

МУХА Ірина Павлівна,

кандидат технічних наук, доцент, заст. завідувача кафедри АСОІУ, ФІОТ, НТТУ “КПІ”.

БУЛЕВА ФУНКЦІЯ “ВИКЛЮЧАЮЧЕ АБО” ДЛЯ n ЗМІННИХ

Анотація. У даній роботі запропоновано нову булеву функцію – “виключаюче або” для n змінних. Дано означення цієї функції, вивчено основні її властивості. Зокрема, встановлено (теорема), що “виключаюче або” є симетричною функцією відносно перестановки аргументів, а у випадку $n=2$ співпадає з додаванням за модулем 2. Для випадків $n=3;4$ побудовано диз’юнктивну нормальну форму (ДНФ), досконалу диз’юнктивну нормальну форму (ДДНФ), мінімальну диз’юнктивну нормальну форму. Зокрема, у випадку $n=3$ за допомогою методу Квайна знайдено три рівноправних мінімальних диз’юнктивних нормальних форми. Встановлено, що кон’юнктивна нормальна форма, досконала кон’юнктивна нормальна форма та мінімізована кон’юнктивна нормальна форма співпадає з означенням “виключаюче або” для n змінних. Для випадків $n=3,4$ побудовано поліноми Жегалкіна, які мають порядок на одиницю нижче а ніж ДДНФ. Виконано класифікацію Поста. Встановлено, що “виключаюче або” для $n=3,4$ належить класу T_0 , не належить класам T_1 та L , не є монотонною та само двоїстою функцією.

Метою статті є введення нової функції “виключаюче або” для n змінних та вивчення її основних властивостей.

Результати та висновки. У даній роботі запропоновано нову булеву функцію – “виключаюче або” для n змінних, вивчено основні її властивості. Для випадків $n=3;4$ побудовано диз’юнктивну нормальну форму (ДНФ), досконалу диз’юнктивну нормальну форму (ДДНФ), мінімальну диз’юнктивну нормальну форму. Встановлено, що кон’юнктивна нормальна форма, досконала кон’юнктивна нормальна форма та мінімізована кон’юнктивна нормальна форма співпадає з означенням “виключаюче або” для n змінних. Виконано класифікацію Поста. Встановлено, що додавання за модулем $n=3,4$ належить класу T_0 , не належить класам T_1 та L , не є монотонною та само двоїстою.

Ключові слова: булева функція, “виключаюче або” для n змінних.

Одержано редакцією 20.02.2020 р.
Прийнято до публікації 27.04.2020 р.

УДК 519.6

DOI 10.31651/2076-5886-2020-1-22-31

PACS 02.60.-x, 02.60.Pn, 02.70.Wz

ГОЛОВНЯ Борис Петрович,

д.т.н., доцент, доцент кафедри прикладної математики та інформатики Черкаського національного університету імені Богдана Хмельницького
e-mail: bpgolovnya@gmail.com
ORCID 0000-0002-9242-3937

РАСЧЕТ ЛАМИНАРИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ СОВПАДАЮЩЕЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Аннотация. На основе анализа уравнений турбулентной смешанной конвекции предложены уравнения, описывающие изменение теплообмена в пограничном слое при наложении естественной конвекции на вынужденную. По результатам расчетов смешанной конвекции были получены корреляционные зависимости для описания упомянутого снижения теплообмена. Расчеты по этим зависимостям находятся в удовлетворительном соответствии экспериментальным данным.

Ключевые слова: турбулентность, смешанная конвекция, ламинаризация течения.

Постановка задачи

Проблема теплообмена при смешанной конвекции является важной в фундаментальном плане, поскольку она имеет самые различные технические и промышленные приложения. К ним, в частности, относятся: теплообменники, работающие в медленно движущейся окружающей среде; ядерные реакторы, охлаждаемые в режимах аварийного обесточивания главных циркуляционных насосов; этот вид конвекции имеет место в колеблющейся емкости при транспортировке жидкостей, во многих процессах химического производства.

