

УДК 536.24

ОБТЕКАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ПОПЕРЕЧНОЙ КАВЕРНЫ С НАКЛОННЫМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ. 2. ТЕПЛООБМЕН

А. Ю. Дьяченко, В. И. Терехов, Н. И. Ярыгина

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mails: terekhov@itp.nsc.ru, yarygina@itp.nsc.ru

Экспериментально исследован конвективный теплообмен в поперечной траншее небольшого удлинения с углом наклона боковых стенок $\varphi = 30 \div 90^\circ$ при нагреве дна, передней и задней стенок полости. Измерены распределения температур в продольных и поперечных сечениях на трех стенках, а также температурные поля на всей нагретой поверхности. Рассчитаны локальные и средние коэффициенты теплоотдачи. Установлено, что наибольшая интенсификация теплообмена имеет место на задней стенке при малых значениях φ . При перестройке одноячейковой структуры основного вихря в каверне в двухъячейковую в случае $\varphi = 60, 70^\circ$ наблюдается резкое уменьшение теплоотдачи по размаху полости от торцов к центру. При $\varphi = 60^\circ$ отмечено некоторое увеличение среднего по всей нагретой поверхности полости коэффициента теплоотдачи.

Ключевые слова: турбулентный поток, отрывное течение, пограничный слой, каверна, вихреобразование, теплообмен.

Введение. В [1] представлены результаты исследования структуры течения вблизи стенок и распределения коэффициентов давления при обтекании полостей небольшого удлинения с наклонными стенками. В настоящей работе приведены данные по тепловым характеристикам и теплообмену в тех же полостях при варьировании угла наклона боковых стенок φ от 30 до 90° .

Ранее в ряде работ изучался теплообмен в прямоугольных полостях с различным соотношением ширины и высоты каверны [2–13]. В [2–8] изменялась длина поперечной каверны L и число Рейнольдса вычислялось по формуле $Re_L = UL/\nu$, где U — скорость основного потока; ν — кинематическая вязкость. В работе [9] изменялась высота каверны H и в качестве определяющего числа Рейнольдса принималась величина $Re_H = UH/\nu$. Поскольку параметр H/L в предшествующих исследованиях был различным, обобщающие соотношения для средних чисел Нуссельта также были различными: $\langle Nu_L \rangle \sim Re_L^{0,5}$ [6]; $\langle Nu_L \rangle \sim Re_L^{0,8}$ [3, 4]; $\langle Nu_H \rangle \sim Re_H^{0,8}$ [9]; $\langle Nu_L \rangle \sim Re_L^{2/3}$ [2, 8].

В [10–12] показано, что в протяженных прямоугольных полостях при $L/H \geq 2$ основной вихрь занимает не все пространство полости и сдвиговый слой не оказывает значительного влияния на теплоотдачу. При заданных параметрах набегающего потока среднее значение числа Нуссельта $\langle Nu_L \rangle = \langle \alpha \rangle L/\lambda$ практически не зависит от ширины каверны и существенно уменьшается с увеличением ее глубины. Корреляционная зависимость

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 04-02-16070, 06-08-00300).

$\langle \text{Nu}_H \rangle = \langle \alpha \rangle H / \lambda = f(\text{Re}_H)$ не зависит от параметра H/L , причем в мелких поперечных траншеях при $\text{Re}_H < 5 \cdot 10^4$ справедлива зависимость для ламинарного пограничного слоя $\langle \text{Nu}_H \rangle \sim \text{Re}_H^{0,5}$, при $\text{Re}_H > 5 \cdot 10^4$ — зависимость для турбулентного пограничного слоя $\langle \text{Nu}_H \rangle \sim \text{Re}_H^{0,8}$, а в глубоких полостях ($H/L > 1$) основным обменным механизмом является турбулентная диффузия и справедлив закон $\langle \text{Nu}_H \rangle \sim \text{Re}_H^{2/3}$.

В различных энергетических установках поперечные траншеи могут быть не только прямоугольными. Угол наклона боковых стенок может варьироваться в широком диапазоне. Исследования динамических и тепловых характеристик в таких кавернах практически отсутствуют, что обуславливает необходимость решения этой проблемы. В [10–12] показано, что изменение угла наклона боковых стенок от 45° до 90° оказывает существенное влияние на теплообмен. При угле между боковой стенкой и дном $\varphi = 60^\circ$ теплоотдача от дна полости интенсифицируется, при $\varphi = 45^\circ$ наблюдается задержка перехода от ламинарного теплообмена к турбулентному. Однако в указанных работах изучался нагрев только дна полости, а теплоотдача измерялась только в центральном сечении траншеи. В данной работе расширен диапазон углов наклона φ и исследуется нагрев трех стенок (боковых и дна). Кроме того, термографически измеряется теплоотдача от всей нагреваемой поверхности.

