, при моделировании тепломассопереноса для учета влияния микротопографии предлагается ввести коэффициент теплового потока (ψ), который должен вычисляться на небольшом характерном участке канала и представлять собой отношение тепловых потоков в канале с шероховатыми стенками (Q_T) и в аналогичном канале с гладкими стенками с зазором, взятым по средним линиям шероховатости (Q_T*):

$$\psi = Q_T / Q_T^*. \quad (7)$$

В качестве размера характерного участка канала естественно использовать базовую длину, применяемую для анализа шероховатости поверхности.

При формулировке граничных условий в задаче определения Q_T используются значения давлений на входе и выходе из участка (p_A и p_B), значение температуры стенок канала (T_S), а также условие отсутствия течения среды через зоны контакта и боковые стороны канала.

Для участка двухмерного канала с длиной L_x граничные условия записываются как

$$p(0) = p_A;\ p(L_x) = p_B;$$
$$T = T_0 \text{ при } y \in \left(H_1(x), H_2(x)\right);$$
$$T = T_S \text{ при } y \le H_1(x);\ T = T_S \text{ при } y \ge H_2(x). \quad (8)$$

Для численного решения уравнения теплового баланса из модели (3) можно использовать итерационные конечно-разностные методы. Результатом численного решения является двухмерное поле температур в канале $T(x,y)$. Величина теплового потока вычисляется по полю температур согласно гипотезе Фурье:

$$\overline{q}_T = -\lambda \operatorname{grad}(T), \quad (9)$$

где $\overline{q}_T$ – вектор плотности теплового потока.

Выражение для теплового потока было получено интегрированием $\overline{q}_T$ по нормали к обеим стенкам канала ($\overline{n_1}$, $\overline{n_2}$):

Для его нахождения в канале с гладкими стенками в модель (3) необходимо подставить условия: $H_1(x)=-H/2$, $H_2(x)=-H/2$, $H_3(x)=-H/2$, $\partial h_T/\partial x=0$. С учетом данных выражений компонента скорости v_y обращается в нуль, а выражение для диссипативной функции существенно упрощается. В итоге уравнение теплового баланса принимает вид

$$\rho c_p \left(\frac{(p_B - p_A)(y^2 - yH)}{2\mu L_x} + \left(U_x - \frac{U_x y}{H} \right) \right) \frac{\partial T}{\partial x} =$$
$$= \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \mu \left(\frac{(p_B - p_A)(2y - H)}{2\mu L_x} - \frac{U_x}{H} \right)^2. \quad (11)$$

Численное решение данного уравнения итерационным конечно-разностным методом дает в результате поле температур в канале с гладкими стенками в двухмерном представлении $T^*(x,y)$, а тепловой поток будет равен

$$Q_T^* = \lambda \int_0^{L_x} \left[\frac{\partial T^*}{\partial y}\left(x, -\frac{H}{2}\right) - \frac{\partial T^*}{\partial y}\left(x, \frac{H}{2}\right) \right] dx. \quad (12)$$

Для вычисления коэффициента теплового потока для участка трехмерного канала с длиной L_x и шириной L_y необходимо решить уравнение теплового баланса из модели (5) со следующими граничными условиями:

$$p(0, y) = p_A;\ p(L_x, y) = p_B;\ \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \text{ при } y = 0,$$
$$y = L_x, \text{ в контакте;}$$
$$T = T_0 \text{ при } z \in \left(H_1(x,y), H_2(x,y)\right);$$
$$T = T_S \text{ при } z \le H_1(x,y);$$
$$T = T_S \text{ при } z \ge H_2(x,y). \quad (13)$$

Как и в двухмерном случае, численное решение данного уравнения может быть получено конечно-разностным итерационным методом. Результатом решения является поле температур в канале в трехмерном представлении $T(x,y,z)$. Тепловой поток через стенку канала в трехмер-

$$Q_T = \int_0^{l_x} \left(\overline{q_T(x, H_1(x))} \cdot \overline{n_1(x)} \right) dx + \int_0^{l_x} \left(\overline{q_T(x, H_2(x)} \cdot \overline{n_2(x)} \right) dx =$$

$$= \lambda \int_0^{L_x} \left[\frac{ -\frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} }{ \sqrt{1 + \left(\frac{\partial H_1}{\partial x} \right)^2} } \right]_{y=H_1(x)} dx + \lambda \int_0^{L_x} \left[\frac{ \frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial H_2}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y} }{ \sqrt{1 + \left(\frac{\partial H_2}{\partial x} \right)^2} } \right]_{y=H_2(x)} dx. \quad (10)$$

