

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА КАНАЛА КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ NASA-0021 ПРИ РАЗНЫХ УГЛАХ И СКОРОСТЯХ АТАКИ

*Ершина А.К., Ершин Ш.А., Манатбаев Р.К.

**Алматы, Казахский государственный женский педагогический университет
Алматы, Казахский Национальный университет им. аль-Фараби*

Для изучения закономерности теплообмена крылового профиля NASA 0021 с набегающим на него воздушным потоком при вращательном движении ветротурбины была изготовлена уменьшенная пустотелая модель, представляющая элемент крылового профиля NASA из медной пластины, толщиной 1 мм. Длина элемента крылового профиля $l = 35,15 \times 10^{-2}$ м, хорда $b = 3,25 \times 10^{-3}$ м. В средней части металлического экспериментального стола имелся специальный поворотный механизм, который позволял установить элемент крылового профиля под любым углом к натекающему на него воздушному потоку из выходного отверстия аэродинамической трубы (0,3 x 0,12 кв. м.). Экспериментальный стол устанавливался так, чтобы обеспечивать натекание потока только на исследуемый объект (см. рис.1). По внутренней полости элемента крыла протекал подогретый воздух из муфельной печи при четырёх значениях его расхода (0,00103 м³/с, 0,00153 м³/с, 0,00203 м³/с, 0,00253 м³/с).

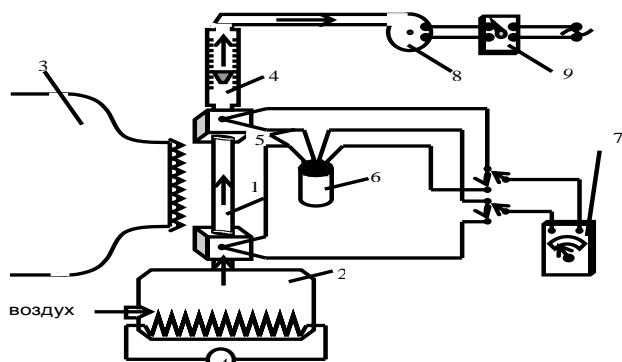


Рис 1. Схема экспериментальной установки.

1-элемент лопасти NASA 0021; 2-муфельная печь; 3- лабораторная аэродинамическая труба; 4-ротаметр РМ; 5-медь константановые термопары; 6-лед; 7- гальванометр; 8-пылесос; 9-трансформатор;

специфического канала в специфических условиях взаимодействия с окружающей средой. Эти законы в учении о тепломассообмене основываются на теории размерностей и подобия теплообменных процессов, что позволяет переходить от модели к реальному объекту.

В проведенных экспериментах изучался сложный перекрёстный теплообмен с переменной температурой по длине проточного канала. Изменение температуры воздуха внутри канал происходит по линейному закону

$$T = a + bz = T_0 - (T_0 - T_1) \bar{z} \quad (1)$$

Из-за того, что температура по длине канала меняется линейно то - тогда ведем среднюю температуру. Средняя по длине канала температура теплого воздуха равняется

$$\bar{T} = \int_0^l T d\bar{z} = \frac{T_0 + T_1}{2} \quad (2)$$

Ввиду того, что условия теплообмена по длине канала неизменны, а параметры задачи постоянны, то температура стенки канала изменяется по тем же линейным законам (1) и (2).

При изучении теплоотдачи лопастей и маха воспользуемся известной аналогией Рейнольдса, приняв, как это указывается в, предположение о несущественном влиянии вязкого подслоя при турбулентном обтекании плиты [1]. Тогда выражение примет вид

$$q_{wh}(x) = \tau_{wh}(x) Cp \frac{T_w - T_\infty}{u_\infty} \quad (3).$$

Хотя аналогия Рейнольдса была разработана для случая продольного обтекания гладкой поверхности плиты (внешняя задача), она (аналогия) применима и к турбулентному течению жидкости в канале (внутренняя задача) [2]. Полное количество тепла, передаваемое из канала будет, равно напряжению трения у плоской гладкой стенки и на внутренней поверхности канала, соответственно, обозначены через τ_{wh} и τ_{wg} .