Условия проведения опытов. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Института теплофизики СО РАН. Сечение рабочего канала аэродинамической трубы 200×200 мм, длина 1000 мм. На нижней стенке канала помещалась модель с траншеей. Перед каверной устанавливался обтекатель длиной 480 мм, длина плоской поверхности за каверной составляла 200 мм.

Изучалось обтекание каверны, имеющей следующие размеры: глубина $H = 60$ мм, ширина дна полости $L = 60$ мм, длина в трансверсальном направлении $S = 180$ мм, при этом $S/H = 3$, $H/L = 1$. Стенки траншеи изготовлены из листа текстолита толщиной 20 мм. Эксперименты выполнены при углах наклона боковых стенок $\varphi = 30, 45, 60, 70, 80, 90^\circ$.

Измерения проведены при скоростях набегающего потока $U = 5 \div 35$ м/с, которым соответствовали значения числа Рейнольдса $\text{Re}_H = HU/\nu = 2 \cdot 10^4 \div 1,4 \cdot 10^5$. При всех скоростях пограничный слой перед каверной был турбулентным. Толщина потери импульса пограничного слоя перед отрывом потока изменялась в диапазоне $\delta^{**} = 3,2 \div 3,7$ мм. Степень турбулентности набегающего потока в канале соответствовала естественной и составляла 1,5 %.

С помощью ленточного нагревателя из алюминиевой фольги толщиной 0,36 мкм с шириной дорожек 5 мм в режиме постоянного теплового потока осуществлялся нагрев боковых стенок и дна. Поверхности траншеи были препарированы 158 хромель-копелевыми термопарами в трех продольных сечениях на дне, пяти продольных сечениях на боковых стенках и четырех сечениях поперек потока (по одному на боковых стенках и в двух сечениях на дне каверны). Для оценки утечек тепла через пластину с обратной стороны каждой нагреваемой стенки было заделано по четыре термопары.

В термографических экспериментах каверна с нагревателем помещалась на боковую стенку заподлицо со стенкой канала. Каверна прогревалась в течение 1 ч при необходимом скоростном режиме, после чего температура стенки измерялась тепловизором “Со-ва”. Методика термографических измерений температурного поля подробно описана в [14]. В результате сканирования формировался кадр размером 192×192 элемента. Оцифровка полученного поля температур как минимум по двум термопарам и построение термограмм выполнялись с использованием специальных компьютерных программ.

Результаты экспериментов. По результатам термпарного зондирования и тепловизионного сканирования температуры стенки рассчитаны локальные коэффициенты теплоотдачи:

$$\alpha_i = (q_w - \Delta q)/(T_{wi} - T_0).$$

Здесь q_w — удельный тепловой поток; Δq — тепловые потери; T_0 — температура набегающего потока; T_{wi} — локальная температура стенки.

Характерные распределения локальных коэффициентов теплоотдачи α_i в центральном сечении по потоку на передней и задней стенках и дне каверны для всех исследованных значений φ представлены на рис. 1. По оси абсцисс отложена текущая координата на каждой из стенок, отнесенная к длине средней линии l_i на данной стенке. На дне полости расслоение экспериментальных точек по углам наклона стенок незначительное, некоторая интенсификация теплообмена наблюдается при $\varphi \leq 60^\circ$, когда основной вихрь распадается на двухъячейковую структуру [1]. При этих углах трехмерность течения в полости становится более существенной и процесс вихреобразования аналогичен имеющему место в полусферической каверне [15]. На передней стенке влияние угла φ на теплообмен иное: при $\varphi = 45^\circ$ и в большей степени при $\varphi = 30^\circ$ теплоотдача резко снижается. На задней стенке при уменьшении угла φ коэффициент теплоотдачи существенно увеличивается. Вблизи дна при $\varphi = 30, 45^\circ$ значение α_i в 1,7 раза больше, чем при $\varphi = 90^\circ$. Именно задняя стенка в каверне является наиболее теплонапряженной.

