

УДК.536.524

ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДОВ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ КОНДИЦИОНИРОВАНИЯ ВОЗДУХА***Терехов В.И.^{1,2}, Кхафаджи Х.К.², Горбачев М.В.²***¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск*²*Новосибирский государственный технический университет*

В докладе рассмотрены особенности использования различных методов испарительного охлаждения газа для совершенствования систем кондиционирования воздуха с целью снижения энергозатрат при обеспечении комфортных условий пребывания человека как в производственных, так и в домашних условиях. Хорошо известно, что затраты на кондиционирование, особенно в странах с жарким и влажным климатом, становятся сопоставимыми с расходами на отопление в зимний период времени.

Проблемам совершенствования систем кондиционирования воздуха посвящено огромное число работ, существует развитая индустрия производства кондиционеров различных производительностей и схемных решений [1,2]. В тоже время, следует подчеркнуть возросший в последние годы интерес к испарительным методам охлаждения воздуха и возможностей создания на их основе принципиально новых решений для охлаждающих систем с высокими теплогидравлическими характеристиками [3-5].

Испарительное охлаждение является одним из наиболее простых и эффективных методов снижения температуры газовых потоков. Его роль в энергетике чрезвычайно важна, а имеющиеся приложения охватывают большой спектр новых энергетических технологий [6]. Кроме обсуждаемых выше систем кондиционирования воздуха, важную роль играют процессы охлаждения электронного оборудования, компактные теплообменники транспортных машин, где в качестве теплоносителя используется влажный воздух, и многое другое.

Изучению процесса совместного тепломассообмена при испарении влаги на поверхности посвящено большое число работ [7-15]. Однако многие вопросы, в силу сложности протекающих процессов, остаются малоизученными. При прямом испарительном охлаждении воздух непосредственно контактирует с влажной поверхностью канала, при этом за счет скрытой теплоты парообразования температура его снижается по длине канала, а концентрация водяного пара, наоборот, возрастает. По мере развития пограничного слоя при адиабатическом испарении ($q_w = 0$) возможен переход к режиму насыщения, когда температура газа равна температуре испаряющейся поверхности. В этом случае температура парогазовой смеси и парциальное давление пара вновь становятся постоянными по сечению и равными параметрам на кривой насыщения. По этой причине зона насыщения является «балластной» и в ней не происходит тепломассообменных процессов. Указанные особенности тепло – и массообмена значительно усложняют картину процесса, что делает практически единственными возможными методы численного исследования тепломассопереноса в процессе прямого, косвенного и особенно смешанного типа задачи испарительного охлаждения воздуха в режиме вынужденной ламинарной конвекции в канале между двумя неограниченными параллельными пластинами со смоченной поверхностью.

В данном докладе последовательно и с единых методологических позиций решены задачи прямого адиабатического и неадиабатического тепломассопереноса в

каналах с влажными и сухими стенками, режимы охлаждения при косвенном испарении, а также при сочетании этих режимов, реализуемых в цикле Майсоценко [16, 17].

1. Постановка задачи. Адиабатическое испарительное охлаждение

В данной работе решается система уравнений Навье-Стокса и уравнений энергии и диффузии пара в 2-Д приближении. На входе в канал все термогазодинамические параметры постоянны по сечению, а стенки канала являются адиабатическими. Исследования проведены при вариации числа Рейнольдса $Re = 50 \div 1000$ и относительной влажности на входе $\varphi_0 = 0 \div 50\%$ при неизменной температуре входящего воздуха $T_0 = 30^0\text{C}$.

Схема задачи показана на рис. 1. Испарительная ячейка представляет собой канал, ограниченный двумя бесконечными пластинами, расстояние между которыми равно d . С наружной стороны пластины теплоизолированы ($q_w = 0$), а изнутри - влажные. При этом толщина жидкой пленки на стенках считается бесконечно малой и на гидродинамику потока в канале и термическое сопротивление она влияния не оказывает. Таким образом, внутри канала имел место процесс адиабатического испарения, когда тепловой поток, переносимый конвекцией, полностью расходовался на фазовый переход. Температура и концентрация пара на испаряющейся поверхности соответствуют кривой насыщения. Длина канала, составляющая $x/d = 50$ калибров, выбрана из соображений изучения особенностей процесса тепломассообмена как на развивающемся, так и стабилизированном участках течения.