ном случае представляет собой интеграл по поверхности стенки от проекции плотности теплового потока на нормаль к данной стенке:

$$Q_T = \lambda \int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \left[\left. \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial H_1}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial H_1}{\partial y} \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial H_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial H_1}{\partial y}\right)^2}} \right|_{z=H_1} + \left. \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial H_2}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial H_2}{\partial y} - \frac{\partial T}{\partial z} \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial H_2}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial H_2}{\partial y}\right)^2}} \right|_{z=H_2} \right] dxdy. \qquad (14)$$

В трехмерном анализе для канала с гладкими стенками выполняются следующие условия: $H_1(x,y)=-H/2$, $H_2(x,y)=-H/2$, $h_T(x,y)=H$, $\partial H_1/\partial x=0$, $\partial H_1/\partial y=0$, $\partial H_2/\partial x=0$, $\partial H_2/\partial y=0$, $\partial h_T/\partial x=0$ и $\partial h_T/\partial y=0$. В таком случае, очевидно, $\partial p/\partial y=0$, а с учетом $\partial h_T/\partial y=0$ исчезает и влияние U_y. Таким образом, уравнение для нахождения поля температур в трехмерном гладком канале принимает вид

$$\rho\, c_p \left[\left(\frac{(p_B - p_A)(z^2 - zH)}{2\mu L_x} + U_x\left(1 - \frac{z}{H}\right) \right)\frac{\partial T}{\partial x} + U_y\left(1 - \frac{z}{H}\right)\frac{\partial T}{\partial y} \right] =$$

$$= \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \mu\left(\frac{p_B - p_A}{2\mu L_x}(2z - H) - \frac{U_x}{H} \right)^2. \qquad (15)$$

Численное решение данного уравнения итерационным конечно-разностным методом в результате дает поле распределения температур в трехмерном канале с гладкими стенками $T^*(x,y,z)$, а тепловой поток будет равен

$$Q_T^{\ *} = \lambda \int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \left[\left. \frac{\partial T^*}{\partial z} \right|_{z=-H/2} - \left. \frac{\partial T^*}{\partial z} \right|_{z=H/2} \right] dxdy. \qquad (16)$$

Заключение

Рассмотренные математические модели позволяют проводить как предварительный расчет, так и более детальное изучение влияния шероховатости поверхности на тепломассоперенос в двухмерных каналах, трехмерных каналах и трехмерных каналах без учета бокового течения.

Для учета влияния шероховатости на всем протяжении канала предложена методика, основанная на вычислении коэффициента теплового потока на небольшом характерном участке его поверхности, показывающего насколько изменится тепловой поток через стенки узкого щелевого канала с заданной микротопографией поверхности стенок по сравнению с аналогичным каналом с гладкими стенками.

Разработанные модели могут найти практическое применение при проектировании различных узлов и элементов современной энергетической, гидротехнической, авиационной и другой техники с использованием современных систем САПР.

Список литературы

1. Миносцев В.Б., Порошин В.В., Богомолов Д.Ю., Радыгин В.Ю. Математическое моделирование течения рабочей среды в осесимметричных торцевых уплотнениях с учетом топографии поверхности // Машиностроение и инженерное образование. 2007. № 1. С. 48–52.
2. Порошин В.В., Богомолов Д.Ю., Сыромятникова А.А. Математическая модель течения рабочей среды в подвижных металл-металлических соединениях с учетом трехмерной топографии рабочих поверхностей // Вест. Брянского государственного технического университета. 2008. № 2 (18). С. 97–102.
3. A. Shejpak, V. Poroshin, A. Syromiatnikova, D. Bogomolov. Roughness influence upon the hermeticity of plunged pair using equivalent gap model // Advanced engeneering. International journal. 2008. No. 2. P. 283–290.
4. Patir, N., Cheng, H.S. An Average Flow Model for Determining Effects of Three-Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication // ASME Journal of Lubrication Technology. 1978. Vol. 100. No 1. P. 12–17.