На рис. 2 приведены осредненные по длине центрального сечения коэффициенты теплоотдачи для каждой стенки при различных скоростях набегающего потока в кавернах с различными углами раскрытия. Естественно, что с увеличением скорости потока увеличивается значение $\langle \alpha \rangle$. На передней стенке значение теплоотдачи максимально при $\varphi = 60^\circ$ в момент распада основного вихря в каверне на два. На дне и задней стенке наблюдается уменьшение теплообмена с увеличением угла φ . Наиболее существенное уменьшение

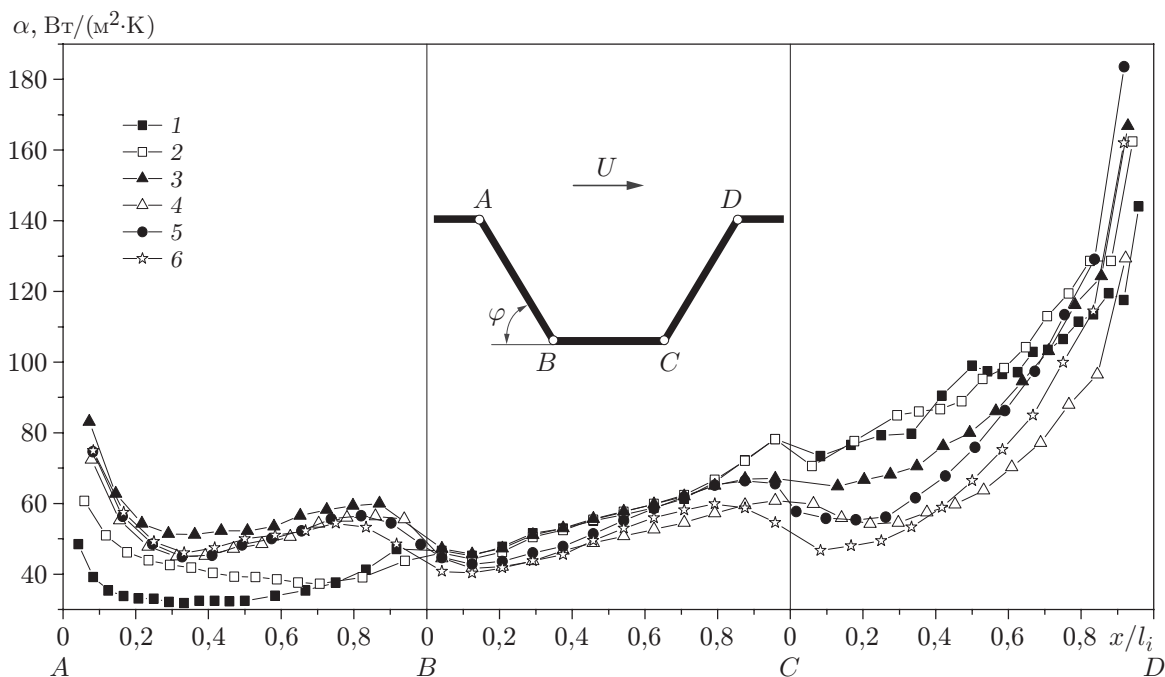


Рис. 1. Распределение локального коэффициента теплоотдачи по центральному сечению полости при $Re_H = 4 \cdot 10^4$:

1 — $\varphi = 30^\circ$; 2 — $\varphi = 45^\circ$; 3 — $\varphi = 60^\circ$; 4 — $\varphi = 70^\circ$; 5 — $\varphi = 80^\circ$; 6 — $\varphi = 90^\circ$

