

В.А. Курганов

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия.

ТЕПЛООБМЕН В ТРУБАХ ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ: НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ НАУЧНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

АННОТАЦИЯ

Дан краткий обзор результатов научного исследования проблемы теплообмена в однофазной околокритической области в связи с новыми сферами практического использования теплоносителей сверхкритического давления (с.к.д.). Обращается внимание на необходимость усовершенствования методов расчета теплоотдачи, особенно в части прогноза возможности ее ухудшения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магистральным путем развития теплоэнергетики в послевоенные годы XX века являлось повышение начальных параметров пара, которое в конце 50-х — начале 60-х годов закончилось освоением области сверхкритических давлений, и в настоящее время основу теплоэнергетики развитых стран составляют энергоблоки с.к.д.; количество таких блоков в России и странах СНГ насчитывает более 200. Применение пара с.к.д. (25 МПа, 540-560 °С) уже сейчас обеспечивает КПД нетто порядка 43-44 %. В Европейском союзе проектируются энергоблоки "суперкритического" давления (37,5 МПа; 700 °С) с расчетным к.п.д. порядка 50 % и выше. По эффективности использования энергии ядерного горючего мировая атомная энергетика, базирующаяся в основном на реакторах

типа ВВЭР с давлением насыщенного пара перед турбиной 6,0-6,5 МПа, существенно отстала. Лучшие блоки ВВЭР-1000 и ВВЭР-1500 обеспечивают КПД нетто не выше 30-33 % при значительно более высокой стоимости их сооружения и необходимости производства для них специфического оборудования.

Поэтому в последние годы в атомной энергетике активно обсуждается вопрос о переходе на сверхкритические давления [1]. Одноконтурные схемы АЭС с реакторами, непосредственно охлаждаемыми "легкой" водой с.к.д., с параметрами перед турбиной 25 МПа, 540 °С позволили бы поднять КПД производства электроэнергии до того же уровня, что и на ТЭС с.к.д., а также резко сократить расход воды через реактор и получить большой выигрыш по капитальным затратам за счет использования серийного оборудования, применяемого и хорошо отработанного в теплоэнергетике. Не исключается использование водяного охлаждения с.к.д. и в реакторах на быстрых нейтронах, что позволило бы произвести полную унификацию оборудования АЭС. На рис. 1 [1] сравниваются проектные габариты контейнента реакторов разного типа. Рисунок не требует особых комментариев.

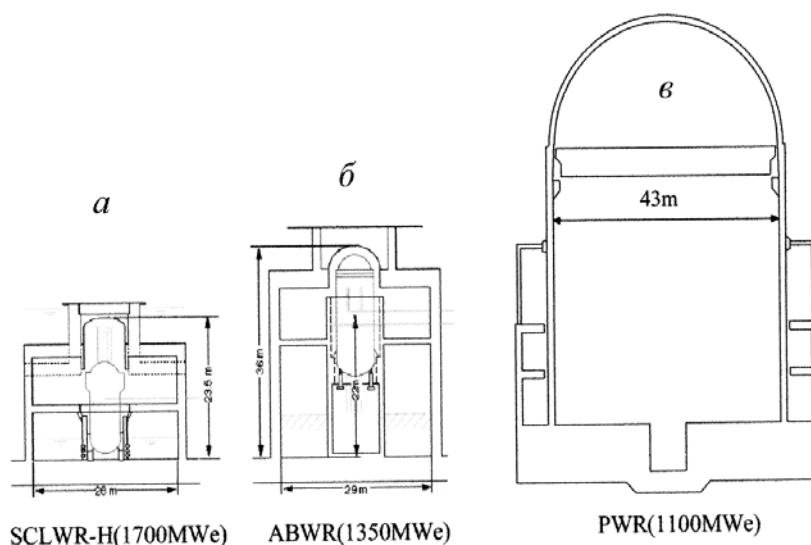


Рис. 1. Сравнение проектных габаритов контейнента реакторов разного типа: а - реактор с.к.д. (LWSPR, 1700 МВт (э)); б - кипящий реактор (ABWR, 1350 МВт (э)); в - реактор типа ВВЭР (PWR, 1100 МВт (э))

Однако переход на сверхкритические давления в атомной энергетике требует решения многих сложных проблем; в теплофизическом плане одной из важнейших является проблема надежного расчета теплоотдачи воды с.к.д. в активной зоне и определения безопасной области тепловых нагрузок, в которой исключается возможность перехода в режим ухудшенной теплоотдачи, способный привести к аварии реактора.

