

Приборы и оборудование

УДК 338.45:536.24

Теплообмен при кипении и конденсации. 1. Метод расчета теплообмена при фазовых превращениях на основе термодинамических законов

Трошенькин Б.А., Трошенькин В.Б.

Институт проблем машиностроения НАН Украины, Харьков

Проанализированы недостатки известных зависимостей по расчету теплообмена при кипении и конденсации. Показан путь устранения этих недостатков. В предлагаемом методе расчета учитывается силовое взаимодействие между фазами, интенсифицирующее теплообмен. Проводя дальнейшее уточнение методики, предложено представлять процессы в межтрубном и трубном пространстве как в открытых термодинамических системах, при оценке скорости которых справедливо уравнение Гиббса-Фольмера.

Ключевые слова: кипение, конденсация, тепломассообмен, химический потенциал, скорость процесса.

Проаналізовано недоліки відомих залежностей щодо розрахунків теплообміну при кипінні та конденсації. Показано шлях усунення цих недоліків. У запропонованому методі розрахунку враховується силова взаємодія між фазами, що інтенсифікує теплообмін. Проводячи подальше уточнення методики, запропоновано представляти процеси у міжтрубному та трубному просторі як у відкритих термодинамічних системах, при оцінці швидкості яких справедливе рівняння Гіббса-Фольмера.

Ключові слова: кипіння, конденсація, тепломасообмін, хімічний потенціал, швидкість процесу.

Для описания теплообмена при кипении и конденсации в качестве независимой переменной принимают, как правило, температурный напор. В этой связи возникает явное противоречие между наблюдаемой интенсивностью теплообмена и способом обобщения опытных данных.

Например, известно, что плотность теплового потока при любых видах теплообмена пропорциональна установленной разности температур. Между тем, при кипении и конденсации температурные различия между фазами могут быть сколь угодно малыми, но интенсивность

теплообмена в большинстве случаев многократно превышает наблюдаемую для конвективного теплообмена.

К числу недостатков известных методов расчета испарителей, конденсаторов и парогенераторов относится введение в зависимости для коэффициентов теплоотдачи неизвестных величин таких, как температурный напор и удельная тепловая нагрузка.

В этом можно убедиться при анализе, например, уравнения Нуссельта для конденсации насыщенного пара любого вещества при стека-

нии пленки конденсата по стенкам вертикальных труб [1, 2], Вт/(м²·°C):

$$\alpha = 1,15 [r \rho^2 \lambda^3 g / (\mu H \Delta t)]^{1/4}, \quad (1)$$

где α — среднее значение коэффициента теплоотдачи; r — теплота конденсации, Дж/кг; ρ — плотность конденсата, кг/м³; λ — теплопроводность конденсата, Вт/(м·°C); g — ускорение свободного падения, м/с²; μ — динамический коэффициент вязкости конденсата, кг/(м·с); H — высота вертикальной трубы, м; Δt — разность температур, °C.

Предпосылки при выводе формулы (1) таковы: течение пленки конденсата имеет ламинарный характер; силы инерции, возникающие в пленке, пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости и веса; сила тяжести единичного объема конденсата уравнивается силой вязкости, действующей со стороны соседних слоев жидкости; конвективный перенос тепла в пленке, а также теплопроводность вдоль нее малы по сравнению с теплопроводностью поперек пленки; трение конденсата о пар отсутствует, температура внешней поверхности пленки равна температуре насыщенного пара; плотность и коэффициенты теплопроводности и вязкости конденсата от температуры не зависят.

Из уравнения (1) следует, что средний коэффициент теплоотдачи уменьшается с ростом высоты L теплообменных труб испарителя и температурного напора. В точных расчетах учитывают волновой режим течения пленки и изменение физических свойств конденсата от температуры.

Учет последних двух поправок не устраняет главного недостатка формулы, а именно: остается неизвестной величина Δt . Кроме того, приведенная выше зависимость справедлива для неподвижного пара или когда скорость его течения мала. В нагревательных камерах типовых испарителей скорость движения пара в продольном и в поперечном направлениях через пучок труб к центру достаточно высокие. В этом случае поток пара оказывает динамическое воздействие на конденсатную пленку.

