

УДК [536.423:677.027]:628.84

**ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТИ С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТИ
ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ***И.П. КОРНЮХИН, В.П. ЕРЕМЕЕВА**(Московский государственный текстильный университет им. А. Н. Косыгина)*

Многообразные теплотехнологические процессы отделочного производства текстильной промышленности связаны с выделениями тепла и влаги, происходящими при испарении жидкости со свободной поверхности открытых резервуаров, заполненных жидкостью (водой, растворами), со смоченных поверхностей (поверхностей материалов). Поэтому работа на любом отделочном предприятии (в цехе) связана с повышенной температурой и влажностью, что требует проведения тепловлажностной обработки воздуха с помощью системы кондиционирования. Чтобы установить необходимую для данного помещения нагрузку системы кондиционирования, необходимо знать величину тепло- и влаговыделений, которые могут быть оценены на основе расчетов соответствующих процессов тепло- и массообмена.

В связи с этим в настоящей работе поставлена задача разработки метода расчета тепло- и влаговыделений с открытой поверхности жидкости при свободной конвекции, для проведения которого потребуются знание температуры поверхности жидкости. Обычно эта температура не известна. Отсутствие информации о температуре поверхности испаряющейся жидкости заставляет принимать ее равной температуре самой жидкости, что приводит к значительным погрешностям из-за сильной зависимости давления насыщенного пара от температуры.

Известен подход А. В. Нестеренко [1], предложившего эмпирические формулы для расчета температуры поверхности ис-

паряющейся жидкости как функции теплотехнических параметров процесса. Однако влияние определяющего размера в указанных исследованиях не рассматривалось, что делает невозможным использование предложенных А.В. Нестеренко и Л.В. Петровым уравнений на сосудах с характерными размерами, отличающимися от того ($l=0,25\text{м}$), который использовался в экспериментах [1].

Теоретический подход к расчету температуры поверхности жидкости, основанный на законах сохранения и законах тепло- и массообмена, должен обладать необходимой степенью общности, что позволит использовать его для систем с различными определяющими размерами, для растворов различных веществ со свойствами, отличающимися от свойств чистой воды.

Теоретические предпосылки предлагаемого нами метода состоят в следующем. Процесс испарения, происходящий при непосредственном контакте воздуха с поверхностью жидкости, является комплексным. Он сочетает в себе явление переноса тепла и явление переноса массы вещества. Из закона сохранения энергии следует равенство плотностей потока теплоты по обе стороны межфазной поверхности.

Поток теплоты во влажном воздухе складывается из потока за счет конвективного теплообмена, за счет излучения, а также из потока теплоты, обусловленного фазовым переходом (испарением жидкости или конденсацией пара). Обусловленным неравновесностью высокоинтенсивных

процессов испарения–конденсации скачком параметров чистого пара в кнудсеновском слое у поверхности жидкости (например, [2]) для парогазовой смеси (влажного воздуха) пренебрегаем, основываясь на результатах из [3].

Закон сохранения энергии для межфазной поверхности представим в форме уравнения

$$q_{\text{ж}} = q_{\alpha} + q_{\beta} + q_{\text{л}}, \quad (1)$$

где q_{α} – плотность потока теплоты за счет конвективного теплообмена, Вт/м²; q_{β} – плотность потока теплоты, обусловленного фазовым переходом, Вт/м²; $q_{\text{л}}$ – плотность потока теплоты за счет излучения, Вт/м².

Исходными данными для расчета температуры поверхности испаряющейся жидкости являются температура t_{∞} и относительная влажность φ_{∞} окружающей среды, температура $t_{\text{ж}}$ жидкости, степень черноты жидкости ε и определяющий размер l .

Плотность потока теплоты за счет конвективного теплообмена выражается по закону теплоотдачи Ньютона:

$$q_{\alpha} = \alpha_{\text{в}} (t_{\text{п}} - t_{\infty}), \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{в}}$ – коэффициент теплоотдачи от поверхности жидкости к воздуху, Вт/(м²·К); $t_{\text{п}}$ – температура поверхности испаряющейся жидкости, °С.