К сожалению, после Чернобыльской катастрофы и появления известного нигилизма по отношению к атомной энергетике интерес к вопросам теплообмена при с.к.д. упал, и их научное исследование было в значительной степени свернуто. В итоге в распоряжении разработчиков АЭС с.к.д. имеются в основном старые (60-х — 80-х годов прошлого века) опытные данные, чаще всего только по теплоотдаче и не всегда должного качества, и эмпирические расчетные формулы, имеющие ограниченную работоспособность и требующие пересмотра ввиду значительной коррекции свойств воды в псевдокритической области, которая была проведена в последнее время. Об этом можно судить хотя бы по библиографическому обзору, содержащему свыше 400 наименований работ, недавно выполненному И.Л.Пиоро и Р.Б.Даффи [2].

Группа теплообмена кафедры ИТФ МЭИ, а затем и отдел теплообмена ИВТ, руководимые Б.С.Петуховым, всегда были в числе лидеров научно-подхода к решению вопросов теплообмена при с.к.д.. Сотрудниками и учениками Б.С.Петухова была выполнена большая работа по теоретическому и экспериментальному изучению закономерностей теплообмена при с.к.д., особенностей его внутреннего механизма, по обобщению опытных данных и разработке методов практического расчета. Многие результаты этих исследований не утратили своего значения и пользы для нового поколения теплофизиков, начинающего освоение новых областей применения "сверхкритики". В данном докладе кратко рассматриваются некоторые выводы, к которым привели итоги последних экспериментальных работ по изучению механизма ухудшения турбулентного теплообмена в вертикальных трубах, и основанные на них предложения по усовершенствованию методов прогноза ухудшенного теплообмена при нагревании воды с.к.д.

2. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ С.К.Д. И ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛООТДАЧИ

Чистые вещества при $p > p_k$ в процессах течения и теплообмена, обычных для энергетике, проявляют себя как однофазные ньютоновские жидкости с локально равновесными свойствами, причем эти процессы ввиду малости изменений давления по сравнению с абсолютным его уровнем можно считать изоба-

рическими и принимать во внимание только зависимость свойств жидкости от температуры.

С точки зрения систематизации закономерностей теплоотдачи и сопротивления интервал температур (энтальпий h), охватывающий текущие состояния вещества при с.к.д., целесообразно разбить на три области: область (псевдо)жидкого состояния ($h < h_{m0}$); область псевдофазового перехода ($h_{m0} < h < h_{m1}$), охватывающую энтальпию максимума теплоемкости h_m , и область газообразного состояния (перегретого пара), $h > h_{m1}$. Границы этих областей целесообразно определить на основе зависимости относительной работы теплового расширения $E_q = (pdV/dh)_p = p\beta/(pc_p)$ от энтальпии [3]. В области жидкого состояния параметр E_q имеет порядок 10^{-2} , типичный для капельных жидкостей, а при переходе через h_m , начиная со значений 0,02-0,03, возрастает в ~ 10 раз до уровня $E_q = R/c_p^0$, характерного для данного вещества в идеально-газовом состоянии. Указанные значения параметра E_q можно принять в качестве граничных при определении реперных энтальпий. При $p/p_k < 1,5$ значения h_{m0} , h_m и h_{m1} мало зависят от давления. Для воды они составляют, в среднем, 1500; 2150 и 2900-3000 кДж/кг; для CO_2 : 500, 640 и 800 кДж/кг (энтальпии отсчитываются в соответствии с таблицами [4-6]). Заметим, что с точки зрения изменений состояния в прямоточном энергоблоке для воды является актуальным широкий диапазон энтальпий - от 200-300 ($h \ll h_{m0}$) до ~ 3500 ($t \gg t_{m1}$) кДж/кг. Такой диапазон состояний трудно моделировать другими средами с.к.д.. Например, диоксид углерода CO_2 при комнатной температуре (20 °C) имеет уже $h > h_{m0}$ и пригоден для моделирования процессов теплообмена только в области псевдофазового перехода и газовой области. Для моделирования теплообмена в области псевдожидкости и окрестности T_m стали использоваться фреоны [7].