Особый интерес вызывает теплообмен при наложении сопутствующей естественной конвекции на вынужденную турбулентную конвекцию. В этом случае наблюдается заметное снижение турбулентных пульсаций, т.е. происходит так называемая ламинаризация течения.

Задачу расчета теплообмена в ламинаризованном течении нельзя признать полностью решенной. Более того, обобщающие корреляционные зависимости получены далеко не во всех практически важных течениях.

Цель статьи

Задача работы – предложить вариант теоретического описания теплообмена при совпадающей смешанной конвекции.

Условные обозначения

$F = U/U_e$	– безразмерная скорость;
$Gr = g\beta\Delta x^x / \nu^2$	– число Грасгофа;
$Gr^* = g\beta q_w x^4 / \lambda \nu^2$	– число Грасгофа модифицированное;
$K = 0.5U_i U_i, \quad k = 0.5\overline{u_i u_i}$	– кинетическая энергия среднего течения и турбулентности;
$Nu = \alpha x / \lambda$	– число Нуссельта;
$Pr = \nu / a$	– число Прандтля;
$Pr_t = \frac{-\overline{uv} / (\partial U / \partial y)}{-\overline{vt} / (\partial T / \partial y)}$	– число Прандтля турбулентное;
$Re = U_e x / \nu$	– число Рейнольдса;
$\overline{T}, T, t T$	– Средняя, моментальная и пульсационная температура;
$\Delta T = T_w - T_e$	– разность температур;
$\overline{U}, \overline{V}, U, V, u, v$	– Средняя, моментальная и пульсационная скорость в x и y направлениях;
$UT = \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty U(T - T_e)_m dy$	– прирост энергии среднего течения за счет архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную;
$VT = \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty (\overline{v't'})_m dy$	– прирост энергии турбулентности за счет архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную;

Греческие символы

α	— коэффициент теплоотдачи;
$\delta_e = \int_0^{\infty} \frac{U}{U_{\infty}} \left(1 - \left(\frac{U}{U_{\infty}} \right)^2 \right) dy$	— толщина потери энергии;
$\Delta_k = \frac{\nu \sqrt{2 \text{Re}}}{U_e^3} \int_0^{\infty} (k_m - k_f) dy$	— снижение кинетической энергии турбулентности под воздействием архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную; перераспределение кинетической энергии
$\Delta_{\delta} = \frac{d}{dx} 0.5(\delta_{em} - \delta_{ef})$	— среднего течения под воздействием архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную; перераспределение энергии
$\Delta_{Uk} = \frac{1}{U_e^3} \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} [(Uk)_m - (Uk)_f] dy$	— турбулентности под воздействием архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную; перераспределение энергии
$\Delta_{\partial U} = \frac{\nu}{U_e^3} \int_0^{\infty} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_m^2 - \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_f^2 \right] dy$	— среднего течения под воздействием архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную; перераспределение диссипации энергии
$\Delta_{\varepsilon} = \frac{1}{U_e^3} \int_0^{\infty} (\varepsilon_m - \varepsilon_f) dy$	— турбулентности под воздействием архимедовых сил при наложении естественной конвекции на вынужденную;
$\varepsilon = \overline{\nu (\partial u_i / \partial x_i)^2}$	— скорость диссипации k ;
$\varepsilon_t = \overline{\alpha (\partial t / \partial x_i)^2}$	— скорость диссипации t^2 ;
ν	— кинематическая вязкость;
$\Theta = (T - T_w) / \Delta T$	— безразмерная температура;
Индексы	
e	— в свободном течении;
f	— вынужденная конвекция;
m	— смешанная конвекция;
w	— на стенке.

Методы решения

Из экспериментальных данных хорошо известно, что при наложении естественной конвекции на вынужденное турбулентное течение происходит так называемая ламинаризация течения, т.е. снижается уровень турбулентных пульсаций, падает энергия турбулентности, что, в конце концов, ведет к снижению теплообмена.