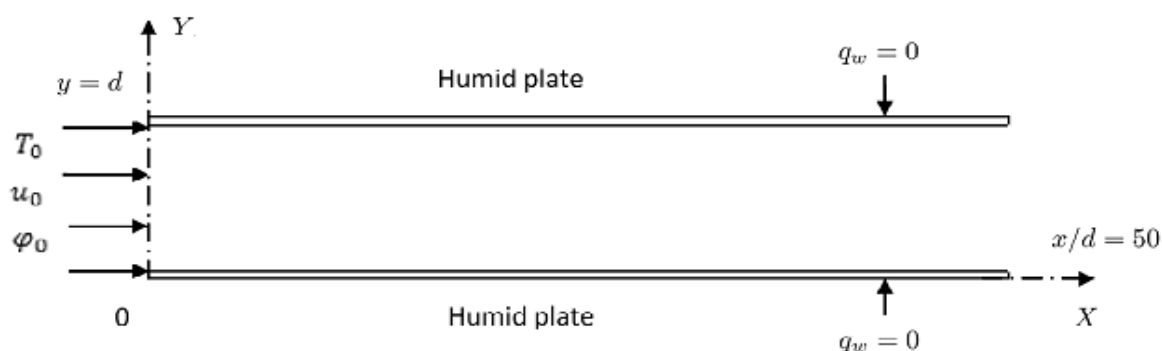


Рис. 1. Схема испарительной ячейки.

Все параметры на входе (u_0 , T_0 и φ_0) были постоянны по высоте канала. В работе рассматривается ламинарное стационарное течение без учета лучистого теплопереноса и вязкой диссипации в пренебрежении эффектов Dufour и Soret.

Основные уравнения для ламинарной вынужденной конвекции записываются как:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

движения в x-направлении:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

движения в y-направлении:

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

уравнение энергии:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{D}{C_p} (C_{pv} - C_{pa}) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial K}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial K}{\partial y} \right) \quad (4)$$

уравнение диффузии водяного пара:

$$u \frac{\partial K}{\partial x} + v \frac{\partial K}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 K}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

Второй член в правой части уравнения (4) описывает диффузионный перенос теплоты в бинарной смеси водяной пар-воздух. Все теплофизические свойства потока рассчитывались в зависимости от концентрации пара и температуры по соотношениям работы [18].

Баланс массы в канале рассчитывался с учетом притока испаряющегося пара по следующему соотношению

$$\int_0^d \rho u(x, y) dy = d\rho_0 u_0 + \int_0^x \rho v(x, 0) dx \quad (6)$$

Граничные условия:

$$\text{- на входе в канал } (x = 0): T = T_0, u = u_0, v = 0, \varphi = \varphi_0 \quad (7a)$$

- на выходе канала $(x/d = 50)$:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial x} = 0 \quad (7b)$$

- на поверхности пластин $(y = 0)$ и $(y = d)$:

$$u = 0, q_w = 0, v = v_s \quad (7c)$$

Поперечная составляющая скорости пара находится из уравнения баланса массы на проницаемой стенке:

$$v_s = \frac{-D}{1 - K_w} \frac{\partial K}{\partial y} \Big|_{y=0,d} \quad (8)$$

Уравнение теплового баланса на стенках канала $(y = 0 \text{ and } y = d)$ записывается с учетом адиабатичности процесса $(q_w = 0)$:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\rho L_v D}{1 - K_w} \frac{\partial K}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

При этом концентрация пара на стенке и ее температура связаны кривой насыщения $K_w = f(T_w)$.

Принимая парогазовую смесь идеальной, в соответствии с законом Дальтона, концентрация пара на стенке связана с его парциальным давлением следующим соотношением:

$$K_w = \frac{M_v / M_a}{P / P_{vs} + M_v / M_a - 1} \quad (10)$$

Локальное число Нуссельта, определенное по эквивалентному диаметру $(d_e = 2d)$, записывается как:

$$Nu = \frac{h \cdot 2d}{\lambda} = \frac{2d (\partial T / \partial y)_w}{T_w - T_m} \quad (11a)$$

где h есть локальный коэффициент теплоотдачи, а T_m – среднемассовая температура парогазовой смеси в рассматриваемом поперечном сечении:

$$T_m = \frac{\int_0^d \rho u T dy}{\int_0^d \rho u dy} \quad (11)$$

Аналогичным образом записываются выражения для локального числа Шервуда:

$$Sh = - \frac{2d (\partial K / \partial y)_w}{K_w - K_m} \quad (12a)$$

и среднемассовой концентрации пара K_m в поперечном сечении канала:

$$K_m = \int_0^d \rho u K dy / \int_0^d \rho u dy \quad (12b)$$

Местный коэффициент трения имеет стандартный вид:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{\tau_w}{\rho_0 u_0^2} \quad (13)$$

Численная реализация. Система уравнений (1)-(5) совместно с граничными условиями (6)-(10) решалась численно с использованием метода контрольных объемов. Для связи скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE [18]. При дискретизации использовались равномерные сетки, оптимальный размер которых был подобран в специальной серии расчетов и составлял 200x70 в продольном и поперечном направлениях, соответственно.

Тестовые сопоставления по течению и теплообмену в каналах с адиабатическими и изотермическими стенками при отсутствии фазовых переходов показали хорошее соответствие между результатами настоящего расчета и данными работ [19,20].