В области жидкости поведение свойств при с.к.д. остается таким же, как и у капельной жидкости (жидкой фазы) при докритических давлениях: существенно уменьшается с температурой вязкость μ , изменения других свойств невелики (например, у воды при $p = 25$ МПа в интервале $h = 200 \dots 1500$ кДж/кг μ уменьшается в 8 раз, а ρ - менее чем в 1,5 раза). И закономерности сопротивления и теплоотдачи пока $t_c \ll t_m$ остаются практически такими же, как и у капельных жидкостей с переменной вязкостью (см.[8-10]). "Болезнями" теплоотдачи при подьемном течении в обогреваемых вертикальных трубах большого диаметра (десятки мм) и при низких расходах жидкости (числах Рейнольдса) являются ухудшения, проявляющиеся при обогреве по закону $q_c = \text{const}$ в виде "входных" пиков температуры стенки (рис.2 [11], см. также [7, 14]). Критическим моментом, с которого начинает остро проявляться специфика с.к.д., является достижение температурой стенки уровня t_m и переход через него, что также иллюстрирует рис. 2. В данном случае резкое увеличение масштабов изменения свойств воды по сечению потока стало причиной

значительного ухудшения теплоотдачи. В сравнительно коротких трубах небольшого диаметра (миллиметры) при нагревании холодной жидкости ($h_{\text{вх}} < h_{\text{вых}} \ll h_{m0}$) можно достичь весьма высокого уровня тепловых нагрузок. Переход t_c через t_m в этом случае обычно сопровождается развитием "псевдокипения" (термоакустических колебаний), которые могут улучшить теплоотдачу, но быть опасными для прочности теплообменника.

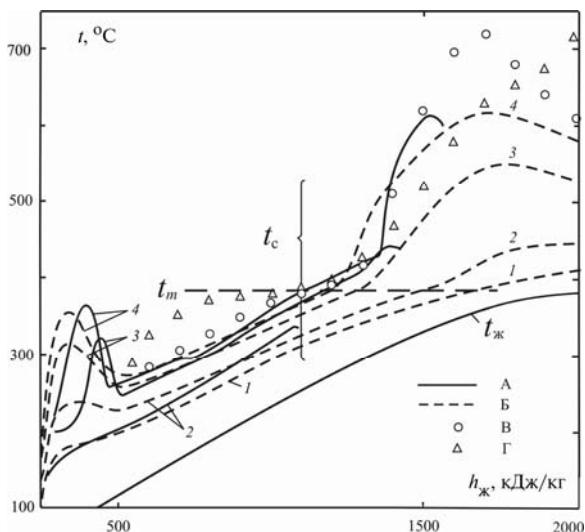


Рис. 2. Температурный режим стенки обогреваемой вертикальной трубы ($d = 20,4\text{мм}$) при подъемном течении воды с.к.д. и разных тепловых нагрузках [11]; $\overline{\rho u} = 493\text{--}495 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$: 1 - $q_c/\overline{\rho u} = 0,5$; 2 - $0,734$; 3 - $1,024$; 4 и В; Г - $1,156$; А - экспериментальные данные [11]; Б - расчет по методике ИВТАН; В - расчет по формуле Петухова и др. [8, 10]; Г - то же по формуле Протопопова [15]

В области псевдофазового перехода, которую с полным основанием можно назвать и областью парогенерации, происходит резкое уменьшение плотности и вязкости теплоносителя (у воды в диапазоне $22,5\text{--}40 \text{ МПа}$ - в $7\text{--}4,5$ и в $2,8\text{--}2,4$ раз соответственно), а его теплоемкость, коэффициенты объемного расширения β и $\beta_h = \beta/c_p$ и число Прандтля проходят через максимум. При общей тенденции к снижению в окрестности t_m имеет локальный максимум или площадку коэффициент теплопроводности λ ; с учетом этой особенности в новом стандарте свойств воды и водяного пара [5] значения $\text{Pr}(t_m)$ существенно (до 2 раз) ниже, чем в старых таблицах [4]. Для рассматриваемой области $h_{m0} < h_m < h_{m1}$ характерны два типа режимов теплообмена - нормального и ухудшенного (рис. 3 - 5 [12, 13]). Признаки режимов нормального теплообмена - монотонное изменение температуры стенки по длине трубы и умеренная реакция t_c на умеренные (порядка 10-20%) изменения теплового потока; стабилизация теплоотдачи и отсутствие ее зависимости от ориентации трубы, а

также входной энтальпии $h_{\text{вх}}$ за пределами начального участка длиной 20-30 калибров. Это те условия, в которых и должны работать теплообменные аппараты с.к.д.. Однако при превышении тепловой нагрузкой определенного предела происходит переход в режим ухудшенного теплообмена, при котором на определенных участках трубы наблюдается резкое снижение теплоотдачи с образованием при граничных условиях 2 рода зон перегрева стенки, при достаточно больших числах Re - в виде максимумов ("пиков") t_c . Явления ухудшения турбулентной теплоотдачи при с.к.д. представляют большую опасность. Поэтому исследование природы этих явлений и разработка надежных методов их прогноза важны для обеспечения безопасности атомной энергетики нового поколения.