Для объяснения этого эффекта автором была предложена следующая гипотеза. При наложении сопутствующих подъемных сил на вынужденное течение в первую

очередь это ведет к изменению профиля скорости и, в результате, возрастанию внутреннего трения. Увеличенное трение ведет к увеличению энергозатрат на его преодоление. Но в начале развития процесса прирост энергии за счет подъемных сил очень мал и не может компенсировать дополнительных расходов. В результате часть энергии потока, идущая на поддержание турбулентности, начинает убывать. Как следствие в течении начинается ламинаризация. Таким образом, ламинаризация происходит в результате перераспределения энергии между средним течением и турбулентностью. Расчеты показывают отчетливую зависимость между снижением теплообмена и турбулентной энергией (см. рис. 1). По этой причине, для прогнозирования развития ламинаризации нам в первую очередь необходимы выражения, описывающие снижение энергии турбулентности.

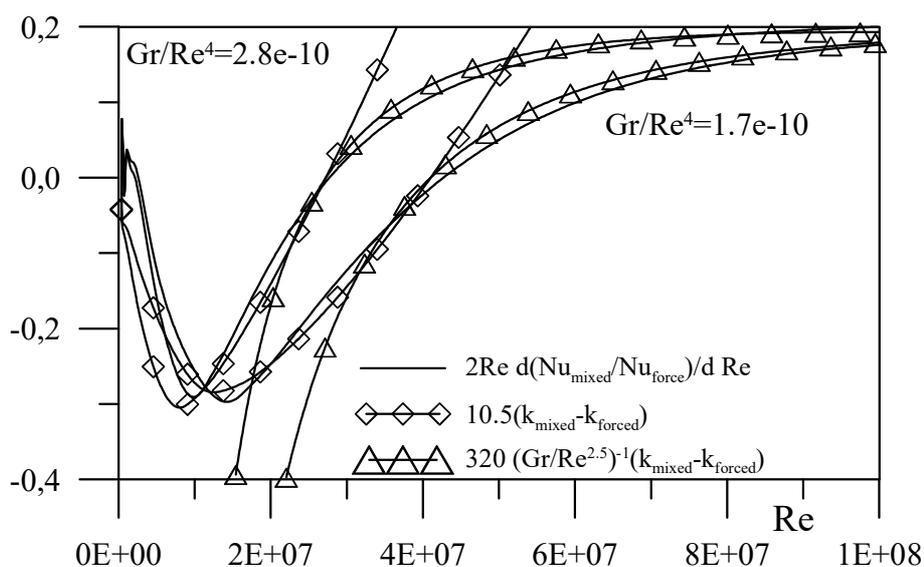


Рис. 1. Связь между изменением теплообмена и энергии турбулентности при смешанной конвекции на вертикальной пластине.

Как известно, уравнения кинетической энергии осредненного течения и кинетической энергии турбулентности в рамках пограничного слоя могут быть записаны в виде (1) и (2)

$$U \frac{\partial K}{\partial x} + v \frac{\partial K}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} U \left(\frac{P}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} V \left(\frac{P}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right) - U \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} + vU \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} = v \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v \left(\frac{p}{\rho} + k \right)} - \varepsilon. \quad (2)$$

В работе Хинце [2] на основе этих уравнений было предложено уравнение, описывающее баланс полной кинетической энергии потока в случае вынужденной конвекции в турбулентном пограничном слое.

$$\underbrace{\frac{d}{dx} 0.5 \delta_{ef}}_1 - \underbrace{\frac{1}{U_e^3} \frac{d}{dx} \int_0^\infty (Uk)_f dy}_2 = \underbrace{\frac{v}{U_e^3} \int_0^\infty \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_f^2 dy}_3 + \underbrace{\frac{1}{U_e^3} \int_0^\infty \varepsilon_f dy}_4. \quad (3)$$

Слагаемые этого уравнения, слева направо, описывают

- 1 – изменение энергии осредненного течения,
- 2 – изменение энергии турбулентности,
- 3 – диссипация энергии осредненным течением,
- 4 – диссипация энергии турбулентности.

Индекс f означает, что слагаемые относятся к случаю вынужденной конвекции.