Величина коэффициента $\alpha_{\text{в}}$ теплоотдачи определяется при помощи уравнений подобия для горизонтальной пластины [4, 5] с учетом ориентации нагретой стороны поверхности и режимов течения в зависимости от значения критерия подобия для свободного гравитационного движения – числа Релея:

$$Ra = \frac{(\rho_{\text{пов}} - \rho_{\text{ж}}) g l^3}{\rho_{\text{ж}} \nu^2}, \quad (3)$$

где $\rho_{\text{пов}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ – плотности влажного воздуха у поверхности жидкости и вдали

от нее соответственно, кг/м³; ν – кинематическая вязкость влажного воздуха, м²/с.

Плотность потока теплоты за счет излучения можно рассчитать как для системы тело – оболочка, когда размеры тела намного меньше размеров оболочки [6]:

$$q_{\text{л}} = \sigma_0 (T_{\text{п}}^4 - T_{\infty}^4) \varepsilon, \quad (4)$$

где σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана; ε – степень черноты жидкости.

Полученные в [7] экспериментальные данные показывают, что внутри жидкости существует тепловой пограничный слой. Его наличие позволило использовать для расчета плотности теплового потока внутри жидкости законы конвективной теплоотдачи:

$$q_{\text{ж}} = \alpha_{\text{ж}} (t_{\text{ж}} - t_{\text{п}}), \quad (5)$$

где $\alpha_{\text{ж}}$ – коэффициент теплоотдачи, определяющий перенос теплоты от объема жидкости к ее поверхности, Вт/(м²·К).

Величина $\alpha_{\text{ж}}$ рассчитывается так же, как и коэффициент теплоотдачи от поверхности жидкости к воздуху, при помощи уравнений подобия для горизонтальной пластины при свободной конвекции [4]. При этом в определении числа Ra (3) величины плотностей влажного воздуха у поверхности жидкости и вдали от нее рассматриваются как значения плотностей воды при температуре поверхности жидкости и температуре объема жидкости соответственно.

Плотность массового потока на поверхности при фазовом переходе рассчитывается как произведение удельной теплоты r парообразования и плотности j массового потока:

$$q_{\beta} = rj, \quad (6)$$

где

$$j = m_1 \beta \frac{\chi_{\text{п}} - \chi_{\infty}}{1 - \chi_{\text{п}}}, \quad (7)$$

где m_1 — молярная масса жидкости, кг/моль; β — коэффициент массоотдачи; χ_n и χ_∞ — массовые доли пара на межфазной поверхности и за пределами пограничного слоя соответственно.

У поверхности воды пар во влажном воздухе является насыщенным, так что парциальное давление пара на межфазной поверхности можно найти как давление насыщенного пара при температуре поверхности:

$$P_{1\text{пов}} = P_s(t_n). \quad (8)$$

Если пар можно рассматривать как идеальный газ, что допустимо при условиях, близких к комнатным, то молярную долю паров на поверхности можно рассчитать как отношение

$$\chi_n = \frac{P_{1\text{пов}}}{P_{\text{атм}}}, \quad (9)$$

где $P_{\text{атм}}$ — атмосферное давление воздуха, Па.

Молярная доля пара за пределами пограничного слоя определяется через относительную влажность φ воздуха из выражения

$$\chi_\infty = \frac{P_{1\infty}}{P_{\text{атм}}} = \frac{\varphi P_s(t_\infty)}{P_{\text{атм}}}. \quad (10)$$

Коэффициент β массоотдачи рассматривается на основе тепломассообменной аналогии для случая бесконечно малой

$$\alpha_{ж}(t_{ж} - t_n) = \alpha_n(t_n - t_\infty) + m_1\beta \frac{\chi_n - \chi_\infty}{1 - \chi_n} + \sigma_0(T_n^4 - T_\infty^4)\varepsilon. \quad (14)$$

Помимо явной зависимости от температуры поверхности, содержащейся в уравнении (14), при решении этого нелинейного уравнения учитывались зависимость от температуры поверхности величины молярной доли пара χ_n на межфазной поверхности через давление насыщенных паров, зависимость от температуры поверхности коэффициентов тепло- и массо-

скорости массообмена с введением соответствующих поправок в форме множителей.