$$q_{wg} = \tau_{wg} Cp \frac{T - T_w}{u_{cp}} F \quad (4)$$

Процесс теплоотдачи движущейся лопасти набегающему на него потоку описывается следующей системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \rho Q Cp (T_{0l} - T_{1l}) \\ q_{lg} &= q_{ol} = \alpha_{lg} F_{lg} (\bar{T}_l - \bar{T}_{wll}) = \tau_{lg} Cp \frac{F_{lg}}{u_{cp}} (\bar{T}_l - \bar{T}_{wg}) \\ \bar{T}_{wll} &= \bar{T}_{wll} - \frac{q_{l0} \Delta}{\lambda_l F_l} \\ q_{ln} &= \alpha_{ln} F_{ln} (\bar{T}_{wh} - T_\infty) = \tau_{ln} Cp \frac{F_{ln}}{V} (\bar{T}_{wh} - T_\infty) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Первое уравнение определяет полное количество потерянного теплым воздухом тепла при движении его внутри лопасти.

Второе уравнение описывают количество тепла, снятого стенками канала.

Третье – это перепад температуры на стенке канала, осредненный по длине лопасти.

Наконец четвертое уравнение позволяет найти полное количество тепла, отданное наружной поверхностью лопасти окружающей среде.

Вследствие безотрывного обтекания [3] крылового профиля NASA-0021 турбулентным потоком в узком интервале угла атаки можно рассматривать процесс теплообмена, подчиняющимся зависимости (3), направив координату «х» вдоль периметра крыла

$$q_{wh}(\Phi) = \tau_{wh} Cp \frac{T_w - T_\infty}{V} F \quad (6)$$

Так как в наших исследования толщина стенки канала крылового профиля очень тонкая 1 мм, можно принять, что $q_{wb} = q_{wh}$, отсюда запишем

$$\frac{\tau_\epsilon}{u_{cp}} (T - T_w) = \frac{\tau_h}{V} (T_w - T_\infty) \quad q_1 = q_2 \quad (7)$$

где индексами «в» и «н» обозначены величины, относящиеся к внутренней и внешней задачам $\tau_{w\epsilon} = \tau_w = \tau_\epsilon$, а $\tau_{wh} = \tau_w(\Phi) = \tau_h$, соответственно $q_{w\epsilon} = q_\epsilon$ и $q_{wh} = q_h$. Так как $T(\bar{z})$ и $T_w(\bar{z})$, здесь q_1 и q_2 удельные количества тепла, приходящиеся на единицу длины лопасти. Полное количество тепла, отдаваемое лопастью в окружающую среду, найдем, если последнее равенство проинтегрировать по длине канала.

В результате получим

$$\frac{\tau_\epsilon}{u_{cp}} (\bar{T} - \bar{T}_w) = \frac{\tau_h}{V} (\bar{T}_w - T_\infty) = q_1 = q_2 = q_0 \quad (8)$$

что позволяет найти
$$\bar{T}_w = \frac{\bar{T} + \frac{\tau_h}{\tau_\epsilon} \frac{u_{cp}}{V} T_\infty}{1 + \frac{\tau_h}{\tau_\epsilon} \frac{u_{cp}}{V}} = \frac{\bar{T} + \Omega T_\infty}{1 + \Omega} \quad (9)$$

Как нам известно, при продольном обтекании гладкой плиты для чисел справедлива зависимость

$$\tau_h = 0.0296 Re_V^{-0.2} \rho V^2 \quad (10)$$

При движении теплого воздуха внутри канала
$$\tau_\epsilon = \frac{\zeta}{8} \rho u_{cp}^2 \quad (11)$$

где ζ в нашем случае имеет вид $\zeta = 4.62 Re_u^{-0.488}$ [4]. В результате будем иметь

$$\frac{\tau_h}{\tau_\epsilon} = \frac{0.2368}{\zeta} Re_V^{-0.2} \rho V^2 = \frac{0.2368}{4.62} Re_V^{-0.2} Re_u^{0.488} \frac{V^2}{u_{cp}^2} \quad (12)$$