В длиннотрубных испарителях температура пара (в состоянии насыщения) снижается от зоны ввода пара в верхней части аппаратов до места выхода конденсата вблизи нижней трубной решетки примерно на 2–3 °C. В пучке труб также имеется определенный перепад температур по сечению аппарата. Этот фактор необходимо учитывать в расчетах.

Примерно такая же ситуация неопределенности сложилась в случае использования из-

вестных формул для расчета теплоотдачи при кипении. Поскольку объем образующегося при кипении пара в сотни раз больше объема испаряемой жидкости, то при отводе пара от теплоотдающей поверхности возникает интенсивная турбулизация пристенного слоя. Это обстоятельство учитывают введением экспериментальных значений удельной тепловой нагрузки q в расчетные зависимости коэффициентов теплоотдачи α . В частности, распространенной является степенная зависимость вида [3]:

$$\alpha = c q^{2/3}, \quad (2)$$

где c — коэффициент пропорциональности, величина которого зависит от рода жидкости и давления, а также в некоторой степени от поверхностных условий.

Изложенный прием оценки интенсивности теплоотдачи содержит в себе явное противоречие, поскольку, если известно значение q , то для выбора поверхности теплопередачи практически нет необходимости рассчитывать α .

Противоречия исключаются при рассмотрении процессов кипения и конденсации на основе термодинамических закономерностей. В качестве примера рассмотрим последовательность расчета испарителей с поднимающейся (или восходящей) пленкой. Конструктивно эти аппараты выполняют таким образом, что конденсирующийся поток движется в низ межтрубного пространства, как это происходит у испарителей со стекающей пленкой, а испаряемый — в верх трубного пространства [4]. Причем первое пространство входит в состав конденсационного контура, а второе — испарительного.

Оба контура представляют собой проточные системы, обмен энергией между которыми в виде тепла сопровождается перераспределением вещества между составными частями циркулирующих потоков. Последнее обстоятельство приводит к возникновению деформационного взаимодействия между фазами каждой системы, что дает возможность рассматривать циркуляционные контуры как тепловые двигатели, обеспечивающие определенную скорость течения потоков вдоль теплообменной поверхности аппарата.

Данному факту следует придать должную отчетливость, достаточную для того, чтобы решить вопрос о скорости передачи тепла при фазовых превращениях. С этой целью необходимо выполнить анализ сложной физической ситуации и осмыслить под определенным углом зрения множество разрозненных, внешне между собой не связанных результатов опыта.

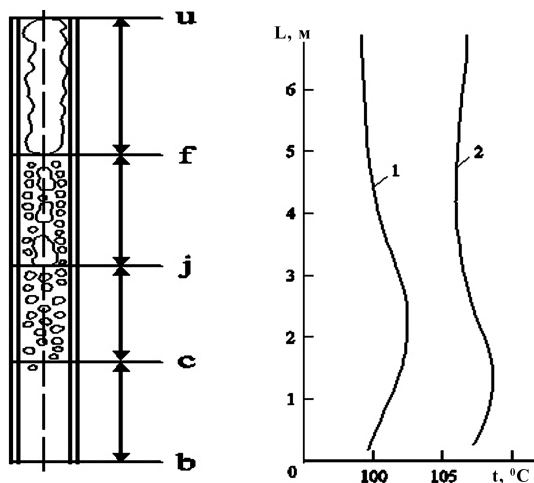


Рис.1.

Рис.1. Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы. Участки потока: bc – однофазный; cj – эмульсионный; jf – пробковый; fu – стержневой.

Рис.2.

Рис.2. Изменение температур по высоте теплопередающей трубы: 1 – потока; 2 – стенки трубы.

Экспериментально наблюдаемая гидродинамическая обстановка в отдельно взятой теплопередающей трубе представлена на рис.1. На рис.2 даны профили изменения температуры потока и стенки обогреваемой трубы [5]. Как видим, перед закипанием исходный поток повышает свою температуру на несколько градусов. Объясняется этот эффект тем, что в зоне закипания раствора создается повышенное давление вторичного пара, что необходимо для преодоления им сопротивления канала течению двухфазного потока.

По мере продвижения кипящего потока внутри канала эмульсионный режим течения сменяется пробковым, а затем стержневым. Одновременно вторичный пар, поднимая жидкость на определенную высоту, делает запас работы гравитационного поля. Этот запас после отвода пара гравитационное поле использует для опускания жидкости.

