

7. Логинов В.С., Гейзер А.А. Экспериментальная проверка закона связи между избыточными температурами в обмотке бетатрона типа ПМБ-6.// Известия Томск. политехн. ин-та, 1974, Т. 279.
8. Коновалова Л.С., Логинов В.С. Расчет максимальной температуры магнитопроводов трансформаторов и бетатронов// Электротехника, 1982, №11.
9. Логинов В.С., Милютин Г.В., Чистякова Г.П. Экспресс-анализ картины полей по информации на границе активного элемента ускорителя и реактора// Инженерно-физический журнал, 1989, Т.56, №1.
10. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. - М.: Высш.шк., 1970.
11. Логинов В.С. О законе связи между избыточными температурами в полом активном цилиндрическом элементе// Известия РАН. Энергетика, 1995, №3.
12. Моделирование тепловыделяющих систем: Учебное пособие/ А.Р. Дорохов, А.С. Заворин, А.М. Казанов, В.С. Логинов – Томск: Изд-во НТЛ, 2000.
13. Логинов В.С. Приближенный расчет интенсивности теплообмена на поверхности магнитопроводов трансформаторов и бетатронов// Электротехника, 1983, №7.

УДК 536.24

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛО – И МАССООБМЕНА В ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Г.Г. Медведев, А.Р. Дорохов, В.И. Максимов  
Томский политехнический университет, г. Томск  
E-mail: [maks@ped.tpu.ru](mailto:maks@ped.tpu.ru)

В работе [1,2] приведены экспериментальные данные по коэффициентам массоотдачи при обтекании потоком влажного воздуха смоченной «гладкой» поверхности в адиабатных условиях и на влажной поверхности, которая располагалась за уступом или на дне прямоугольной полости (каверны). Как было отмечено, при обтекании гладкой поверхности и поверхности с уступом величина коэффициента массоотдачи существенно не отличается. Однако при обтекании каверны он выше других, что обусловлено наличием вихря и отсутствием застойной зоны. За уступом, с повышением скорости потока газа, застойная зона заменяется обширным вихрем, при котором массообмен, в силу турбулентности потока, начинает возрастать и становится выше, чем у пластины.

В данной работе с целью проверки достоверности поставленных опытов была проведена обработка полученных данных согласно известной зависимости:

$$St_h = St_T \pm St_D \frac{r\Delta\bar{c}}{c_{p2}\Delta\bar{T}}. \quad (1)$$

Результаты сравнения показаны на рис.1. Незначительное отклонение экспериментальных точек от диагональной линии свидетельствует о приемлемой точности проведенных опытов. Кроме того, результаты опытов были сопоставлены с известными в литературе зависимостями [3,4]. Для случая проницаемой пластины при несущественном влиянии неизотермичности на теплофизические свойства несущего

потока и при небольших значениях параметра вдува для расчета среднего числа Стентона использовалась зависимость

$$St_D = 0.036 Re^{-0.2} Pr_D^{-0.6} \Psi^{0.8} \left( \frac{\mu_w}{\mu_o} \right)^{0.2}, \quad (2)$$

где

$$\Psi = \Psi_T = \left[ 2 / (\sqrt{\psi} + 1) \right]^2, \quad \psi = \frac{i_w}{i_o} \approx \frac{T_w}{T_o}.$$

Расчет по формуле (2) являлся как бы стандартным, по отношению к которому рассчитывалось отклонение полученных данных по коэффициентам массоотдачи. Результаты выполненных расчетов приведены на рис.2 в виде отношения  $(St_D/St_{D0})$  от числа Гухмана. Как видно, расхождение экспериментальных и расчетных коэффициентов массоотдачи возрастает с уменьшением величины числа Гухмана.

Кроме того, в настоящей работе была сделана попытка исследования поля скоростей в прямоугольной полости. Математическая постановка включала систему двумерных уравнений Навье - Стокса для однородной изотермической жидкости в переменных вихрь, функция тока, состоящую из нестационарного уравнения вихря и стационарного уравнения Пуассона для функции тока:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega. \quad (4)$$

Граничные условия на твёрдой границе при течении в замкнутой квадратной области:

$$\psi=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0. \quad (5)$$

Начальные условия заданы в виде

$$\psi(x, y, 0) = \psi^o(x, y), \quad \omega(x, y, 0) = \omega^o(x, y).$$

Для аппроксимации дифференциальных уравнений введена пространственная сетка с координатами:

$$x_i = i \cdot h, \quad y_j = j \cdot l, \quad \tau_n = n \cdot \tau,$$

где  $h, l$  - шаги сетки по координатам  $x, y$  соответственно;  $\tau$  - шаг по времени;  $i = 0, 1, \dots, N-1; j = 0, 1, \dots, M-1; n = 0, 1, \dots, K$ .