В данной изучается воздействие сопутствующей подъемной силы на баланс энергии течения. Поэтому учтем в уравнениях (1) и (2) влияние подъемных сил, т.е. перепишем их в виде

$$U \frac{\partial K}{\partial x} + \nu \frac{\partial K}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} U \left(\frac{P}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} V \left(\frac{P}{\rho} + \frac{U^2}{2} \right) - U \frac{\partial}{\partial y} \overline{uv} + \nu U \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2} - g\beta U(T - T_e)$$

и

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{\left(\frac{p}{\rho} + k \right)} - \varepsilon - g\beta \overline{vt}.$$

Повторяя действия, проведенные при выводе уравнения (3) получаем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} 0.5\delta_{em} - \frac{1}{U_e^3} \frac{d}{dx} \int_0^\infty (Uk)_m dy &= \frac{\nu}{U_e^3} \int_0^\infty \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_m^2 dy + \frac{1}{U_e^3} \int_0^\infty \varepsilon_m dy - \\ & - \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty U(T - T_e)_m dy - \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty \overline{(vt)}_m dy. \end{aligned} \quad (4)$$

Новые члены уравнения, записанные во второй строке, описывают:

- 5 – прирост энергии среднего течения за счет архимедовых сил,
- 6 – прирост энергии турбулентности за счет архимедовых сил.

Индекс m у каждого слагаемого означает, что это уравнение описывает смешанную конвекцию.

Известно, что ламинаризация проявляется относительно вынужденной конвекции, но возникает при смешанной конвекции. Поэтому необходимо учитывать в одном уравнении и смешанный и вынужденный случаи. По этой причине уравнение для вынужденной конвекции (3) вычиталось из уравнения для смешанной конвекции (4). Результат (5) описывает перераспределение энергии между средним течением и турбулентностью за счет наложения на течение подъемных сил.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} 0.5(\delta_{em} - \delta_{ef}) - \frac{1}{U_e^3} \frac{d}{dx} \int_0^\infty [(Uk)_m - (Uk)_f] dy &= \\ & = \frac{\nu}{U_e^3} \int_0^\infty \left[\left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_m^2 - \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_f^2 \right] dy + \frac{1}{U_e^3} \int_0^\infty (\varepsilon_m - \varepsilon_f) dy - \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty U(T - T_e)_m dy - \frac{\beta g}{U_e^3} \int_0^\infty \overline{(vt)}_m dy. \end{aligned} \quad (5)$$

Для упрощения записи дальнейших вычислений для слагаемых уравнения (5) введем обозначения:

- 1 Δ_δ – перераспределение кинетической энергии среднего течения;
- 2 Δ_{Uk} – перераспределение энергии турбулентности;
- 3 $\Delta_{\partial U}$ – перераспределение диссипации энергии средним течением;
- 4 Δ_ε – перераспределение диссипации энергии турбулентности;
- 5 UT – прирост энергии среднего течения за счет архимедовых сил;
- 6 VT – прирост энергии турбулентности за счет архимедовых сил.

Сопоставляя уравнение (5) с вышеприведенным качественным анализом, можно сказать следующее. Наложение архимедовых сил на течение в первую очередь ведет к уменьшению первого слагаемого за счет изменения профиля скорости. В свою очередь, так как слагаемое UT еще мало, это ведет к снижению второго слагаемого, т.е. уровня энергии турбулентности. Другими словами, начинается ламинаризация течения.

Для получения количественных характеристик процесса система модельных уравнений решалась дважды. В расчетах использовалась модель турбулентности предложенная автором в работе [6]. Расчеты проводились дважды. Первый раз для случая вынужденной конвекции, т.е. с подъемными силами равными нулю, второй раз с ненулевыми архимедовыми силами, но при тех же начальных условиях и с малым начальным значением Gr^* , т.е. так, чтобы течение оставалось в области вынужденной конвекции. По результатам расчетов находились слагаемые уравнения (5).