В области (псевдо)газового состояния с ростом температуры свойства жидкости с.к.д. постепенно приближаются к свойствам идеального газа соответствующей атомности. Здесь наблюдается тенденция к росту вязкости, теплопроводности и теплоемкости (у веществ с многоатомными молекулами) с температурой; число Прандтля имеет значения порядка единицы. Для воды в этой области реализуются, как правило, режимы нормального теплообмена в силу ограничений на допустимые значения температуры стенки. Но при $t_m < t_{\text{вх}} < t_{m1}$ исключать возможность ухудшения теплообмена на начальном участке трубы не следует. При нагревании жидкостей с.к.д. с низкой критической температурой (например, CO_2 , H_2 , He) при $t_{\text{вх}} > t_m$ и даже t_{m1} ухудшение теплоотдачи неоднократно наблюдалось в экспериментах (см. например, [12]).

3. О ПРИРОДЕ УХУДШЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА

Исследования явлений ухудшения теплоотдачи при с.к.д. были развернуты с начала 60-х годов прошлого века после сообщений об авариях парогенераторов на первых ТЭС сверхкритического давления. Большая заслуга в их постановке принадлежат М.Е. Шицману [14]. К началу 80-х годов в разных странах была собрана обширная коллекция режимов ухудшенной теплоотдачи, и после безуспешных попыток описания этих режимов на основе классических представлений теории турбулентного теплообмена, модифицированных с помощью разного рода "обобщенных" переменных, постепенно пришло понимание того, что эти явления обусловлены не возможностью образования каких-то специфических распределений теплофизических свойств жидкости с.к.д. в опасном сечении канала, а имеют сугубо гидродинамическую природу. Необходимо отметить значительный и полезный вклад в анализ проблемы ухудшения турбулентной теплоотдачи работ по созданию теоретических моделей процессов течения и теплообмена при переменных свойствах жидкости [10, 16-20], некото-

рые из которых позволили дать убедительную интерпретацию экспериментальных данных и приоткрыть взаимосвязь между внешней картиной теплоотдачи и внутренней структурой потока жидкости. Значительную информацию о гидравлике и внутренней природе нормального и ухудшенного теплообмена принесли специально поставленные экспериментальные исследования, проведенные в ИВТ в 80-е годы при участии автора доклада [13, 22, 23].

Выводы, которые можно сделать из упомянутых выше исследований, сводятся к следующему. При всем разнообразии условий и картин ухудшения турбулентной теплоотдачи при нагревании теплоносителей с.к.д., газов и паров (т.е. однофазных сред с плотностью, существенно зависящей от температуры), в основе данного явления находится один и тот же комплекс причин, а именно - существенное изменение в неизотермических условиях динамики течения, т.е. состава и величины сил, действующих на частицы движущейся жидкости, и соответствующие преобразования в структуре всего течения, как осредненного, так и пульсационного. Какой-либо "латентной" фазы процесса, в которой ослабление турбулентного переноса могло бы стать заметным без существенных изменений структуры осредненного течения, в указанных выше экспериментах не наблюдалось.

В неизотермических условиях уравнение движения жидкости в вертикальных трубах (условием гидростатическим величинам приписывать знак "плюс" при подъемном и "минус" при опускном течении нагреваемой жидкости)

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial \tilde{x}} + 2\rho v \frac{\partial u}{\partial R} = -dp/d\tilde{x} - (2/R) \partial(R\tau)/\partial R - (\pm \rho g d) \quad (1)$$

после почленного интегрирования по сечению трубы с учетом уравнения неразрывности приводит к балансовому соотношению

$$-dp/d\tilde{x} = 4\tau_c + dI_{ж}/d\tilde{x} + \bar{\rho}gd, \quad (2)$$

откуда следует, что градиент давления приобретает дополнительную составляющую $dp_u = dI_{ж}$, обусловленную термическим ускорением потока, которое появляется вследствие теплового расширения жидкости. Складывая почленно (1) и (2), видим также, что в пристенной области, где импульс ρu^2 и плотность ρ ниже средних значений, под действием избытка нормальных напряжений, а также архимедовых сил $(\bar{\rho} - \rho)gd$ создаются условия для опережающего ускорения жидкости по отношению к ядру потока. При достаточно большом значении этих сил будет происходить существенная деформация профиля скорости и распределения касательных напряжений, что должно найти отражение и в интенсивности турбулентного переноса.