В межтрубном пространстве складывается следующая гидродинамическая ситуация. Здесь первичный пар, конденсируясь, формирует пленку конденсата на внешней поверхности испарительных труб, чем опять же делается запас работы гравитационного поля. Используя этот запас, гравитационное поле вынуждает конденсатную пленку стекать в низ нагревательной камеры. Причем толщина стекающей пленки возрастает к низу трубы по мере конденсации очередных порций первичного пара. Поток первичного пара, двигаясь в том же направлении, ускоряет течение конденсатной пленки.

В соответствии с аналогией Рейнольдса, устанавливающей определенную зависимость между сопротивлением каналов течению пото-

ков и интенсивностью передачи тепла, следует ожидать различных значений коэффициентов теплоотдачи по высоте испарительных труб.

Для оценки локальных значений коэффициентов теплоотдачи представим процессы, протекающие в каналах испарителя, в виде бинарного цикла в системе координат T–S (рис.3). При этом сопряжение циклов выполним таким образом, чтобы процесс адиабатического расширения первичного пара в начале межтрубного пространства (линия $m_e z_e$), находился над точкой окончания процесса адиабатного вскипания раствора в выходном участке нагревательной трубы (точка z_i).

Температура пара, поступающего от тепловой станции, как правило, превышает необходимую для испарителя. В связи с этим первичный пар перед подачей в межтрубное пространство предварительно увлажняют. Для этого перед испарителем устанавливают редукционно-охладительную установку (РОУ) [6, 7]. Отсюда следует, что предыдущее условие, касающееся размещения циклов, легко выполняется подбором соответствующего влагосодержания первичного пара.

Итак, площадь верхней ступени бинарного цикла, ограниченная линией $a_e b_e n_e m_e z_e c_e a_e$, соответствует количеству тепла, преобразуемого в работу, выполняемую первичным паром по ускорению течения конденсатной пленки. В свою очередь, часть тепловой энергии, ограниченная на T–S диаграмме площадью фигуры $a_i b_i c_i u_i z_i a_i$, преобразуется в испарительном контуре в механическую энергию, затрачиваемую на циркуляцию кипящего потока.

Сравнивая форму обеих фигур, отмечаем, что профиль линии $b_i c_i u_i$, отражающей ход изменения температуры кипящего раствора по высоте нагревательной трубы, примерно соответствует профилю линии $a_e c_e z_e$, фиксирующей вариацию температуры пленки конденсата, стекающей снаружи той же трубы.

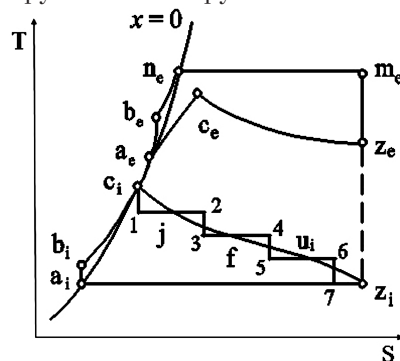


Рис.3. Бинарный цикл испарительной установки в системе координат T–S.

Площадь, заключенная между этими линиями, численно равняется потере работоспособности системы в связи со снижением температуры в конденсатной пленке, стенке труб и пограничном слое раствора.

Диаграммы верхней и нижней ступеней отражают работу, совершаемую упругими рабочими телами: первичным и вторичным водяными парами при своем расширении в продольном направлении.

Разобьем дальнейший расчет на три последовательных этапа. В первом приближении найдем коэффициенты теплопередачи от неподвижного обогревающего пара к раствору, а во втором учтем ускорение конденсатной пленки потоком пара. На третьем, наиболее сложном этапе обосновывается новый вид расчетных зависимостей с учетом принципов химической термодинамики.

Вначале воспользуемся методикой расчета скорости естественной циркуляции, изложенной в [8]. Для этого предположим, что «срабатывает» лишь температурный напор, действующий в продольном направлении по высоте теплообменных труб. На диаграмме T-S адиабатный процесс вскипания изображен вертикальной линией cd. Найденному значению скорости потока V соответствует определенная интенсивность отдачи тепла, рассчитываемая по зависимости для конвективного теплообмена [3].

По найденным значениям скорости течения потока определяют распределение температурных напоров между обогревающим паром и испаряемой жидкостью.