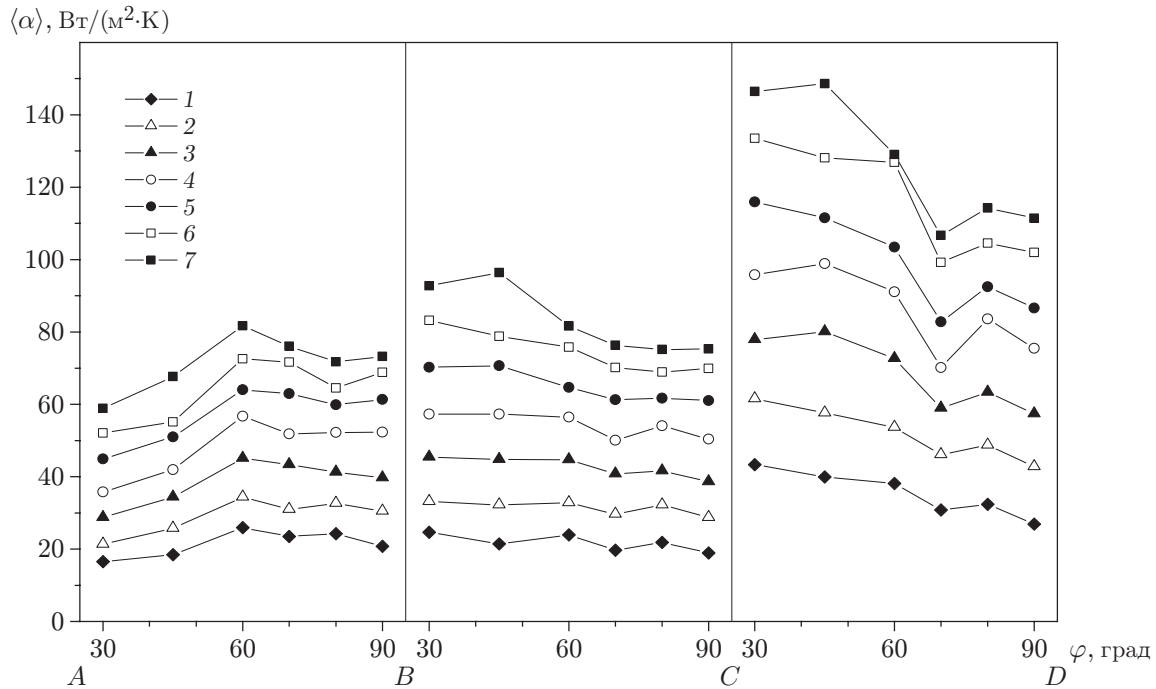


Рис. 2. Зависимость среднего по длине миделева сечения коэффициента теплоотдачи от угла наклона стенок φ :

1 — $U = 5$ м/с; 2 — $U = 10$ м/с; 3 — $U = 15$ м/с; 4 — $U = 20$ м/с; 5 — $U = 25$ м/с;
6 — $U = 30$ м/с; 7 — $U = 35$ м/с

коэффициента теплоотдачи имеет место при $\varphi = 70^\circ$, когда перед перестройкой вихревой структуры течение в каверне становится крайне неустойчивым. Такой характер изменения коэффициента теплоотдачи объясняется возникновением так называемой эллиптической неустойчивости, вызванной асимметрично приложенными касательными напряжениями [1]. Эффект неустойчивости течения более существен при больших скоростях набегающего потока.

Так как течение в каверне является трехмерным, распределения коэффициентов α_i и $\langle \alpha \rangle$ по центральному сечению не дают полного представления о теплообмене на всей поверхности полости. На рис. 3 приведены распределения коэффициента теплоотдачи по размаху траншеи. На передней и задней стенках сечения с термопарами находились на расстоянии 35 мм от верхних кромок, на дне два сечения с термопарами располагались на расстоянии 15 мм от передней и задней стенок. Из рис. 3 следует, что характер распределения коэффициента теплоотдачи по размаху каверны при различных значениях φ соответствует топологической картине вихреобразования [1]. На передней стенке существует достаточно протяженная область, в которой теплоотдача при $\varphi = 60 \div 90^\circ$ слабо зависит от φ . В случае сильно раскрытой каверны ($\varphi = 30 \div 45^\circ$) интенсивность теплоотдачи уменьшается в 1,45 раза и остается почти постоянной по размаху, за исключением приторцевых областей. На дне полости в случае $\varphi = 70^\circ$ при возникновении встречного потока значения коэффициента теплоотдачи от торцов к центру резко уменьшаются, причем в центре наблюдается минимум α . Следует отметить, что в [1] аналогичный эффект отмечен для коэффициента давления. Уменьшение теплоотдачи по направлению к центру наблюдается также при $\varphi = 60, 80^\circ$, но в этом случае существуют небольшие области, в центральной части которых значение коэффициента теплоотдачи постоянно. На задней стенке характер распределений по размаху полости не меняется. При этом имеет место