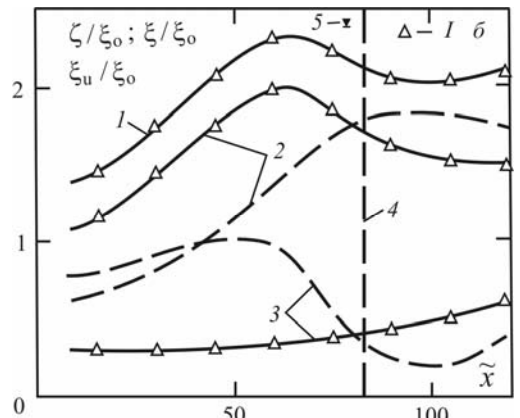
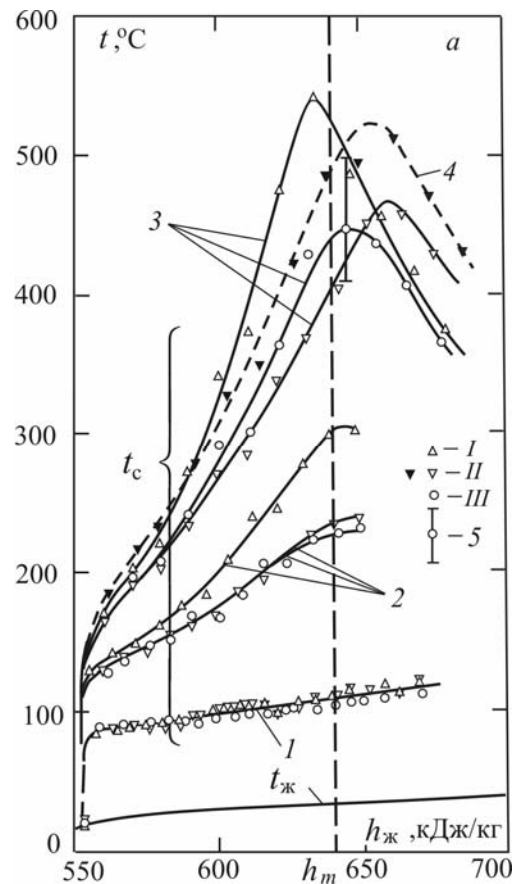


Рис. 3. Температурный режим стенки (а) и структура гидравлического сопротивления (б) при нагревании CO_2 в трубе диаметром 8мм; $p = 7,7$ МПа, $\overline{\rho u} = 4130$ кг/($\text{м}^2\text{с}$), $h_{вх} = 552$ кДж/кг; а) I - подъемное течение; II - опускное; III - горизонтальное; 1 - $q_c/\overline{\rho u} = 0,146$ кДж/кг; 2 - 0,21; 3 - 0,267; 4 - 0,282; 5 - изменение температуры стенки по окружности горизонтальной трубы; б) - режим I.3 рис.3а: сплошные линии - величины, измеренные по методу 2-х перепадов [12]; штриховые - вычисленные по одномерной модели потока: 1 - $\zeta_{ж}/\xi_{0ж}$; 2 - $\xi_u/\xi_{0ж}$; 3 - $\xi_{ж}/\xi_{0ж}$; 4 - $h_{ж} = h_m$; 5 - местоположение максимума t_c

При стабилизированном течении жидкости с постоянными свойствами левая часть в (1) и второе слагаемое справа в (2) обращаются в нуль, $\rho = \bar{\rho} = \text{const}$, и совместное решение (1), (2) приводит к линейному закону распределения касательных напряжений по радиусу трубы:

$$\tau/\tau_c = R, \quad (3)$$

который заложен во многие модели турбулентности, например в известную модель Рейхардта. Общее представление о характере и масштабах деформации профиля касательных напряжений под действием термического ускорения и архимедовых сил можно получить, рассмотрев уравнения (1), (2) вблизи стенки ($R \rightarrow 1$), где вследствие малости компонент скорости левой частью (1) можно пренебречь. Интеграл (1) в этой области потока приводит к асимптотическому соотношению [22]

$$(\tau/\tau_c)_{\text{лим}}|_{R \rightarrow 1} = R - 2KY = R - 2K(1 - R), \quad (4)$$