Общий температурный напор:

$$\Delta t = \Delta t_i + \Delta t_p + \Delta t_e. \quad (3)$$

Значения частных температурных перепадов определяют из системы уравнений:

$$\begin{aligned} q &= \alpha_i \Delta t_i = q_e (D_e/D_i) = \\ &= \alpha_e \Delta t_e (D_e/D_i) = \Delta t_p/\varepsilon, \end{aligned}$$

где D — диаметр; ε — термическое сопротивление; индексы: i — внутренний (interior); e — внешний (exterior); p — стенка (pereta);

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_i + \varepsilon_p + \varepsilon_e (D_i/D_e); \\ \varepsilon_p &= 1,15 (D_i/\lambda_p) \lg (D_e/D_i), \end{aligned}$$

откуда

$$\Delta t_e = \Delta t_i \alpha_i D_i / (\alpha_e D_e); \quad (4)$$

$$\Delta t_p = \alpha_i \varepsilon \Delta t_i. \quad (5)$$

Коэффициент теплоотдачи находят по формуле Нуссельта (1):

$$\alpha_e = 1,15 [\gamma \rho^2 \lambda^3 / (\mu L)]^{0,25} / \Delta t_e^{0,25}.$$

Здесь γ принимают при t_e . Для конденсатной пленки ρ , μ , λ определяют при температуре конденсации $t_{\text{кон}}$, которую первоначально задают по зависимости $t_{\text{кон}} = 0,15 t_i + 0,85 t_e$. Выражение в числителе обозначают через β . Подставив значения α_e в формулу (4), имеем

$$\Delta t_e = [\Delta t_i \alpha_i D_i / (\beta D_e)]^{4/3}. \quad (6)$$

После подстановки значений частных температурных напоров (5), (6) в формулу (3) получаем

$$\Delta t - (1 + \alpha_i \varepsilon) \Delta t = [\Delta t_i \alpha_i D_i / (\beta D_e)]^{4/3}. \quad (7)$$

Значения α_i для зоны конвективного теплообмена определяют по зависимости

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43},$$

где при расчете критерия Re используют значения скорости циркуляции, найденные из термодинамического расчета. После подстановки значения α_i в уравнение (10) находят величину Δt_i , а затем последовательно по зависимостям (8), (9) определяют значения Δt_p и Δt_e . Значение величины Δt_e открывает возможность расчета α_e , а затем и коэффициента теплопередачи.

Второй этап расчета — определение коэффициентов теплоотдачи при кипении — выполняют после анализа гидродинамической обстановки, возникающей в пристеночном слое при установленном Δt_i .

По своей природе циркуляция кипящей жидкости в пристеночном слое аналогична естественной циркуляции потока в аппарате. В связи с этим расчет кипения также проводится по диаграммам, приведенным в работе [8].

В стационарных условиях давление среды возле вертикальной теплопередающей стенки не изменяется. Однако если образовавшийся при кипении пар отходит от поверхности теплопередачи с определенной скоростью, то, согласно закону сохранения количества движения, давление у поверхности должно повыситься. Одновременно на пузырек начинает действовать масса вышележащих слоев жидкости, что обуславливает его движение по траектории под углом к оси трубки. Образование пузырьков — процесс периодический. В момент всплытия пузырьков давление возле стенки снижается, что дает возможность потоку жидкости, также обладающему некоторым скоростным напором, подойти из центральной зоны трубы к ее поверхности. Для продольного потока поступление в него пара от

поперечного потока является практически изотермическим процессом, что изображается на T-S диаграмме горизонтальными линиями.

Разбив теплообменную трубу по высоте на отдельные участки, как показано на рис.3, мы, последовательно используя продольный и поперечный температурные напоры, приходим к действительной скорости течения. По этой скорости уточняем гидродинамический режим течения и значение α_1 , а затем, подсчитав установившиеся температурные напоры, окончательно находим α_e . Расчет завершаем оценкой коэффициента теплопередачи [9].