После введения обозначений уравнение (5) можно символически записать следующим образом

$$\Delta_\delta - \Delta_{Uk} = \Delta_{\partial U} + \Delta_\varepsilon + UT + VT . \quad (6)$$

Анализ слагаемых уравнения (6) показывает следующее.

Определяющим фактором в уравнении (6) является слагаемое UT . В случае конвекции с постоянным потоком тепла на стенке на основе уравнения переноса тепловой энергии, записанного в автомодельных переменных, для него несложно получить точное уравнение.

$$2Re \frac{\partial F\Theta}{\partial Re} + \frac{\partial V\Theta}{\partial \eta} + 2F\Theta = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} - \frac{\partial \overline{vt}}{\partial \eta} .$$

Интегрируем это уравнение поперек течения от 0 до бесконечности. Получаем

$$2Re \frac{\partial}{\partial Re} \int_0^\infty F\Theta d\eta + (V\Theta_{\eta=\infty} - V\Theta_{\eta=0}) + 2 \int_0^\infty F\Theta d\eta = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\infty} - \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \right) - (vt_{\eta=\infty} - vt_{\eta=0}) .$$

Учитывая, что $\Theta_{\eta=\infty} = V_{\eta=0} = \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\infty} = vt_{\eta=0} = vt_{\eta=\infty} = 0$, $\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = -1$ получаем

$$2Re \frac{d Int}{d Re} + 2Int = \frac{1}{Pr} . \quad (7)$$

Здесь $Int \equiv \int_0^\infty F\Theta d\eta$.

Это уравнение имеет точное решение

$$Int = \frac{0.5}{Pr} \left(1 - \frac{Re_{trans}}{Re} \right), \quad (8)$$

здесь $Re_{trans} = \text{const}$. Отметим некоторые особенности этого уравнения и его решения.

Во первых. Уравнение (7) и решение (8) не зависят от Gr^* . Отсюда следует, что профили U и T меняются таким образом, что $Int = \text{const}$ при $Re = \text{const}$. Значение числа Gr^* никак не влияет на значение Int .

Во вторых. Уравнение (7) и решение (8) не зависят также и от режима течения (ламинарный или турбулентный), но влияние режима может быть учтено с помощью константы Re_{trans} . Из автомодельности течения в ламинарном пограничном слое, очевидно следует, что в ламинарном течении $Re_{trans} = 0$. В то же время расчеты показывают, что в турбулентном течении $Re_{trans} \neq 0$. Интеграл должен быть непрерывной функцией от продольной координаты, следовательно, Re_{trans} должно меняться от нулевого значения в ламинарном режиме до ненулевого в турбулентном. Представляется очевидным, что изменение начинается в переходном режиме. Таким образом, константа Re_{trans} должна быть связана с точкой ламинарно-турбулентного перехода.

Перепишем уравнение (6) в форме

$$\Delta_{Uk} = -UT \left[1 - (\Delta_\delta - VT - \Delta_{\partial U} - \Delta_\varepsilon) / UT \right]$$

и рассмотрим поведение его правой части, а точнее отношения в скобках в области ламинаризации. Для описания поведения введем дополнительную переменную

$\Delta_k \equiv \frac{\nu \sqrt{2Re}}{U_e^3} \int_0^\infty (k_m - k_f) dy$, непосредственно описывающую снижение энергии турбулентности.

Расчеты показывают, что существуют как минимум три ярко выраженных зоны развития течения (см. рис. 2). В первой из них $\Delta_{Uk} < 0$, Δ_k и отношение Nu_m / Nu_f снижаются. Точка, в которой $\Delta_{Uk} = 0$ задается соотношением $\Delta_\delta = UT + VT + \Delta_{\partial U} + \Delta_\varepsilon$ и, по результатам расчетов, хорошо описывается корреляционным соотношением $Gr^* / Re^{2.8} Pr^{1.13} = 0.09$. Отметим, что эта точка практически совпадает с точкой минимума Δ_k .

В третьей зоне $\Delta_k > 0$ и $d(Nu_m / Nu_f) / dx > 0$. Здесь течение определяется подъемными силами.

Вторая зона является переходной между первой и третьей.