Все расчеты были проведены для канала с фиксированной геометрией (фиг. 1, $d = 6\text{ мм}$ и $x/d = 50$) при постоянной температуре воздуха на входе $T_0 = 30^\circ\text{C}$ и относительной влажностью $\varphi_0 = 0, 30$ и 50% . Число Рейнольдса изменялось в диапазоне $Re = 2u_0d/\mu = 50 \div 100$, охватывающем наиболее характерные режимные параметры компактных теплообменников.

Изменение среднемассовых параметров парогазовой смеси по длине канала приведено на рис. 2. Исходя из данных (рис. 3а и 3б), можно определить наибольшую длину канала x^* , на длине которого осуществляется полное насыщение потока. Так при $Re = 50$ насыщение наступает при $x^*/d \sim 9$ калибрах, поэтому на оставшейся части канала тепломассообменных процессов не происходит, и длина канала может быть сокращена до этого значения. При больших числах Рейнольдса ($Re > 200$) для достижения режима насыщения требуются более протяженные каналы, что в свою очередь вызовет рост гидравлических потерь.

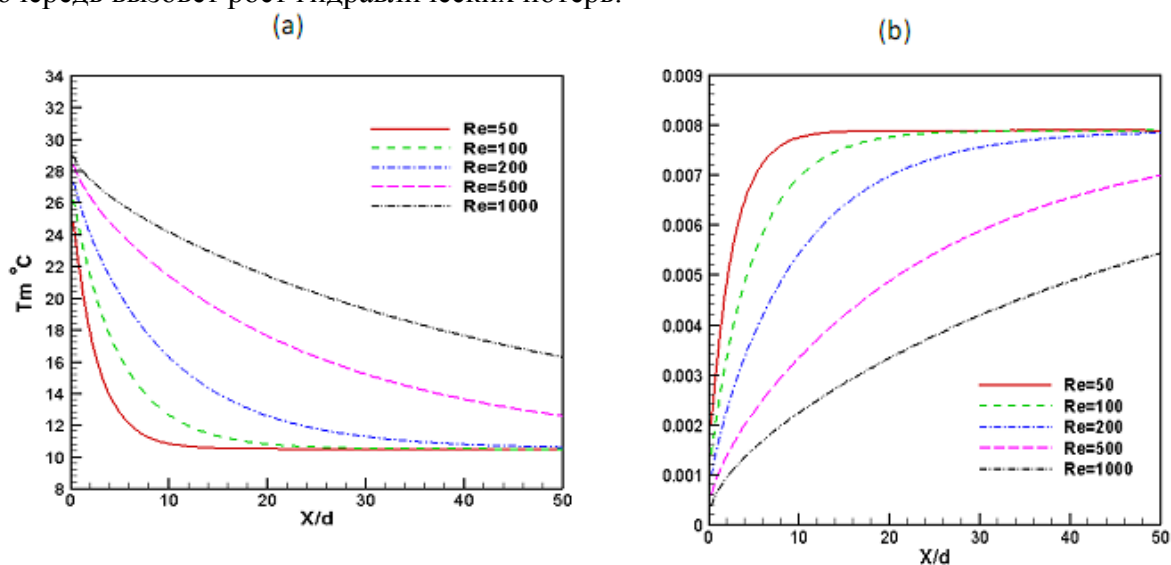


Рис. 2. Изменение среднемассовой температуры газа (а) и концентрации пара (б) по длине канала при вариации числа Рейнольдса ($T_0 = 30^\circ\text{C}$, $\varphi_0 = 0\%$).