Установлено, что при капельной конденсации α_e существенно возрастает [10]. В этом случае при сравнительно небольших скоростях пара ($v_{п} = 4,5-13,3$ м/с) коэффициент теплоотдачи α_e увеличивается в 1,5–3,5 раза по сравнению со значениями для неподвижного пара. С увеличением скорости течения пара до $v_{п} = 19,5-67,2$ м/с α_e возрастает в 1,9–7,4 раза, причем при капельной конденсации с увеличением скорости пара он растет более существенно, чем при пленочной. Так, при ламинарном течении пленки увеличение скорости течения пара от 19,4 до 44,7 м/с приводит к росту α_e по сравнению с неподвижным паром всего лишь в 3,5 раза. Оценку скорости пара проводят с использованием T-S диаграммы (см. рис.3), где также рассматривают адиабатный процесс расширения.

Для перечисленных выше условий составлены соответствующие критериальные зависимости, применяемые в практических расчетах [11]. Перед оценкой поверхности теплопередачи в третьем приближении необходимо обсудить физико-химические основы процессов кипения и конденсации.

До сих пор взаимодействие пара и жидкости рассматривалось нами как взаимное влияние энергетической природы, как средство обмена энергией в чистом виде. Перераспределение вещества между составными частями обеих подсистем (конденсационной и испарительной) нас интересовало лишь постольку, поскольку в ходе превращений между ними возникало деформационное взаимодействие.

В общем количестве энергии, содержащейся в паре, доля механической энергии незначительна. Теплота парообразования представляет собой сумму двух величин: внутренней потенциальной энергии тела (обозначим ее через ζ) и внешней работы расширения Ψ :

$$r = \zeta + \Psi .$$

Внешнюю работу и изменение внутренней энергии определяют так:

$$\Psi = A \rho (V' - V'');$$

$$\zeta = r - \Psi = r - A \rho (V' - V''),$$

где A — тепловой эквивалент единицы работы; ρ — давление пара; V' — объем жидкости; V'' — объем пара.

Величины Ψ и ζ называют также внешней и внутренней теплотой парообразования [12]. При всех давлениях ζ значительно больше Ψ .

Ранее мы достаточно полно осветили вопрос о зависимости скорости передачи тепла от величины внешней теплоты парообразования Ψ [8]. Теперь такую же ясность необходимо внести в отношении влияния на процесс величины ζ .

Представление о такой физической величине, как «энергия», связывают с количеством движения материи. В частности, тепло есть не что иное, как количество движения частиц микромира (электронов, атомов, молекул). Следовательно, при теплообмене происходит обмен количеством движения между участвующими в процессе компонентами. Особенностью такой формы передачи энергии является рост энтропии, что, как полагают, отражает факт увеличения беспорядка в системе.

В подъемном канале испарителя мы наблюдаем явный рост энтропии. Для пояснения данного утверждения привлечем понятия о конфигурационной и тепловой энтропиях, которые мы использовали в предыдущем исследовании [8]. То, что казалось тогда сложным и непонятным в аналитической формулировке, в геометрической интерпретации становилось самоочевидным.

В данном случае будем считать, что возрастающее по высоте канала многообразие структур двухфазного потока отражает рост конфигурационной энтропии, а увеличение энтропии вторичного пара по отношению к энтропии вскипающей жидкости — рост тепловой энтропии. Условно можно принять, что за увеличение значений конфигурационной энтропии ответственна внешняя теплота парообразования, а тепловой — внутренняя.

Динамика изменения суммарной энтропии служит одной из важнейших координат состояния системы. Потенциалом взаимодействия, сопряженным с энтропией, является температура [13].

Энтропия есть отношение приращения тепла, полученного в цикле, к абсолютной температуре. Составители формулы (2) представляют коэффициент теплообмена при кипении как функцию приращения тепла во времени и таким способом косвенно вводят в рассмотрение

изменение во времени энтропии. Однако для того, чтобы взять величину энтропии в качестве количественной характеристики скорости передачи тепла, необходимо быть уверенным в том, что температурный напор действительно определяет динамику процесса. Ситуация в подъемном канале испарителя, казалось бы, подтверждает неизбежность наших представлений о температуре, снижение которой приводит к росту энтропии. Но иная картина складывается в конденсационном контуре. Здесь несмотря на температурный напор, действующий в направлении от пара к стенке, энтропия системы в ходе процесса не увеличивается, а снижается, поскольку молекулы в конденсатной пленке располагаются более упорядоченно, чем в паре.