где

$$K = (\xi_u + Gr_p / Re_{ж}) / \xi_{ж} = K_u \pm K_g \quad (5)$$

– совокупный параметр влияния термического ускорения и архимедовых сил (плавучести). Здесь и далее $\xi_{ж}$, ξ_u и ξ_g – коэффициенты в соотношениях Дарси для составляющих градиента давления в (2); Gr_p – число Грасгофа. Полагая $Y = y^+ / r_0^+$ ($2r_0^+ = Re_{ж} \sqrt{\xi_{0ж}} / 8$, $\xi_{0ж} = 0.184 / Re_{ж}$) и $Gr_p \cong 2\overline{Gr_p} = 2gd(1 - \rho_{ж-с} / \rho_{ж}) / v_{ж}^2$, где $\rho_{ж-с} = (\int_{t_{ж}}^{t_c} \rho dt) / (t_c - t_{ж})$,

можно представить соотношение (4) в форме, предложенной Холлом и Джексоном [23]:

$$[R - (\tau/\tau_c)_{\text{лим}}] / y^+ \cong 143(K_u' + 2K_g') / (\xi_{ж}' / \xi_{0ж}'), \quad (6)$$

где $K_u' = \xi_u / Re_{ж}^{0.7} = 8(q_c / \overline{\rho u})(\beta / c_p)_{ж} / Re_{ж}^{0.7}$;

$$K_g' = \overline{Gr_p} / Re_{ж}^{2.7}.$$

Как показывают опытные данные по теплоотдаче, а также результаты гидравлических [12, 21] и зондовых исследований [13, 22], при значениях параметра $K < 1 - 1.3$ изменения в гидравлике и структуре потока еще незначительны и наблюдаются режимы нормального теплообмена. Режимы ухудшенного теплообмена соответствуют значениям $K \gg 1$, о чем говорят, например, данные рис.3, б и 5. Развитие тенденций, выражаемых соотношениями (4), (5), при $K \gg 1$ должно привести к радикальному изменению структуры осредненного течения: резкому снижению касательных напряжений в потоке вплоть до образования области околонулевых, а затем отрицательных значений и постепенному переходу к М-образной форме профиля скорости. Снижение турбулентного переноса

и рост термического сопротивления при околонулевых значениях τ/τ_c предсказывает, в частности, формула Прандтля (см. [8]), записанная в виде

$$\varepsilon_{\tau} / \nu = \left[\sqrt{1 + 4|\tau/\tau_c|(l^+)^2} - 1 \right] / 2. \quad (7)$$

На ее основе Бэнкстоном и МакЭлиотом [17], а позднее Поповым с сотрудниками [18] были даны убедительные расчетно-теоретические интерпретации явлений ухудшения теплоотдачи при нагревании заохоложенных газов и сред с.к.д., вызванных эффектом термического ускорения.