Влияние на коэффициенты тепло- и массоотдачи конечной скорости массообмена учитывается с помощью поправок ε_α и ε_β [4]. Величину этих поправок определяют на основе так называемой пленочной теории с помощью соотношений:

$$\varepsilon_\beta = \frac{\ln(1 + \psi)}{\psi}, \quad \psi = \frac{\chi_{1n} - \chi_{1\infty}}{1 - \chi_{1n}}; \quad (11)$$

$$\varepsilon_\alpha = \frac{s}{e^s - 1}, \quad s = \frac{\tilde{\beta} c_{pl} m_1}{\tilde{\alpha}} \ln(1 + \psi), \quad (12)$$

где $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ — коэффициенты тепло- и массоотдачи для бесконечно малой интенсивности массообмена.

Все физические параметры окружающей среды определяются в соответствии с тем, что влажный воздух является многокомпонентной смесью, состоящей из сухого воздуха и водяного пара. Переменность физических свойств в потоке влажного воздуха учитывается выбором физических параметров при граничной температуре окружающей среды [6]:

$$t_r = \frac{t_n + t_\infty}{2}. \quad (13)$$

Таким образом, совместное решение уравнений (1), (2) и (4...7) приводит к уравнению

отдачи через число Релея Ra , температурная зависимость теплоты τ фазового перехода, а также зависимость теплофизических параметров от определяющей температуры t_r . Это нелинейное относительно температуры поверхности жидкости уравнение численно решается методом половинного деления.

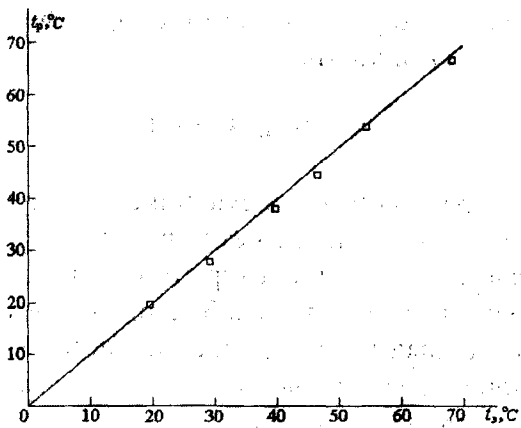


Рис. 1

Результаты расчетов температуры t_p поверхности воды, полученные теоретически при решении уравнения (14), сопоставлены на рис.1 с полученными в [8] при вариации относительной влажности воздуха в диапазоне $\varphi=0,36...0,50$ экспериментальными данными t_a . Как видим, резуль-

таты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными в условиях свободной конвекции при различных значениях температуры жидкости.

Значения температуры поверхности в [8] определялись путем измерения температурного поля в пограничном слое под поверхностью жидкости с последующей экстраполяцией температурной кривой к самой поверхности. Расход испаренной жидкости в этой работе определялся объемным методом — по объему воды, который необходимо было добавить для восстановления электрического контакта между концом вертикального электрического зонда и поверхностью воды. Величина плотности потока теплоты в [8] не измерялась.

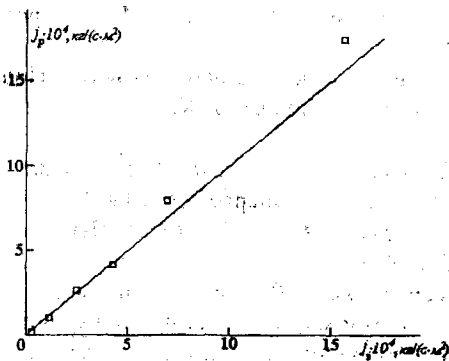


Рис.2

Удовлетворительное согласование (рис.2) наблюдается и при сопоставлении рассчитанных величин плотностей потока j_p массы с их значениями j_a , непосредственно измерявшимися в [8].