Экспериментально также установлено, что при равных температурных напорах интенсивность теплообмена, например, в испарителях, обогреваемых парами высокотемпературных органических теплоносителей (ВОТ), дифенильной смесью, в 5–6 раз ниже, чем при обогреве водяным паром.

Так, в первом случае коэффициенты теплопередачи находятся в пределах 150–350, а во втором — 500–1500 Вт/(м²·°С). Налицо влияние на скорость процесса теплоты парообразования (у паров ВОТ скрытая теплота парообразования в 5–7 раз ниже, чем у воды).

Понятие скрытой теплоты было введено в теплотехнические расчеты по аналогии с потенциальной энергией, принятой в механике. Любое тело, поднятое на значительную высоту, обладает большей потенциальной энергией, чем если бы оно располагалось на меньшей высоте. Такое представление вытекает из того факта, что тело, получившее возможность свободно падать со значительной высоты, развивает более высокую скорость, чем во втором случае. В пленочных испарителях более высокие значения скрытой теплоты конденсирующихся водяных паров обеспечивают более высокую скорость теплопередачи по сравнению с конденсирующимися парами ВОТ. Аналогию можно найти не только из области механики, но и среди реакционных процессов.

Экспериментально установлено, что скорость гомогенных реакций зависит от концентрации реагирующих веществ. Данное положение отражено в законе действия масс: при постоянной температуре скорость химической реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ, причем каждая концентрация входит в произведение в степени, равной коэффициенту, стоящему перед химической формулой данного вещества в уравнении

реакции. Отсюда вполне обоснованно можно говорить о законе действия масс тепла применительно к передаче тепла при фазовых превращениях.

Такой подход не уходит далеко от реального положения вещей, поскольку фазовые превращения подчиняются тем же закономерностям, что и химические реакции. Но, к сожалению, до сих пор вместо единых зависимостей в нормы расчета испарителей вводятся сугубо индивидуальные критериальные зависимости для каждого конкретного случая [9, 14, 15].

Из изложенного следует, что для открытых систем температура не может служить потенциалом взаимодействия компонентов и, следовательно, энтропия не является количественной характеристикой переходных процессов. Увеличение или уменьшение беспорядка, отражаемое энтропией, есть следствие развития динамических процессов, протекающих в системе, а следствие не может стать причиной и, тем более, количественно определять скорость передачи тепла. Цепочка логических заключений приводит нас к мысли о том, что в арсенале термодинамики должна быть величина, более полно, чем температура, характеризующая интенсивность передачи энергии в открытых системах.

Действительно, для систем, где происходит обмен энергией и веществом, таковой величиной является химический потенциал μ [16]. Изменение состояния открытой системы, обусловленное рассматриваемым видом взаимодействия, проявляется в виде перераспределения ее массы между отдельными фазами. Очевидно, именно масса (обозначаемая литерой m) — физическая величина, являющаяся количественной мерой изменения, претерпеваемого системой. Таким образом, мы приходим к простой зависимости:

$$dGi^\circ = \mu \, d m.$$

В нашем случае химическая энергия процесса dGi° полностью переходит в тепловую, поэтому изменение массы во времени практически отражает скорость передачи тепла.

Нам осталось уточнить порядок определения величины μ .

Мы рассматриваем здесь фазовые переходы одного вещества — H₂O, поэтому значения химического потенциала для единицы массы практически совпадают со значением свободной энергии ΔGi° . В свою очередь, величины $\Delta Gi^\circ_{\text{исп}}$ можно вычислить, рассматривая испарение как химическую реакцию [17]:

$$\Delta Gi^\circ_{\text{исп}} = \Delta H^\circ_{\text{исп}} - T \Delta S^\circ_{\text{исп}}. \quad (8)$$

В отличие от $\Delta H^\circ_{\text{исп}}$ и $\Delta S^\circ_{\text{исп}}$, которые мало зависят от температуры, $\Delta G_i^\circ_{\text{исп}}$ очень сильно зависит от температуры T , которая явно входит в соотношение (16). Если ради простоты предположить, что изменения энтальпии и энтропии постоянны, то можно графически представить зависимость ΔG_i° от ΔH° и ΔS° , как это сделано на рис.4 на примере H_2O .