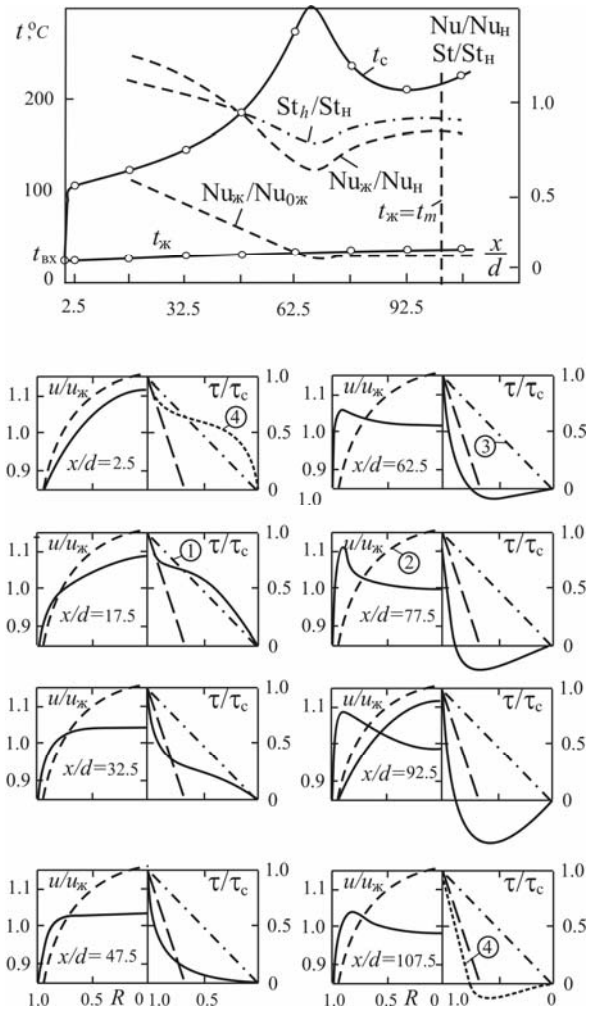


Рис. 4. Картина местной теплоотдачи и перестройка профилей скорости и касательных напряжений по длине трубы в режиме ухудшенного теплообмена при подъемном течении CO_2 с.к.д. ($d = 22.7$ мм; $p = 9$ МПа; $\overline{\rho u} = 2100$ кг/(м²с); $q_c / \overline{\rho u} = 0.205$ кДж/кг): 1 - $(\tau/\tau_c)_{\text{стаб}} = R$; 2 - профиль Рейхардта (см.[8]); 3 - $(\tau/\tau_c)_{\text{лим}}$ по (4) при $K = 1$; 4 – предположительно

Картина развития процесса ухудшения теплоотдачи при подъемном течении CO_2 с.к.д. при совместном действии термического ускорения и архимедовых сил, полученная экспериментально в [13], показана на рис. 4. Как видно из рисунка, на первых этапах процесса, когда идет наполнение профиля скорости в пристенной зоне при еще достаточно высоком уровне касательных напряжений ($\tilde{x} = 2.5 - 17.5$), отмечается даже некоторое улучшение теплоотдачи по сравнению с "нормальным" уровнем, что можно объяснить усилением конвективного переноса тепла вблизи стенки. Однако далее на участке между сечениями $\tilde{x} = 47.5$ и 62.5 в потоке образуется обширная зона околонулевых значений комплекса $\tau \partial u / \partial r$, характеризующего генерацию турбулентности осредненным течением. Здесь же свидетельствует об ослаблении турбулентного переноса и формула Прандтля (7), и именно здесь наблюдается резкий рост температуры стенки и снижение чисел $\text{Nu}_ж$ и St_h по отношению к значениям в условиях нормального теплообмена. В конце этого этапа на профиле скорости недалеко от стенки появляется максимум. С переходом к М-образной форме профиля скорости связано окончание стадии ухудшения теплоотдачи и начало ее роста, в результате которого при $q_c = \text{const}$ формируется "пик" температуры стенки. Улучшение теплоотдачи при развитом М-образном профиле скорости, как показали измерения, объясняется мощной генерацией турбулентности во внутренней области профиля. Пролетывается некоторая аналогия со струйными течениями; в частности, турбулентное число Прандтля имеет низкие значения порядка 0.6. Диффузия турбулентности через область максимума скорости, где $\tau \partial u / \partial r \approx 0$, способствует оживлению турбулентного переноса в этой области и выносу тепла, скопившегося в пристенной области, в ядро потока. Однако обращенный к стенке склон максимума скорости остается областью повышенного термического сопротивления, своего рода "запирающим" слоем.

Локализация области ухудшения теплоотдачи в случае слабого влияния плавучести ($\text{Gr}_p / \text{Re}_ж^2 \ll 0.01$; $K_u \gg K_g$) при $h_{вх} < h_m$ наблюдается в окрестности сечения с $h_ж = h_m$, где коэффициенты расширения жидкости проходят через максимум, а при $h_{вх} > h_m$, как в газовых потоках, - в начальном участке трубы, где параметр K_u имеет наибольшие значения. В первом случае, который иллюстрируется на рис. 3, ускорение пристенных слоев жидкости при больших значениях $\rho_ж / \rho_c$ интенсифицируется в результате резкого роста коэффициента импульса $S_ж$ и увеличения реальных значений градиента $dI_ж / d\tilde{x}$ и коэффициента ξ_u по сравнению со значениями $\xi_u^{\text{одн}} = 8S_ж q_c / [\rho u (\beta / c_p)_ж] = 8S_ж q_ж^+$, к которым приводит одномерная модель потока, предполагающая $S_ж = S_0 = \text{const} \approx 1$ (рис. 3, б). Влияние параметра K_g