Значения результирующей плотности потока теплоты, а также ее составляющих, рассчитанных по предлагаемой методике, представлены на рис.3. Наибольший вклад в результирующую плотность потока обусловлен испарением q_p , наименьший — конвективной теплоотдачей q_a . Поток q_p меняет знак при температуре поверхности, равной температуре точки росы; потоки q_a и q_l — при равенстве температур воздуха и поверхности жидкости, а результирующая плотность потока теплоты — при темпера-

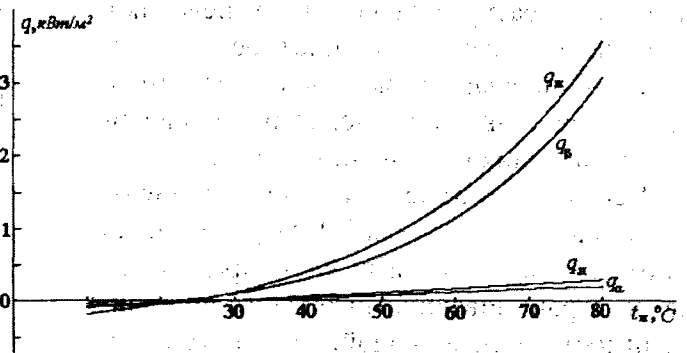


Рис. 3

туре поверхности жидкости, равной температуре мокрого термометра.

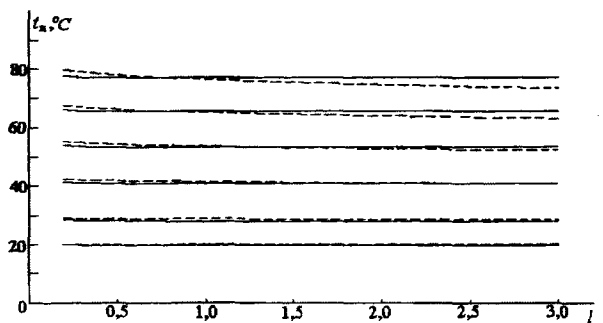


Рис. 4

На графике рис. 4 сравнивается влияние характерного размера системы на температуру поверхности, рассчитанную

по эмпирической формуле [1] (штриховые кривые) и предложенному методу (сплошные кривые). Представленные на графике 6 пар кривых относятся к значениям температуры жидкости в объеме, соответственно равным 90, 75, 60, 45, 30 и 20°C в направлении сверху вниз.

Для сплошных кривых влияние характерного размера системы проявляется лишь в области малых его значений, где имеет место ламинарный режим теплоотдачи при свободной конвекции. В турбулентной области значения коэффициентов теплоотдачи не зависят от характерного размера (автомодельность) и температура поверхности остается постоянной.

Наибольшее различия между значениями температуры поверхности, найденными двумя этими методами, достигают при больших значениях температуры поверхности и для систем с большим характерным размером. И хотя различие указанных температур относительно невелико, влияние ее изменения на плотность потока испаренной влаги может быть значительным из-за сильной температурной зависимости давления насыщенного пара.

Необходимо отметить, что в отличие от эмпирического подхода [1] разработанный метод не связан какими-либо предпосылками, ограничивающими область его применимости только водой. Он пригоден и для расчета тепло- и влаговыделений растворов или других жидкостей. При этом метод расчета останется в целом неизменным, а программа модифицируется путем соответствующей замены блока расчета

физпараметров и параметров фазового перехода жидкости.

ВЫВОДЫ

Предложен согласующийся с результатами эксперимента метод расчета тепло- и влаговыделений с открытой поверхности воды в условиях свободной конвекции, пригодный и для других жидкостей и растворов и учитывающий влияние характерного размера системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нестеренко А. В.* Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. – М.: Высшая школа, 1971.
2. *Коган М. Н.* Динамика разреженного газа. – М.: Наука, 1967.
3. *Муратова Т. М.* // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1980, №6.
4. *Ганин Е. А., Корнеев С. Д., Корнюхин И. П., Щербаков В. И.* Теплоиспользующие установки в текстильной промышленности. – М.: Легпромбыт-издат, 1989.
5. *Справочник по теплообменникам / Под ред. Петухова Б. С., Шикова В. К.* – М.: Энергоатомиздат, 1987.
6. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1981.
7. *Нестеренко А. В.* // Сб. тр. ЭНИНа. – Изд-во АН СССР, 1958.
8. *Нестеренко А. В.* Экспериментальные исследования тепло- и массообмена при испарении жидкости со свободной поверхности: Дис. ... докт. техн. наук. – М.: МИСИ им. Куйбышева В. В., 1953.

Рекомендована кафедрой промышленной теплоэнергетики. Поступила 10.10.02.