При высоких температурах $T\Delta S^\circ > \Delta H^\circ$, свободная энергия испарения отрицательна, и испарение воды при парциальном давлении водяных паров 1 атм должно происходить самопроизвольно. При низких температурах $\Delta H^\circ > T\Delta S^\circ$, так что $\Delta G_i^\circ > 0$, самопроизвольно осуществляется конденсация водяных паров. В точке кипения при 373 К значение ΔG_i° равно нулю, жидкая и парообразная вода находятся в равновесии.

Молярная теплота испарения может быть найдена как разность между стандартными значениями теплоты образования жидкой и газообразной H_2O :

$$\Delta H^\circ_{\text{исп}} = \Delta H^\circ_{\text{п}} - \Delta H^\circ_{\text{ж}}. \quad (9)$$

Из этих формул видно, что значения $\Delta G_i^\circ_{\text{исп}}$ существенно отличаются от $\Delta H^\circ_{\text{исп}}$. Поэтому величина $\Delta H^\circ_{\text{исп}}$ не должна как движущая сила входить в уравнения теплообмена. Однако, глядя на анализируемые нами формулы по кипению и конденсации, мы видим обратную картину.

Поясним сказанное. Так, если пересчитать значения теплоты парообразования с единиц кДж/моль, принятых в химии, в единицы кДж/кг, используемые в теплотехнике, то мы получим уже знакомую нам величину $g^\circ_{\text{исп}}$, то есть имеем:

$$\Delta H^\circ_{\text{исп}} \rightarrow g^\circ_{\text{исп}}$$

После чего мы обнаруживаем, что формула по теплоотдаче при пленочной конденсации (1) выглядит как зависимость $\alpha_k = f(r^{0,25})$, при ка-

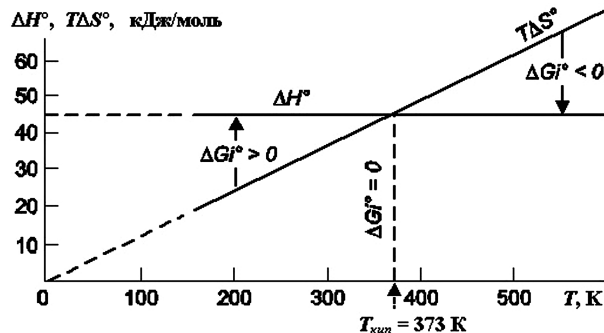


Рис.4. Энтальпийный и энтропийный вклады в изменение свободной энергии испарения жидкой воды [17].

пельной конденсации $\alpha_k = f(r^{0,7})$, при конденсации паров дифенильной смеси $\alpha_k = f(r)$. Отсюда видно, что составители формул косвенно пытались применить термодинамический формализм при описании процесса теплообмена. Но даже в этом несовершенном с позиции термодинамики варианте представленные формулы позволяют установить определенную зависимость интенсивности теплообмена от гидродинамической обстановки на поверхности труб.

Поэтому, помимо замены r на μ , необходимо на последующих этапах расчета ввести еще две величины: поверхностное натяжение σ и геометрические параметры твердой поверхности. Далее, рассчитав значения поверхностной энергии Гиббса $\Delta G_i^\circ_\sigma$, можно будет найти условия разрушения конденсатной пленки.

Не лучше обстоит дело с расчетом теплообмена при кипении. В псевдотермодинамическом варианте формула (2) имеет вид $\alpha_k = f(r^{0,7})$. Величина степени при r соответствует примерно тому значению, которое можно получить из второго приближения расчета испарителя, представив α в открытом виде как функцию g . Динамику изменения степени при g в переходном процессе можно проследить, воспользовавшись уравнением Ерофеева. Такую операцию, мы уже проводили ранее при исследовании процесса испарения воды [8].

Итак, с ростом Δt число центров парообразования (и, следовательно, степень при g) возрастает, достигает максимума в точке перегиба S-образной кривой, что соответствует приведенной выше зависимости, а затем, по мере отнесения жидкости от стенки вторичным паром, падает. Таким образом, вариация степени при g отражает колебание величины поверхности контакта фаз в непосредственной близости от твердой стенки.