Связь между среднерасходной скоростью воздуха и скоростью внешнего потока можно записать в виде

$$\frac{u_{cp}}{V} = \frac{Re_u}{Re_V} \frac{\Phi}{d_s} \quad (13)$$

где d_3 - эквивалентный диаметр канала
 Зависимость комплекса Ω от числа Рейнольдса

$$\Omega = \frac{\tau_n}{\tau_6} \frac{u_{cp}}{V} = 0.05126 \frac{V}{u_{cp}} Re_V^{-0.2} Re_u^{0.488} \quad (14)$$

Используя опытные данные, можно определить экспериментальные значения критерия

Нуссельта для внешней задачи $\left(Nu_n = \frac{\alpha_n \Phi}{\lambda} \right)$

На основании последней уравнении системы (5) можно записать

$$\alpha_n = \frac{\rho u_{cp} SCp(T_0 - T_1)}{F(\bar{T}_w - T_\infty)} \quad (15)$$

Кроме того, из (8) следует $\bar{T}_w - T_\infty = \frac{1}{2} \frac{T_0 + T_1 - 2T_\infty}{1 + \Omega}$ (16)

Принимая во внимание, что при $Pr \approx 1$ $Cp = \frac{\lambda}{\mu}$ найдем

$$Nu_n = \frac{\alpha_n \Phi}{\lambda} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 + T_1 - 2T_\infty} \frac{\Phi Re_u + 0.0128 d_3 Re_V^{0.8} Re_u^{0.488}}{2l} \quad (17)$$

В принципе коэффициент теплоотдачи может быть функцией температуры и формула (16) позволяет определить величину критерия Nu_n для модели из опытных данных, в которых измерялись T_0 и T_1 . В натуральных условиях, при построении инженерного расчета, таких данных нет. Задача состоит как раз в том, чтобы найти T_0 , задавая T_1 , например, на выходе из отверстий на концах рабочих лопастей, т.е. найти какой должна быть температура на входе в канал, чтобы на выходе она имела необходимую для тепловой защиты аппарата температуру.

На основании экспериментальных данных найдем

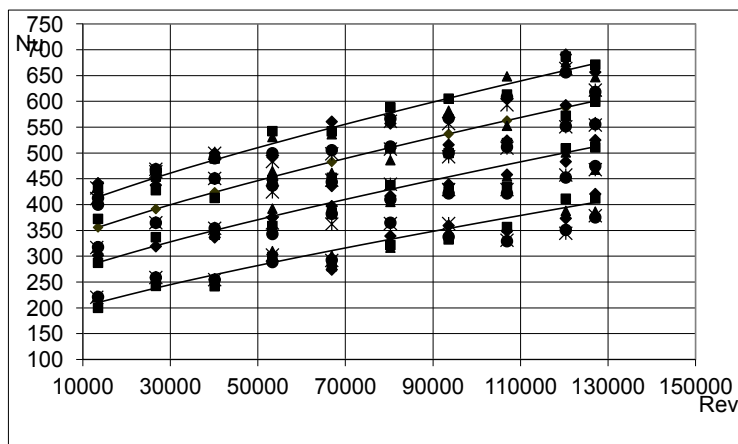
$$\frac{T_0 - T_1}{T_0 + T_1 - 2T_\infty} = 0.638 - 1.8 * 10^{-5} Re_u \quad (18)$$

Подставив (18) в (17) окончательно получим

$$Nu_n = \left(0.32 - 9 * 10^{-6} Re_u \right) \frac{\Phi Re_u + 0,0128 d_3 Re_V^{0.8} Re_u^{0.488}}{l} \quad (19)$$

Полученная критериальная зависимость справедлива для всех случаев теплоотдачи крылового профиля NASA – 0021 в набегающий поток, если ее внутренняя полость, по который течет теплый воздух, также имеет форму NASA – 0021. При этом крыловой