Отношение в скобках в первой зоне хорошо описывается корреляцией, полученной по результатам расчетов

$$(\Delta_\delta - VT - \Delta_{\partial U} - \Delta_\varepsilon) / UT = 1.0892 (Gr^* / Re^4)^{0.00112} (Gr^* / Re^{2.8} Pr^{1.13})^{-0.006}. \quad (9)$$

Учитывая точное решение для UT , получаем корреляцию для Δ_{Uk}

$$\Delta_{Uk} = \frac{Gr^*}{Re^{2.5}} \frac{\sqrt{2}}{Pr} \left(1 - \frac{Re_0}{Re} \right) \left[1 - 1.0892 \left(\frac{Gr^*}{Re^4} \right)^{0.00112} \left(\frac{Gr^*}{Re^{2.8} Pr^{1.13}} \right)^{-0.006} \right]. \quad (10)$$

Корреляционное соотношение для Δ_k было построено в форме, аналогичной соотношению (10).

$$\Delta_k = 1.73 \left(\frac{Gr^*}{Re^4} \right)^{0.028} \frac{Gr^*}{Re^{2.5}} \frac{\sqrt{2}}{Pr} \left(1 - \frac{Re_0}{Re} \right) \left[1 - 0.993 \left(\frac{Gr^*}{Re^{2.8} Pr^{1.13}} \right)^{-0.003} \right].$$

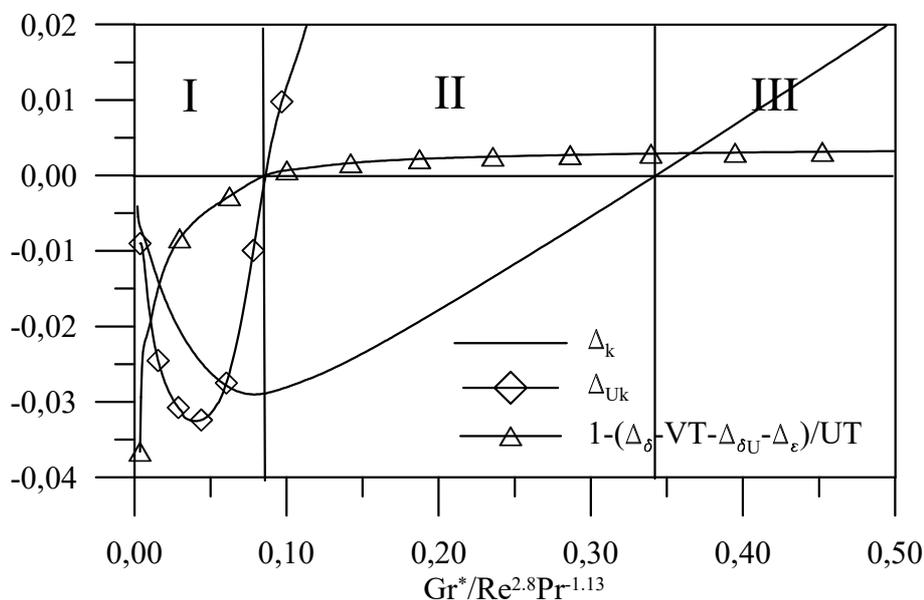


Рис. 2. Три зоны в развитии смешанной конвекции в пограничном слое на вертикальной поверхности.

Теперь мы имеем соотношение, описывающее снижение k под влиянием подъемных сил в первой зоне.

Во второй зоне расчеты показывают, что

$$\Delta_k = \Delta_{k \min} \left(1 - 37.5 \left(Gr^* / Re^4 \right)^{1.33} \left((Re - Re_{\min}) / Pr \right)^{1.5} \right).$$

Здесь $\Delta_{k \min}$ – минимальное значение Δ_k . Как уже говорилось, это значение достигается в точке $Gr^* / Re^{2.8} Pr^{1.13} = 0.09$. Параметр Re_{\min} соответствует числу Re в этой точке.