При оценке скорости процесса, как правило, стремятся ввести в расчеты измеряемые величины: температуру, давление, концентрацию. Так, например, Льюис и Рендалл предложили вместо химического потенциала применять термодинамическую активность, которую можно рассматривать как исправленную концентрацию [18]. Метод вполне приемлем для гомогенных систем. Но при фазовых превращениях, как мы только что смогли убедиться, возникает такая трудно вычисляемая переменная величина, как поверхность контакта фаз [8].

Таким образом, начальной стадией обобщения опытных данных по теплообмену при кипении и конденсации должно быть составление критериальных зависимостей, в которых скорость течения потоков оценивается с помощью

тепловых диаграмм. Далее оптимальные условия теплообмена необходимо представить зависимостями с применением химических потенциалов [19].

Список литературы

1. Nusselt W. Die Overflaechenkondensation der Wasserdampfes // Z. Ver. Dtsh. Ing. — 1916. — Bd. 60, № 27. — S. 541–546; № 28. — S. 569–573.
2. Тен-Бош. Теплопередача. — М. : Нефт. изд-во, 1930. — 220 с.
3. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М. : Энергия, 1973. — 320 с.
4. Аппараты выпарные трубчатые вертикальные общего назначения : Каталог-справ. — М. : ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1965. — 52 с.
5. Трошенькин Б.А., Герасименко А.В. Интенсификация процесса выпаривания черного сульфатного шелока в восходящей пленке // Химическое машиностроение. — Киев : Тэхника, 1969. — С. 72–74.
6. Редукционно-охлаждительные установки : Каталог-справ. — М. : НИИИНФОРМТЯЖМАШ, 1964. — 14 с.
7. Ильин А.К., Скачков А.М. Впрыскивающие пароохлаждители в судовых установках. — Л. : Судостроение, 1968. — 112 с.
8. Трошенькин Б.А. Возобновляемая энергия. Ч. 1. Термодинамика атмосферы и океана. Океанические электростанции. — Харьков : Форт, 2003. — 104 с.
9. Трошенькин Б.А. Циркуляционные и пленочные испарители и водородные реакторы. — Киев : Наук. думка, 1985. — 174 с.
10. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. — М. : Энергоиздат, 1981. — 418 с.
11. Исаченко В.П., Саломзода Ф., Шалахов А.А. Исследование теплообмена при капельной конденсации водяного пара в вертикальной трубе // Теплоэнергетика. — 1980. — № 4. — С. 13–16.
12. Ястржембский А.С. Техническая термодинамика. — М.; Л. : Госэнергоиздат, 1960. — 495 с.
13. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. — М. : Энергоатомиздат, 1986. — 384 с.
14. РТМ 26-01-71-75. Испарители со стекающей пленкой : Методика теплового и гидромеханического расчета / Б.А.Трошенькин. — М. : Минхимнефтемаш, 1975. — 58 с.
15. РТМ 26-01-71-75. Испарители со стекающей пленкой : Методика теплового и гидромеханического расчета / Трошенькин Б.А. // Хим. и нефтеперерабатывающее машиностроение. — 1975. — № 5. — С. 4–5.
16. Гиббс Дж.В. Термодинамические работы. — М.; Л. : Гостехтеоретиздат, 1950. — 492 с.
17. Дикерсон Р., Грей Г., Хейт Дж. Основные законы химии. — М. : Мир, 1982. — Т. 1, 2.
18. Льюис, Рендалл. Химическая термодинамика. — Л. : ОНТИ, 1936. — 532 с.
19. Трошенькин Б. А. Возобновляемая энергия. Ч. 2. Термодинамика литосферы. Геотермические электростанции. — Харьков : Форт, 2004. — 156 с.

Поступила в редакцию 23.07.10

Heat Exchange by Boiling and Condensation Processes

1. Heat Exchange by Phase Transformations Calculation Method on Thermodynamic Laws Basis

Troshenkin B.A., Troshenkin V.B.

The Institute for Mechanical Engineering Problems of NASU, Kharkiv

The main disadvantages of known dependences for heat exchange by boiling and condensation processes are analyzed. The disadvantages avoidance method is displayed. The proposed calculation method considers force interphase interaction which intensifies heat exchange. By the further method correction the processes in intertubular space and tube volume as in open thermodynamic systems representation is proposed. The Gibbs–Folmer equation is correct for these processes velocities evaluation.

Key words: boiling, condensation, heat and mass transfer, chemical potential, process velocity.

Received July 7, 2010