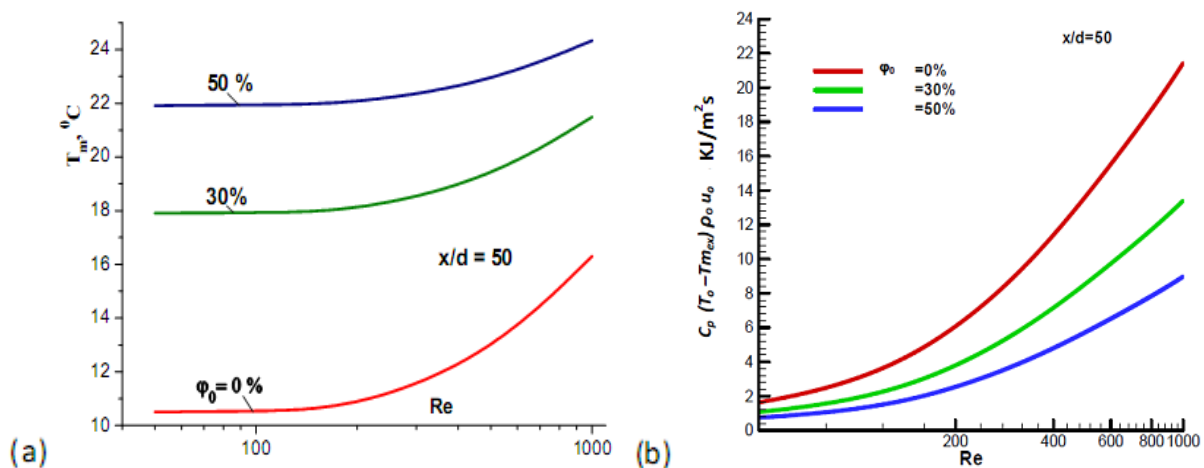


Рис. 3. Влияние начальной влажности воздуха на характеристики процесса охлаждения.

Тепловые характеристики испарительных ячеек в зависимости от числа Рейнольдса и влажности воздуха на входе показаны на рис. 3. Среднемассовая температура воздуха на выходе из канала (сечение $x/d = 50$), согласно данным (рис. 3а), с увеличением числа Re возрастает. Причины этого обсуждались выше при анализе данных (рис. 2). При этом увеличение относительной влажности воздуха на входе ухудшает процесс охлаждения, поскольку с повышением влажности температура термодинамического равновесия пар-жидкость также возрастает.

Важным показателем эффективности работы испарительной ячейки является величина удельной хладопроизводительности, которая определяется как разность теплосодержания воздуха на входе в канал и в текущем сечении:

$$Q_T = C_P(T_o - T_m) \rho_o u_o, \quad (14)$$

где T_m – среднемассовая температура парогазовой смеси в рассматриваемом сечении по длине канала.

Результаты расчета величины Q_T для всего канала в целом ($x/d = 50$, где $T_m = T_{mex}$) показаны на рис. 3б. В отличие от рис. 3а, величина хладопроизводительности возрастает по мере увеличения числа Re , что обусловлено опережающим ростом расхода газа через канал по сравнению с уменьшением разности температур воздуха на входе и выходе. Как и следовало ожидать, рост относительной влажности ведет к снижению величины Q_T .

Из рис. 3 следует важный вывод о методике выбора оптимального режима работы канала с прямым испарительным охлаждением. Если ставится цель получения воздуха с минимальной температурой, теоретическим пределом которой является температура адиабатического испарения при заданной влажности, то в этом случае следует выбирать режимы течения с малыми числами Рейнольдса. В другом случае, когда требуется повышение суммарной выработки холода, наоборот, предпочтительными являются режимы с высокими числами Re .

Для оценки характеристик теплообменных устройств, как правило, используется параметр тепло-гидравлической эффективности, представляющий собой отношение переносимой или вырабатываемой тепловой мощности к затратам мощности на прокачку теплоносителя:

$$\eta = Q_T / Q_M, \quad (15)$$

где $Q_M = u_o \Delta P$, а ΔP – перепад давления на всей длине канала. После преобразования (15) параметр тепло-гидравлической эффективности можно записать в виде:

$$\eta = \frac{C_p(T_o - T_{m_{ex}})}{u_o^2 \int_0^{\bar{x}} C_f d\bar{x}} \quad (16),$$

а $C_f = 2\tau_w / \rho_o u_o^2$ - локальный коэффициент поверхностного трения.

Характер поведения параметра теплогидравлической эффективности η по длине канала при вариации числа Рейнольдса и влажности воздуха демонстрируется на рис. 4а и 4б, соответственно.