Третья зона начинается в точке с $\Delta_k=0$. Здесь

$$\Delta_k = 3.074 \times 10^{-6} \left(Gr^* / Re^4 \right)^{-0.25} \left(Gr^* / Re^{2.5} - G_0 \right).$$

В этом выражении G_0 - значение $Gr^* / Re^{2.5}$ в точке, где $\Delta_k=0$.

Как известно, снижение теплообмена происходит вследствие ламинаризации течения, которая в свою очередь, проявляется в снижении турбулентной энергии. По этой причине естественно попробовать обнаружить связь между темпом снижения теплообмена и падением энергии.

На основе расчетов была обнаружена корреляционная зависимость между Δ_k и $d(Nu/Nu_f)/dx$. Она хорошо описывается выражением:

$$2 \operatorname{Re} \frac{d(Nu/Nu_f)}{d \operatorname{Re}} = \begin{cases} 10.5 \operatorname{Pr}^{0.3} \Delta_k & \Delta_k < 0 \\ 402 \operatorname{Pr}^{2/3} (Gr^*/\operatorname{Re}^{2.5})^{-1} \Delta_k & \Delta_k \geq 0 \end{cases}.$$

Учитывая полученные ранее корреляции, мы имеем выражение для расчета производной Nu/Nu_f .

Таким образом, мы можем рассчитать снижение числа Nu под воздействием подъемных сил. Эти расчеты были проведены автором численно. Предполагалось, что $Nu=Nu_f$ при $\operatorname{Re}=\operatorname{Re}_{\text{trans}}$. Значение $\operatorname{Re}_{\text{trans}}=1.0e+5$ выбиралось из требования наилучшего соответствия между численными и теоретическими расчетами УТ. Результаты показали, что аппроксимационные соотношения хорошо соответствуют расчетам во всем диапазоне Gr^*/Re^4 и Pr .

Для проверки полученных формул вне диапазона расчетов были использованы экспериментальные данные Семенова [7]. Результаты представлены в таблице 1. Значение $\operatorname{Re}_{\text{trans}}=8.0e+4$ было найдено из требования наилучшего соответствия теоретических и экспериментальных данных. Как видно, оно значительно меньше, чем предыдущих расчетов. По всей видимости этот факт объясняется наличием турбулизатора в экспериментах.

Re	Gr*	Gr*/Re ⁴	Nu расч.	Nu эксп.	Откл. %
1.050E+05	1.732E+13	1.425E +07	298.6	268.0	1.71
1.130E+05	2.174E+13	1.334E+07	288.8	274.0	4.13
1.200E+05	2.564E+13	1.237E +07	299.7	273.0	8.90
2.100E+05	9.315E+12	4.790E +09	450.1	453.0	0.65
2.280E+05	2.135E+13	7.901E+09	477.2	461.0	3.40
2.450E+05	1.606E+13	4.456E+09	508.4	509.0	0.51
2.480E+05	1.806E+13	4.775E+09	510.8	508.0	0.94
2.620E+05	3.520E+13	7.471E+09	530.1	489.0	7.76
2.650E+05	2.189E+13	4.439E+09	537.5	541.0	0.65
2.660E+05	2.392E+13	4.779E+09	538.6	540.0	0.25
2.840E+05	2.983E+13	4.585E+09	568.2	549.0	3.04
2.850E+05	2.909E+13	4.409E+09	567.9	578.0	1.24
3.050E+05	3.648E+13	4.216E+09	598.0	590.0	1.34
3.220E+05	4.595E+13	4.274E+09	622.8	578.0	7.20
3.450E+05	8.661E+13	3.996E+09	658.5	619.0	8.72

Среднеквадратичное отклонение=1.4883 %

Таблица 1. Сравнение результатов расчетов числа Nu при смешанной конвекции на вертикальной поверхности с экспериментальными данными Семенова [7].

Результаты исследования

На основе анализа результатов расчетов смешанной конвекции предложена методика расчета ламинаризации течения. Получаемые по этой методике значения числа Нуссельта хорошо соответствуют экспериментам Семенова [7]. Отметим, что экспериментальные данные лежат в области изменения чисел Re и Gr , не пересекающейся с областью, в которой проводились расчеты.