Введя следующее обозначение:  $\varphi(ih, jl, n\tau) = \varphi_{i,j}^n$ , уравнение для вихря согласно явной схеме конечно разностной аппроксимации примет вид:

$$\frac{\omega_{i,j}^{n+1} - \omega_{i,j}^n}{\tau} + u_{i,j}^n \frac{\omega_{i+1,j}^n - \omega_{i-1,j}^n}{2h} + v_{i,j}^n \frac{\omega_{i,j+1}^n - \omega_{i,j-1}^n}{2l} = \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\omega_{i+1,j}^n - 2\omega_{i,j}^n + \omega_{i-1,j}^n}{h^2} + \frac{\omega_{i,j+1}^n - 2\omega_{i,j}^n + \omega_{i,j-1}^n}{l^2} \right), \quad (6)$$

здесь

$$u_{i,j}^n = \frac{\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n}{2l}, \quad v_{i,j}^n = \frac{\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n}{2h}.$$

По этой схеме по известным в момент времени  $t_n$  значениям полей функции тока и вихря  $\psi_{i,j}^n, \omega_{i,j}^n$  внутри расчетной области  $\Omega$ , включая ее границу, можно определить значения вихря в области  $\Omega$ , исключая ее границу, в следующий момент времени  $t_{n+1} = t_n + \tau$ . Связи, определяемые схемой, имеют локальный характер, так как для определения величины  $\omega_{i,j}^{n+1}$  требуется знать значения вихря на слое  $n$  в пяти точках:

$\omega_{i,j}^n, \omega_{i+1,j}^n, \omega_{i-1,j}^n, \omega_{i,j+1}^n, \omega_{i,j-1}^n$ . При определении вихря на основе уравнения (6) требуется использовать условия для вихря на границе. Заметим, что условия значения вихря на границе не заданы, а заданы граничные условия для функции тока. Эти условия для вихря можно получить из уравнения для функции тока, считая его справедливым вплоть до границы:

$y = \text{const}$ :

$$\omega_o^{n+1} = \frac{2\psi_1^n}{h^2}. \quad (7)$$

Значение поля вихря во всей области  $\Omega$  в соответствии со схемой (6) и граничными условиями (7) могут определяться различными способами: вдоль линий  $i = \text{const}$ , вдоль линий  $j = \text{const}$  или последовательно по отдельным участкам, начиная с той или иной границы области.

Решение стационарного уравнения для функции тока (4) проводится на основе итерационного метода, который формулируется по аналогии с решением нестационарного уравнения путем введения “фиктивного” времени  $\sigma$  следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \sigma} = \Delta \psi - \omega. \quad (8)$$

Обозначая индекс внутреннего итерационного цикла  $S$ , запишем схему для решения этого уравнения в виде

$$\psi_{i,j}^{n+1,s+1} = \psi_{i,j}^{n+1,s} + \alpha_0 \left[ \frac{1}{4} (\psi_{i+1,j}^{n+1,s} - \psi_{i-1,j}^{n+1,s} + \psi_{i,j+1}^{n+1,s} + \psi_{i,j-1}^{n+1,s} + h^2 \omega_{i,j}^{n+1,s}) - \psi_{i,j}^{n+1,s} \right], \quad (9)$$

где  $\alpha_0$  - итерационный параметр, определяемый через сеточные параметры  $\sigma$ ,  $h$  ( $\alpha_0 = 4\sigma/h^2$ ), а граничным условием при расчете по формуле (9) является условие  $\psi = 0$ .

Расчет поля функции тока по формуле (9) проводится до получения стационарного решения. Это означает, что внутренний итерационный цикл с параметром  $s$  должен заканчиваться при определенном условии, которое характеризует достижение стационарного режима. При плавном изменении  $\psi_{i,j}$  в процессе итераций можно использовать самое простое из этих условий, состоящее в том, что разность значений функции тока в двух соседних итерациях  $s$  и  $s+1$  не превосходит некоторой заданной величины

$$\max |\psi_{i,j}^{s+1} - \psi_{i,j}^s| < \varepsilon. \quad (10)$$

При выполнении условия (10) расчет уравнения Пуассона (9) прекращается, и мы имеем поле вихря и поле функции тока на временном слое  $n + 1$ . Для получения решения в следующий момент времени рассмотренная процедура повторяется, с той лишь разницей, что в качестве начальных значений теперь используются найденные величины полей  $\psi_{i,j}^{n+1}$ ,  $\omega_{i,j}^{n+1}$ .

Элементарный анализ устойчивости, подтверждающийся практикой вычисления, свидетельствует о том, что рассмотренная явная схема устойчива при условии

$$\tau \leq c \frac{h^2}{4}. \quad (11)$$

Коэффициент  $c$  в общем случае зависит от числа Рейнольдса и убывает от 1 до 0.1 при увеличении этого числа от 0 до 400-500.

Сравнение результатов проведенных расчётов (рис. 3) и экспериментальных данных показывает их качественное соответствие.