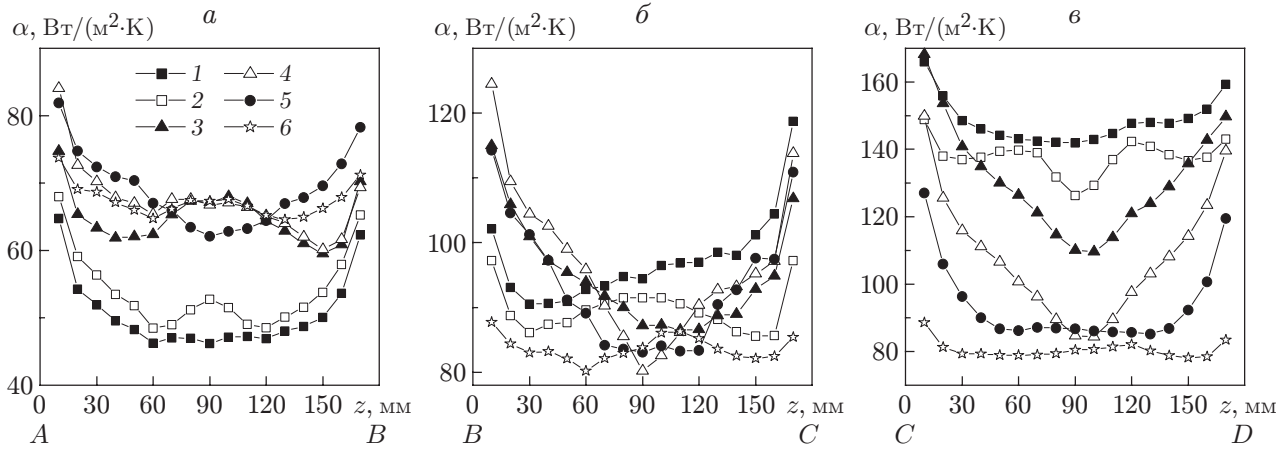


Рис. 3. Распределение локального коэффициента теплоотдачи в сечениях по размаху траншеи при $U = 30$ м/с и различных углах φ :
 а — передняя стенка; б — дно; в — задняя стенка; обозначения те же, что на рис. 1

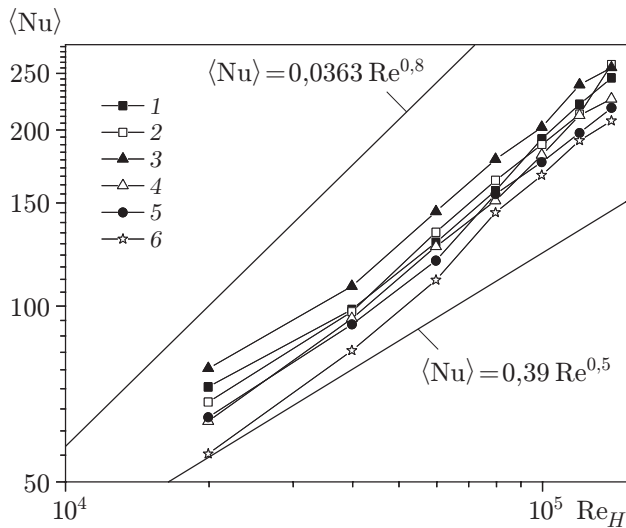


Рис. 4. Зависимость среднего числа Нуссельта, рассчитанного по всей нагретой поверхности, от числа Рейнольдса при различных углах φ (обозначения те же, что на рис. 1)

существенное увеличение коэффициента теплоотдачи с уменьшением угла φ и соответственно с увеличением угла раскрытия траншеи.

По температурным полям, полученным в термографических экспериментах и при измерении термопарами, рассчитаны средние по поверхности коэффициенты теплоотдачи и соответствующие числа Нуссельта Nu_H . При $\varphi = 90^\circ$ результаты осреднения, полученные двумя методами для дна полости, удовлетворительно согласуются. Однако при больших значениях φ осредненные результаты термографических измерений на передней и задней стенках значительно отличаются от результатов термопарных измерений, поэтому на рис. 4–6 использовались данные измерений термопарами по всем сечениям.