Список использованной литературы:

1. Петухов, Б. С. Теплообмен в движущейся однофазной среде. Ламинарный пограничный слой. / Б. С. Петухов. – М.: МЭИ, 1993. – 352 с.

2. Петухов, Б. С. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. / Б. С. Петухов, А. Ф. Поляков. – М.: Наука, 1986. – 192 с.
3. Селиванов, Н. В. Теплообмен высоковязких жидкостей в емкостях. Монография. / Н. В. Селиванов. – Астрахань: Изд-во АГТУ, 2001. – 232 с.
4. Пядишюс, А. Турбулентный теплоперенос в пристенных слоях. / А. Пядишюс, А. Шланчяускас. – Вильнюс: Мокслас, 1987. – 283 с.
5. Хинце, И. О. Турбулентность. / И. О. Хинце. – М.: GIFML. 1963. – 680 с.
6. Golovnya, B. P. Model of turbulent stresses and turbulent heat fluxes transfer / B. P. Golovnya // Refrigeration technology and technology. – 2007. Т.110, № 6. – С.49-54.
7. Семенов, Ю. П. Турбулентная смешанная конвекция на вертикальной поверхности. / Ю. П. Семенов // Дисс. докт. т. н. – М.: Московский лесотехнический институт, 1990.

Bibliography:

1. Petukhov, B. S. (1993). Heat exchange in a moving single-phase medium. Laminar boundary layer. – М.: MEI. – 352 p. [in Russian]
2. Petukhov, B. S., Polyakov, A. F. (1986). Heat transfer at mixed turbulent convection. – М.: Nauka, 1986. – 192 p. [in Russian]
3. Selivanov, N. V. (2001). Heat transfer of high-viscosity liquids in containers. Monograph. – Astrakhan: Publishing house of ASTU. – 232 p. [in Russian]
4. Pyadišius, A., Šlančiauskas, A. (1987). Turbulent heat transfer in near-wall layers. - Vilnius: Mokslas. – 283 p. [in Russian]
5. Khintse, I. O. (1963). Turbulence. – М.: GIFML. – 680 p. [in Russian]
6. Golovnya, B. P. (2007). Model of turbulent stresses and turbulent heat fluxes transfer // Refrigeration technology and technology. – V. 110, No. 6. – P. 49-54.
7. Semenov, Yu. P. (1990). Turbulent mixed convection on a vertical surface // Diss. doct. technical sc. – М.: Moscow Forestry Institute. [in Russian]

GOLOVNYA Boris,

Doctor of Technical Science, Professor, Department of Applied Mathematics and Informatics, The Bohdan Khmelnytsky National University of Cherkasy, Ukraine

CALCULATION OF FLOW LAMINARIZATION AT ASSISTING TURBULENT MIXED CONVECTION ON A VERTICAL SURFACE

Summary. Calculation of heat transfer at assisting turbulent mixed convection on a vertical surface cannot be considered a solved problem. There are many works devoted to the numerical study of this problem. These simulations show very good agreement with experimental data for the vast majority of parameters. But, at the same time, theoretical descriptions of the problem of flow laminarization are clearly insufficient. In this paper, a variant of the approach to solving this problem is proposed. The correlation dependences obtained on the basis of the proposed approach are in satisfactory agreement with the experimental data

Purpose. The purpose is to offer a simple and understandable explanation of the conjugate gradient method.

Results and conclusion. Note that the experimental data lie in the range of variation of the Re and Gr . Based on the analysis of the results of calculations of mixed convection, a method is proposed for calculating the flow laminarization. Using a program written on the basis of theoretical calculations, the reduction of the Nusselt number under the influence of lifting forces is calculated. The values of the Nusselt number obtained by used method are in good agreement with the experiments of Semenov [7]. Note that the experimental data lie in the range of variation of the Re and Gr numbers, which does not intersect with the range in which the calculations were performed.

Keywords: turbulence; mixed convection; flow laminarization.

Одержано редакцією 05.02.2020 р.
Прийнято до публікації 30.03.2020 р.