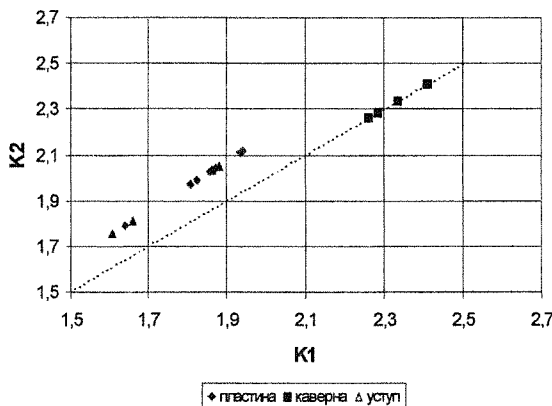


Рис.1. Зависимость между комплексами K1 и K2

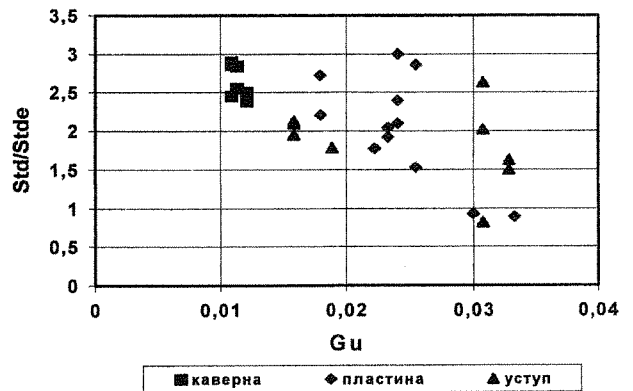


Рис.2. Зависимость относительного диффузионного числа Стентона от числа Гухмана ( $St_{D_0}$  - насчитывался по формуле (13))

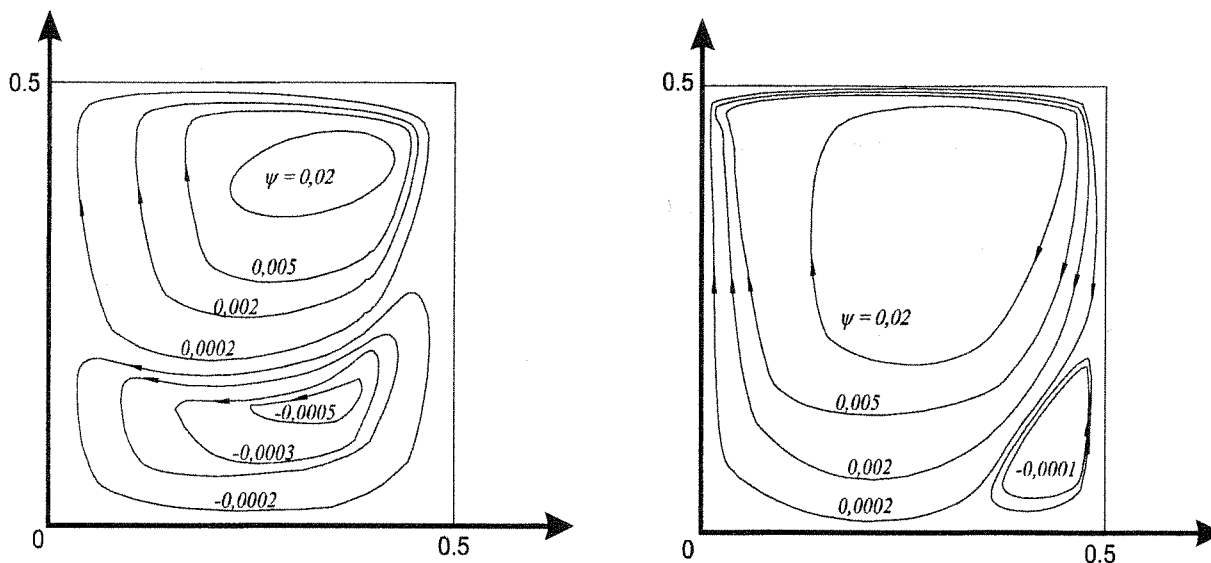


Рис. 3. Стационарное течение в выемке. Изолинии функции тока.

#### Литература:

1. Исследование взаимодействия влажного воздуха со смоченной поверхностью/ П.Т. Петрик, А.Р. Дорохов, Г.Г. Медведев, Д.И. Одинцев // Вестник КузГТУ, 1999, № 3.
2. Дорохов А.Р., Медведев Г.Г, Максимов В.И. Испарение влаги в отрывных течениях// II международный семинар энергосберегающих технологий. - Томск, 2001.
3. Бурдуков А.П., Дорохов А.Р., Казаков В.И. Массообмен в газовой фазе центробежно-барботажного слоя // Теплофизика и аэромеханика, 1996, Т.3, № 2.
4. Лыков А.В. Теплообмен: Справочник. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергия, 1978.
5. Теория теплообмена: Учебник для вузов/ С.И. Исаев, И.А. Кожинов, В.И. Кофанов и др.; Под ред. А.И. Леонтьева.- М.: Высш. школа, 1979.
6. Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И. Конвективный теплообмен при испарении жидкости в газовый поток // Известия СО АН СССР. Серия технич.наук, 1985, № 16, Вып.3.