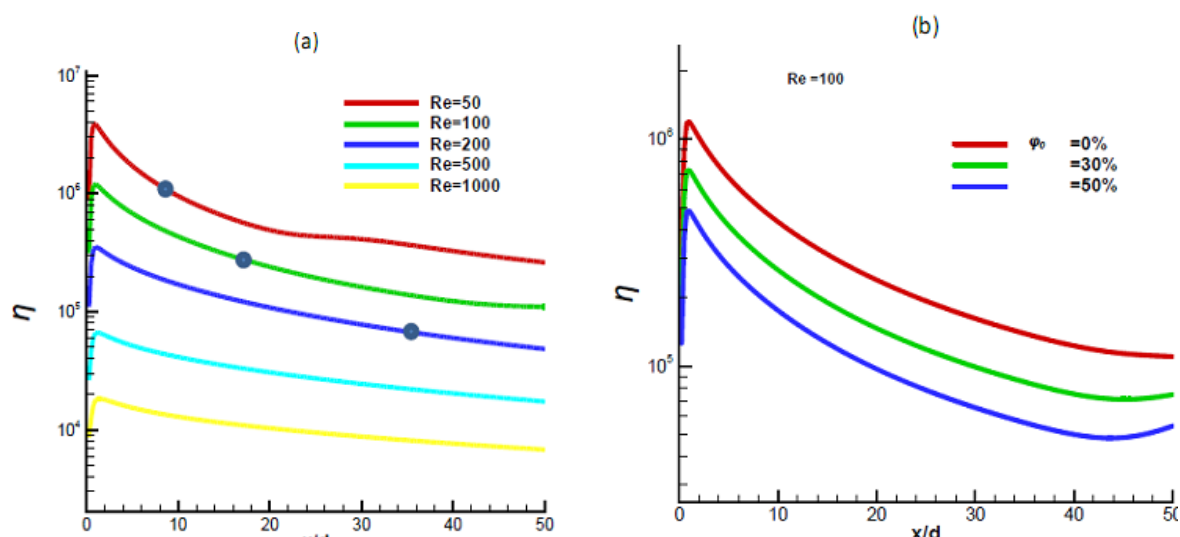


Рис. 4. Теплогидравлическая эффективность адиабатической испарительной ячейки.

Как следует из рисунка 4а, параметр эффективности η значительно снижается по мере роста числа Рейнольдса. Так при увеличении $Re = 50$ до $Re = 1000$ эффективность испарительной ячейки снижается более, чем на два порядка. Причем, при всех числах Рейнольдса в начале канала эффективность имеет наибольшее значение, а затем по мере продвижения по длине канала, величина η постепенно снижается. Такое поведение параметра η обусловлено характером изменения коэффициентов теплообмена и трения по длине канала, а также местоположением точки перехода к режиму насыщения. На рис. 4а данные координаты отмечены точками.

Если на входе в канал воздух является влажным, то, как это видно из рис. 4б, величина η снижается с увеличением паросодержания. Действительно, в этом случае уменьшаются градиенты концентраций пара в пограничном слое и процессы испарения также подавляются.

Таким образом, используя данные рис. 3 и рис. 4, можно провести оптимизационный анализ характеристик ячеек при прямом испарительном охлаждении воздуха при вариации числа Рейнольдса, влажности воздуха и длины канала. Можно предположить, что подобные тенденции будут наблюдаться и при иных температурах воздуха, однако этот вывод требует дополнительных расчетов. Большой интерес представляет и изучение влияния дополнительного теплового потока на стенке в процессе косвенного испарительного охлаждения, как эффективного метода управления интенсивностью тепло и – массопереноса при наличии фазовых переходов на поверхности теплообменников.

2. Прямое неадиабатическое испарительное охлаждение

В ряде технологических процессов к испарительной ячейке может подводиться (или отводиться) дополнительный тепловой поток. Как правило, его величина может быть значительной и сопоставимой с теплотой, расходуемой на фазовый переход. В целом картина рассматриваемой задачи соответствует рис. 1.

Программа численного эксперимента включала в себя изучение влияния плотности дополнительного теплоподвода \bar{q} на термоаэромеханику процесса и скорость испарения при вариации числа Рейнольдса. Дополнительный теплоподвод изменялся в широких пределах $-0.1 < \bar{q} < +0.2$. В качестве масштаба в относительном потоке тепла $\bar{q} = q_w/q^*$ использовалась величина q^* , равная теплопереносу на стабилизированном участке плоского канала ($Nu = 7.54$) при разности температур на входе для сухого и насыщенного воздуха.

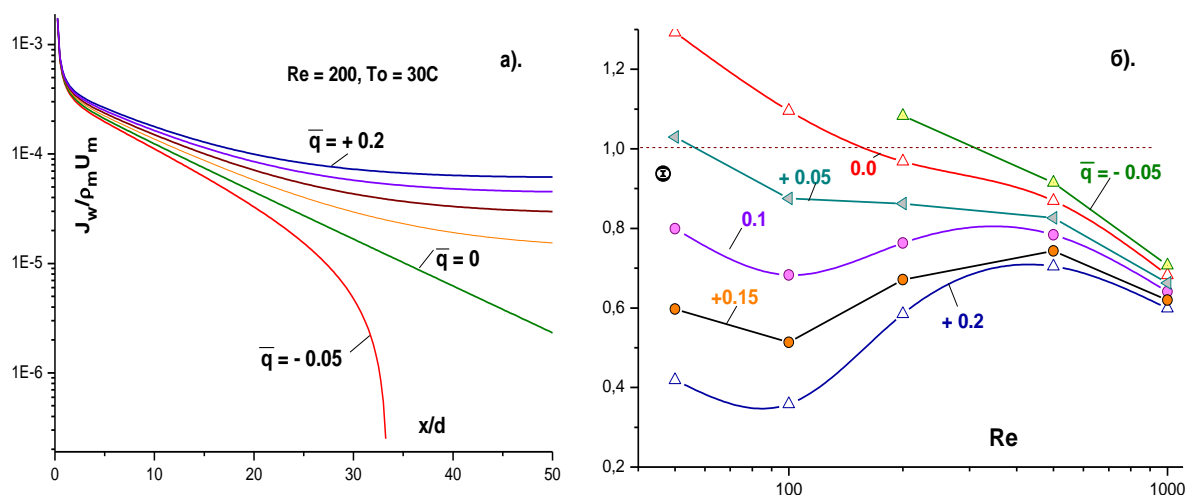


Рис. 5. Тепломассоперенос в канале с дополнительным теплоподводом. а) поток пара на стенке; б) термическая эффективность.