На рис. 4 представлена зависимость среднего по всей нагретой поверхности числа Нуссельта $\langle Nu \rangle$ в зависимости от числа Рейнольдса Re_H при различных углах φ . Для всех углов начиная с $Re_H = 4 \cdot 10^4$ справедлива зависимость $Nu_H \sim Re_H^{2/3}$, характерная для отрывных течений. Для сильно раскрытых траншей при $\varphi = 30, 45^\circ$ и скоростях $U = 5 \div 10$ м/с теплообмен соответствует ламинарному течению и обусловлен особенностями течения на передней стенке. Именно ламинарный характер течения при этих углах

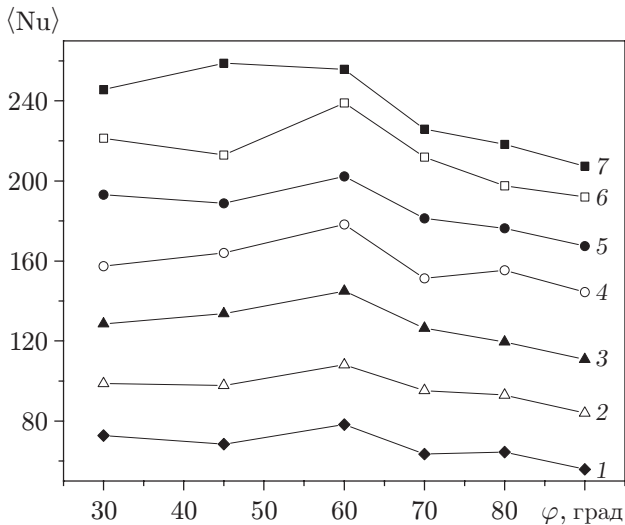


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость среднего числа Нуссельта, рассчитанного по всей нагретой поверхности, от угла φ при различных скоростях потока (обозначения те же, что на рис. 2)

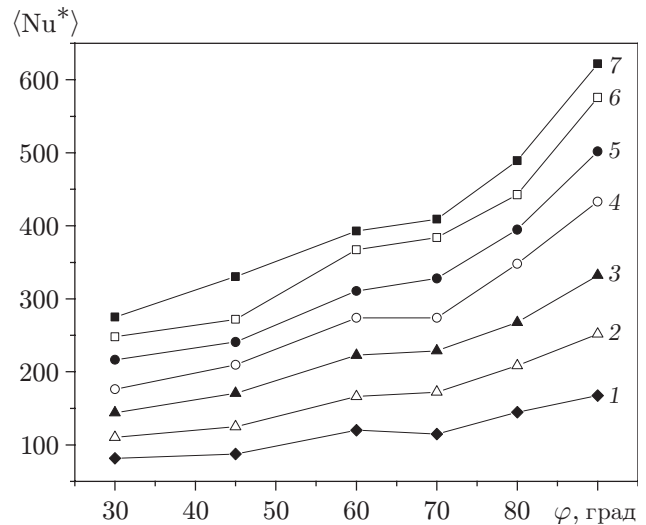


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость среднего числа Нуссельта, определенного по разделительной поверхности между каверной и внешним потоком, от угла φ при различных скоростях потока (обозначения те же, что на рис. 2)

обуславливает уменьшение локального коэффициента теплоотдачи на передней стенке (см. рис. 1). Распределение среднего по всей поверхности каверны числа Нуссельта в зависимости от угла наклона боковых стенок потока приведено на рис. 5. Можно отметить некоторое увеличение среднего коэффициента теплоотдачи при $\varphi \leq 60^\circ$, но наибольшее значение $\langle Nu \rangle$ наблюдается при $\varphi = 60^\circ$, когда возникает двухъячейковая структура. В действительности зависимость среднего числа Нуссельта от угла наклона боковых стенок очень слабая.

Однако в целом интенсификацию теплообмена в каверне определяет не средний по всей нагретой поверхности коэффициент теплоотдачи, а среднее значение $\langle \alpha \rangle$, рассчитанное по поверхности раздела между полостью и внешним потоком. На рис. 6 представлена зависимость числа Нуссельта, рассчитанного по разделительной поверхности, от угла φ при различных скоростях основного потока. С уменьшением угла наклона стенок площадь разделительной поверхности увеличивается, соответственно среднее число Нуссельта уменьшается. Тем не менее можно отметить немонотонность зависимости $\langle Nu \rangle = f(\varphi)$, обусловленную некоторой локальной интенсификацией теплоотдачи при $\varphi = 60^\circ$ и незначительным уменьшением теплообмена при $\varphi = 70^\circ$. Дальнейшего исследования требует теплообмен за поперечной траншеей. В этом случае по аналогии с полусферическими кавернами [15] за полостями с большим углом раскрытия на расстоянии одного калибра можно ожидать интенсификации теплоотдачи, вызываемой автоколебаниями, возникающими при двухъячейковой вихревой структуре течения в каверне. Интересной проблемой является также воздействие высокого уровня внешней турбулентности на теплообмен в траншее с наклонными боковыми стенками. Некоторые новые результаты [13] показали увеличение теплоотдачи в каверне до 40 % при степени турбулентности основного потока около 15 %, что значительно превышает теплоотдачу за ребром и уступом.