профиль может быть выполнен из любого материала и иметь некоторую толщину стенки, которую следует рассматривать как плоскую плиту, толщиной Δ . На рисунке 2 дано графическое изображение формулы (19) для всех исследованных режимов теплообмена канала с формой крылового профиля NASA – 0021 на описанной выше модели



1- $Q_1=0,00103 \text{ м}^3/\text{сек}$, 2- $Q_2=0,00153 \text{ м}^3/\text{сек}$, 3- $Q_3=0,00203 \text{ м}^3/\text{сек}$, 4- $Q_4=0,00253 \text{ м}^3/\text{сек}$
 ◆ - $\varphi = 0^0$; ■ - $\varphi = 4^0$; ● - $\varphi = 8^0$; ▲ - $\varphi = 12^0$; ✱ - $\varphi = 16^0$ (эксперимент)

Рис. 2 Графическое изображение формулы (19) для всех исследованных режимов теплообмена канала с формой крылового профиля NASA – 0021

Первое, что бросается в глаза (см. рис.2), это совершенно отчетливое влияние расхода теплого воздуха Q или, что то же самое $Re_u = \frac{u_{cp} d_s}{\nu}$, на теплоотдачу. С ростом внутреннего числа Re_u теплоотдача усиливается. Менее резко, но все же явно заметно влияние числа Рейнольдса внешнего потока $Re_v = \frac{V\Phi}{\nu}$.

Что касается угла атаки φ (в интервале $0^0 \leq \varphi \leq 16^0$), то разброс экспериментальных точек не позволяет сделать однозначный вывод о явном влиянии его на процесс теплообмена, не удастся определить характер воздействия φ на теплообмен.

Все три установленных факта соответствуют физике явления и имеют логическое объяснение. Влияние расхода теплого воздуха Q на теплотери связано с увеличением теплоотдачи к стенкам канала вследствие увеличения скорости течения внутри канала. Влияние на теплосъем внешнего потока и заметное снижение его при малых значениях Re_v также понятно. При малых скоростях потока, последний не способен снять с наружной поверхности канала то количество тепла, которое «предлагается» теплым потоком, протекающим по каналу. Происходит своего рода тепловое «запирание», и оно становится все более заметным по мере роста энергосодержания протекающего по каналу теплого воздуха. Слабое, если не сказать отсутствующее влияние, угла атаки φ на процесс теплоотдачи объясняется малым интервалом изменения ($0^0 \leq \varphi \leq 16^0$) при вращении турбины.

Этот вывод следует и из формулы для коэффициента сопротивления C_x [5]. При $\varphi=16^\circ \sin^2\varphi=0,076$ достаточно мал и близок к нулевому значению $C_x(\varphi=0^\circ)=0,028$. Это дает основание считать, что процесс теплоотдачи рабочих лопастей работающего ветроагрегата практически не зависит от угла атаки φ .

Обозначения

$\bar{z} = \frac{z}{l}$ – безразмерная координата, направленная вдоль длины l испытываемого элемента крыла, T_0 и T_1 – соответственно температуры воздуха на входе и выходе из канала, F – площадь поверхности канала, Φ – смоченный периметр крылового профиля.

Литература:

1. Гухман А.А. Введение в теорию подобия. - М. Высшая школа, 1973. – 254 с.
2. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. – М. Госэнергоиздат, 1961. – 680 с
3. Марчевский И.К. Математическое моделирование обтекания профиля и исследование его устойчивости в потоке по Ляпунову. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.02.05. – Москва: МГТУ им. Баумана – 2008. – 72 с.
4. Ершина А.К., Манатбаев Р.К. Определение гидравлического сопротивления симметричного крылового профиля NASA -0021 // Вестник КазНУ. Серия математика, механика, информатика. – 2006. – №4 (51). – С.56-58.
5. Ершина А.К., Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К. Основы теории ветротурбины Дарье. – Алматы, 2001. – 104 с.