На рис. 5а приведены расчеты изменения скорости пара на стенке. Видно, что скорость испарения возрастает по мере увеличения подводимой тепловой мощности, а при отводе тепла возможен переход к конденсации пара, когда поток вещества на стенке меняет знак на противоположный. При этом одна часть канала работает как испаритель, а другая - как конденсатор.

В качестве параметра, характеризующего степень охлаждения воздуха, можно использовать соотношение

$$\Theta = (T_o - T_m)/(T_o - T_s),$$

где T_m , T_o и T_s - среднemasовая температура газа в текущем сечении канала, в его начале и, соответственно, температура насыщения. Эта величина характеризует степень охлаждения газа: при $\Theta \rightarrow 0$ процесс охлаждения отсутствует, а $\Theta \rightarrow 1$ достигается его охлаждение до стадии насыщения. Из рис. 5б следует, что существует оптимум по числу Re , но в адиабатическом режиме наибольшую эффективность испарение достигает при малых значениях числа Рейнольдса.

Как и для адиабатического испарителя (рис. 4) при наличии теплоподвода (рис. 6а) наиболее эффективен он при малых числах Рейнольдса. Так его эффективность возрастает более чем на 3 порядка величины при снижении Рейнольдса от $Re = 1000$ до 50. Как и следовало ожидать, эффективность охлаждения ухудшается по мере роста теплоподвода и влажности рабочего воздуха на входе.

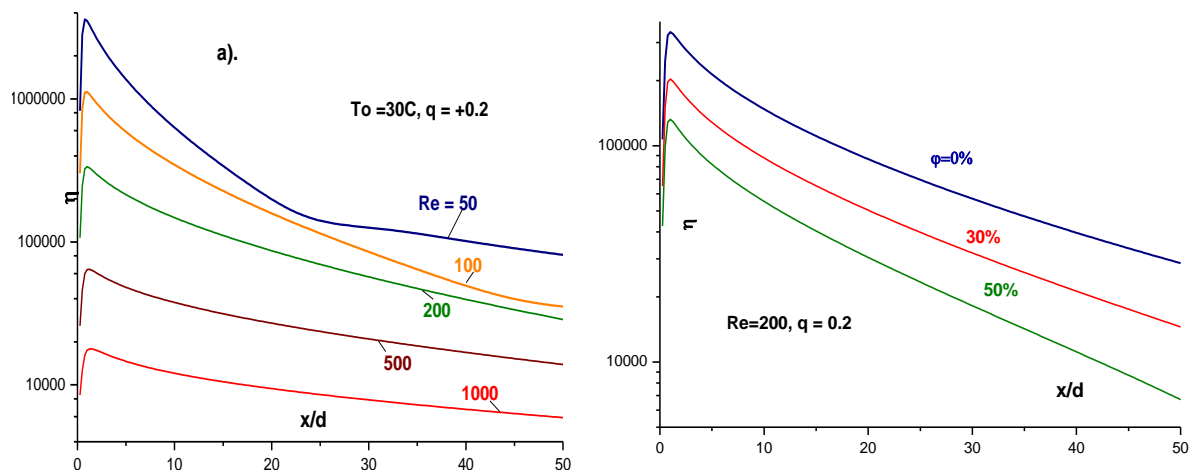


Рис. 6. Параметр теплогидравлической эффективности для испарительной ячейки с теплоподводом.

3. Косвенное испарительное охлаждение. Преимущества и недостатки

Ячейка косвенного испарительного охлаждения представляет собой теплообменник с разделенными потоками. В одном из каналов с влажными стенками за счет испарения происходит снижение температуры воздуха, теоретическим пределом которой является температура адиабатического насыщения. Второй поток (рабочий газ) охлаждается за счет теплообмена так, что изменение (увеличение) его абсолютной влажности не происходит. Это является основным преимуществом косвенного испарителя. Недостаток его заключается в снижении термического КПД и наличия больших поверхностей теплообмена.

В качестве примера на рисунках 7 и 8 показаны результаты расчетов температурных распределений параметров газа во влажном и сухом каналах при спутном и встречном движении теплоносителей. Отметим главное, что независимо от направления потоков охладить воздух удастся на 10-12С, что практически вдвое меньше, чем при прямом цикле. Очевидно, что этот процесс нуждается в более глубокой детализации, однако принципиальных улучшений такой метод дать не может.