Выводы. В диапазоне чисел Рейнольдса $Re_H = 2 \cdot 10^4 \div 1,4 \cdot 10^5$ исследован теплообмен в поперечной траншее небольшого удлинения ($S/H = 3$) при углах наклона боковых сте-

нок каверны $\varphi = 30, 45, 60, 70, 80, 90^\circ$. Измерены локальные коэффициенты теплоотдачи на трех стенках в центральном сечении и в сечениях по размаху каверны. Показано, что на задней стенке с уменьшением угла φ коэффициент теплоотдачи существенно увеличивается. При перестройке потока в случае $\varphi = 60, 70^\circ$ и возникновении встречного течения в распределении коэффициента теплоотдачи по размаху каверны наблюдается его резкое уменьшение в центре. Отмечено некоторое увеличение среднего по всей нагретой поверхности полости коэффициента теплоотдачи при $\varphi = 60^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дьяченко А. Ю., Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Обтекание турбулентным потоком поперечной каверны с наклонными боковыми стенками. 1. Структура потока // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 5. С. 68–76.
2. **Charwat A. F., Dewey C. F., Ross J. N., Hitz J. A.** An investigation of separated flows. 2. Flow in the cavity and heat transfer // J. Aerospace Sci. 1961. V. 8, N 7. P. 513–527.
3. **Seban R. A.** Heat transfer and flow in a shallow rectangular cavity with subsonic turbulent air flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1965. N 8. P. 1353–1358.
4. **Fox J.** Heat transfer and air flow in a transverse rectangular ditch // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1965. N 7. P. 269–279.
5. **Хаген Р. Л., Данак А. М.** Теплообмен в области отрыва турбулентного пограничного слоя при обтекании впадины // Теплопередача. 1967. Т. 89, № 4. С. 62–65.
6. **Ямамото Х., Секи Н., Фукусако С.** Теплоотдача вынужденной конвекцией от нагретого дна полости // Теплопередача. 1979. Т. 101, № 3. С. 112–117.
7. **Дегтярева В. В., Мухин В. А., Накоряков В. Е.** Экспериментальное изучение массоотдачи в осесимметричных кавернах // Инж.-физ. журн. 1982. Т. 43, № 2. С. 181–186.
8. **Hiwada M., Mabuchi I., Kumada M.** Three-dimensional flow and heat transfer in a rectangular cavity // J. Heat Transfer Jap. Res. 1985. V. 14, N 1. P. 75–96.
9. **Richards R. F., Young M. F., Haiad J. C.** Turbulent forced convection heat transfer from a bottom heated open surface cavity // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30, N 11. P. 2281–2287.
10. **Terekhov V. I., Yarygina N. I.** Forced-convection heat transfer from the bottom of trenches with rectangular or inclined walls // Exp. Heat Transfer. 1996. V. 9. P. 133–148.
11. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Законы теплообмена в обтекаемых турбулентным потоком траншеях // Пром. теплотехника. 1997. Т. 19, № 4/5. С. 127–130.
12. **Терехов В. И., Третьяков С. П., Ярыгина Н. И.** Конвективный теплообмен от дна полостей различных геометрий // Вынужденная конвекция однофазной жидкости: Тр. 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену, г. Москва, 21–25 нояб. 1994 г. М.: Моск. энерг. ин-т, 1994. Т. 1. С. 256–261.
13. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Теплообмен в отрывных областях турбулизованных потоков // Вынужденная конвекция однофазной жидкости: Тр. 2-й Рос. нац. конф. по теплообмену, г. Москва, 26–30 окт. 1998 г. М.: Моск. энерг. ин-т, 1998. Т. 2. С. 244–247.
14. **Kabov O. A., Marchuk I. V., Chupin V. M.** Thermal imaging study of the liquid film flowing on vertical surface with local heat source // Russ. J. Engng Thermophys. 1996. V. 6, N 2. P. 104–138.
15. **Терехов В. И., Калинина С. В.** Структура течения и теплообмен при обтекании единичной сферической каверны // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9, № 4. С. 497–520.

*Поступила в редакцию 24/IV 2006 г.,
в окончательном варианте — 30/VI 2006 г.*