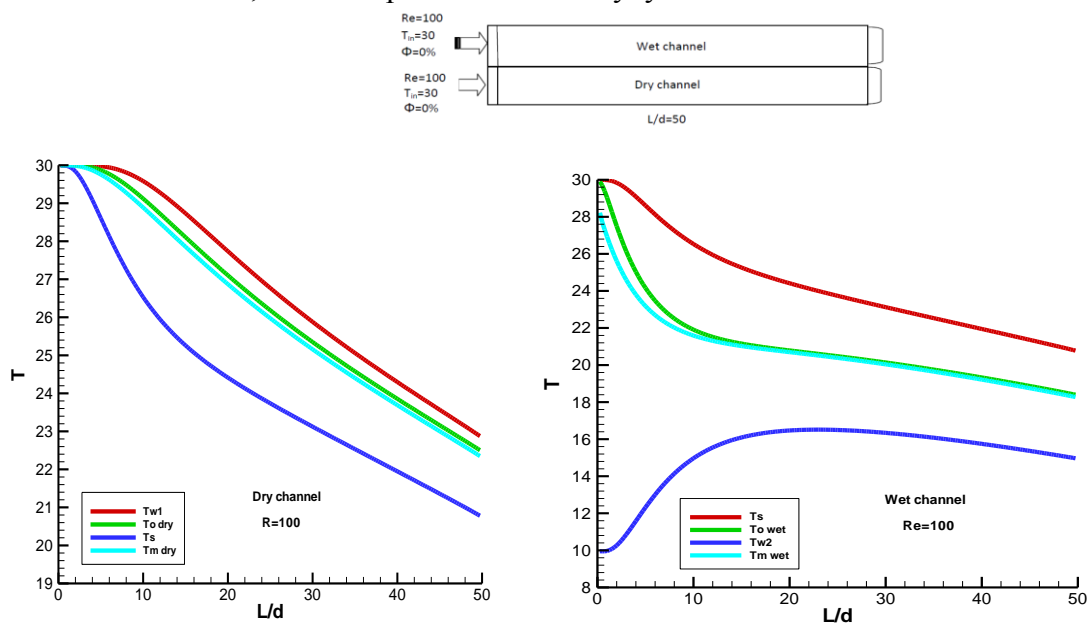


Рис. 7. Температуры теплообменных поверхностей и газовых потоков при спутном движении.

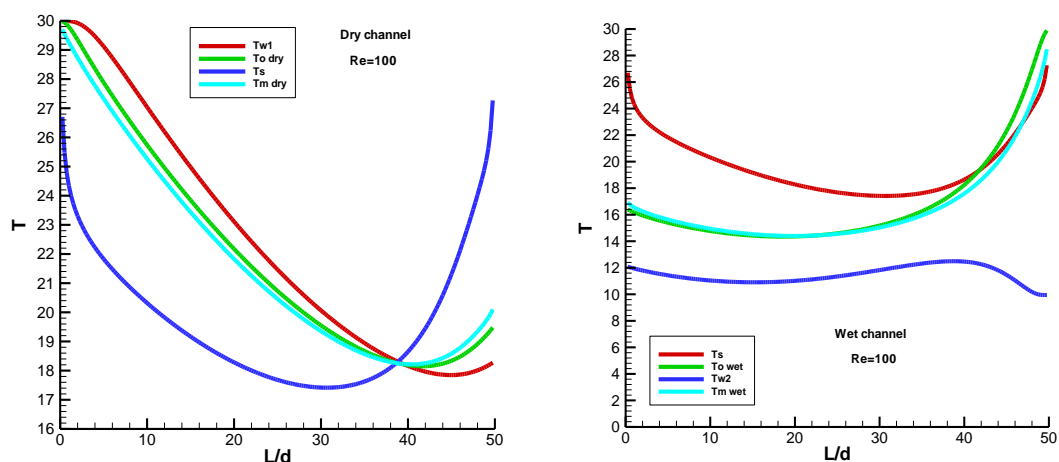


Рис. 8. Температуры теплообменных поверхностей и газовых потоков при встречном движении.

4. Цикл точки «росы» (М-цикл)

Недостатки, присущие косвенному испарительному циклу, возможно устранить с помощью «эшелонированного» захлаживания газа при предварительном его регенеративном охлаждении и последующей подачей во влажный канал. Теоретическим пределом такой ячейки является точка «росы» и, как это показано в большом числе работ [3-5,16], получаемый эффект охлаждения может быть очень высоким и сравнимым с традиционными схемами кондиционирования воздуха. В настоящее время предложено большое число технических решений подобных теплообменников. Несмотря на несомненные их преимущества они имеют ряд серьезных недостатков, обусловленных прежде всего снижением эффективности их работы при использовании влажного воздуха, сильной зависимостью характеристик от температуры окружающего воздуха. Необычайная сложность совместно протекающих теплообменных процессов не позволяет к настоящему времени проводить детальную оптимизацию характеристик подобных перспективных энергосберегающих систем охлаждения газовых сред. В докладе обсуждаются данные проблемы и делаются некоторые выводы по направлению расчетных исследований и рекомендаций по совершенствованию характеристик новых испарительных систем охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-19-00402).

Литература

1. Староверов И.Г. Справочник проектировщика. Часть 2. Вентиляция и кондиционирование воздуха. Стройиздат, -1969 г.
2. Вентиляция и кондиционирование воздуха. В. Н. Богословский, А. И. Пирумов, В. Н. Посохин и др.; -4-е изд., перераб. и доп. - М.: Стройиздат, 1992. - 319 с.
3. Hsu S.T., Lavan Z. Optimization of wet-surface heat exchangers, Energy, 1989, Vol. 14, No. 11, pp. 757-770.
4. Anisimov S., Pandelidis D. Numerical study of the Maisotsenko cycle heat and mass exchanger, Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, Vol. 75, pp. 75–96.
5. Duan Z., Zhan C., Zhang X., Mustafa M., Zhao X., Alimohammadisagvand B., Hasan A. Indirect evaporative cooling: Past, present and future potentials// Renewable and Sustainable Energy 16 (2012) 6823–6850.

6. Терехов В.И., Кхафаджи Х.К.А. Оптимизация процесса прямого испарительного охлаждения воздуха при ламинарной вынужденной конвекции между параллельными пластинами // Труды Всероссийской конференции «XXXI Сибирский теплофизический семинар». – Новосибирск. - 17-19 ноября. - 2014. – С. 290-295.
7. Boyarschinov B.F., Volchkov E.P., Terekhov V.I. Heat and Mass Transfer with Liquid Evaporation into Gas Flow, Russian Journal of Eng. Thermoph., 1991, No.1, pp. 93-112.
8. Volchkov E.P., Terekhov V.V., Terekhov V.I. A numerical study of boundary layer heat and mass transfer in a forced convection of humid air with surface steam condensation. Int. J. Heat and Mass Transfer, 2004, No. 6-7, pp.1473-1481.
9. Yan W.M. and Lin T.F., Combined heat and mass transfer in laminar forced convection channel flows. Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 1988, Vol. 15, pp. 333-343.
10. Debbissi, C., J. Orfi and S. Ben Nassrallah, Numerical Analysis of the Evaporation of Water by Forced Convection into Humid Air in Partially Wetted Vertical Plates, J. of Eng. and Applied Sciences, 2008, Vol. 3, Is. 11, pp. 811 -821.
11. 11. Nasr A., Debbissi C., Orfi J. and Nassrallah S.B., Evaporation of Water by Natural Convection in Partially Wetted Heated Vertical Plates: Effect of the Number of the Wetted Zone, J. of Eng. and Applied Sciences, 2009, Vol. 4, Is. 1, pp. 51-59.
12. Haji M. and Chow L. C. Experimental measurement of water evaporation rates into air and superheated steam, ASME J. Heat Transfer, 1988, Vol. 110, pp. 237-242.
13. Volchkov E.P., Leontiev A.I., Makarova S.N. Finding the inversion temperature for water evaporation into an air-steam mixture, Int. J. Heat Mass Transfer, 2007, Vol. 50. pp. 2101.
14. C. Debbissi, J. Orfi., S. Ben Nasrallah Evaporation of water by free or mixed convection into humid air and superheated steam, Int. J. Heat Mass Transfer , 2003, Vol. 46, Is. 4, pp. 4703–4715.
15. Sheikholeslami R., Watkinson A. P. Rate of evaporation of water into superheated steam and humidified air, Int. J. Heat and Mass Transfer, 1992, Vol. 35, Is. 7, pp. 1743-1751.
16. Gillan, L., Maisotsenko, V., Maisotsenko Open Cycle Used for Gas Turbine Power Generation. Proceedings of ASME Turbo-Expo, Atlanta, USA, 2003, Paper No. GT2003-38080. – P. 75–84.
17. А.А.Халатов, И.Н.Карп, Б.В.Исаков, Термодинамический цикл Майсоценко и перспективы его применения в Украине//Відновлюв. енерг.2012. № 4, С.13 - 29.
18. ASHRAE Fundamentals Handbook, Si Edition, 1997, Ch. 6. P. 2.
19. Patankar S.V. Numerical heat transfer in fluid flow. Hemisphere/McGraw-Hill, New York, USA, 1980..
20. Shah R.K., London A.L. Laminar flow forced convection in ducts. Academic Press, New York, USA, 1978.
21. Kays W.M., London A.L. Compact heat exchangers. 2-nd edition. Mc.Graw-Hill Book Company, New York, 1964. 272 p.