в случае подъемного течения приводит к сдвигу области максимальных значений параметра K вверх по потоку и соответствующему перемещению координаты максимума t_c . При опускном течении в случае $1 \ll K < K_u$ архимедовы силы демпфируют эффект термического ускорения, деформация профилей скорости и касательных напряжений затягивается, и местоположение максимума t_c , как правило, смещается вниз по потоку от сечения с $h_ж = h_m$. Как видно из рис. 3, это влияние заметно даже при $\text{Re}_ж \approx 10^6$. Рассмотренный случай характерен для каналов небольшого диаметра при повышенных массовых скоростях охладителя и представляет интерес для систем охлаждения реакторов с.к.д.

Если перестройка потока при подъемном течении жидкости инициируется эффектами плавучести (при $h \ll h_m$ благоприятную почву для их развития создаст снижение в пристенной области вязкости жидкости и абсолютного уровня сопротивления трения), то при больших значениях K_g - порядка 10 и выше уже вблизи входа - наблюдаются так называемые "входные" пики t_c (рис.2, 5). Как показывают соответствующие данные зондовых измерений (см. рис.6-7), в области входных пиков t_c значения τ / τ_c снижаются вблизи стенки до очень низкого уровня: $-1 \dots -1.5$, так что поверхность околонулевых значений касательного напряжения оказывается близко от буферной зоны пограничного слоя, и не исключена возможность временной ламинаризации изолированного от основного потока пристенного слоя жидкости, что, возможно, и определяет часто наблюдаемый "острый" характер ухудшений данного типа.

Следует отметить, что интенсивная турбулизация во впадине М-образного профиля приводит к "размыванию" максимума скорости, особенно если поддерживающие его силы снижаются при изменении термодинамического состояния жидкости с ростом $h_ж$. Это заметно и на рис. 4, 6. При длительном сохранении развитого М-образного профиля по длине трубы наблюдается достаточно высокий уровень теплоотдачи (режим 3 на рис. 5), но при размывании максимума скорости (режим 4) вновь восстанавливается тенденция к ухудшению теплоотдачи.

При очень больших значениях параметра K_g переход к развитому М-образному профилю скорости происходит на очень коротком участке трубы. В этих случаях быстрая ретурбулизация потока и эффект термического начального участка могут сделать ухудшение теплоотдачи в ходе перестройки течения малозаметным и не опасным для прочности трубы. Более того, в условиях развитой смешанной конвекции как при подъемном, так и при опускном течении в обогреваемых трубах наблюдается интенсификация теплоотдачи по сравнению с вычисленной по формулам для нормальной теплоотдачи.

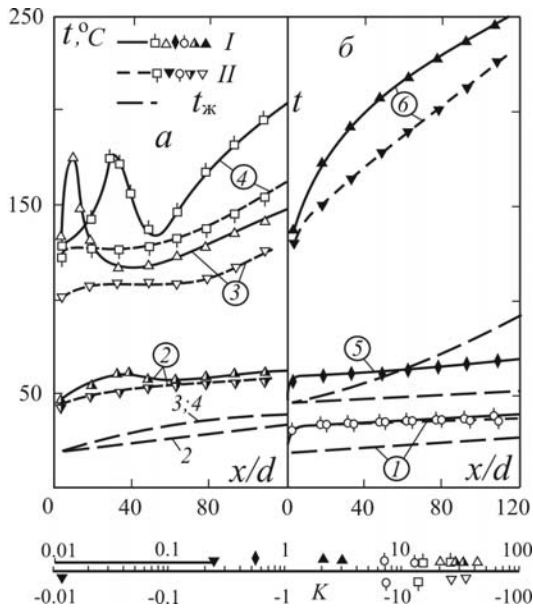


Рис. 5. Режимы нормального (а) и ухудшенного (б) теплообмена при подъемном (I) и опускном (II) течениях CO₂ с.к.д. в обогреваемой вертикальной трубе ($d = 22.7$ мм; $p = 9.0$ МПа; 1 - 4 - $h_{\text{вх}} = 550$ кДж/кг $< h_m$; 5, 6 - 650 кДж/кг $> h_m$): 1 - $\rho u = 796$ кг/(м²·с); $q_c / \rho u = 0.051$ кДж/кг; 2 - 800, 0.108; 3 - 805, 0.212; 4 - 1200, 0.216; 5 - 1200, 0.050; 6 - 1190, 0.218. Внизу - шкала значений параметра K по (5)

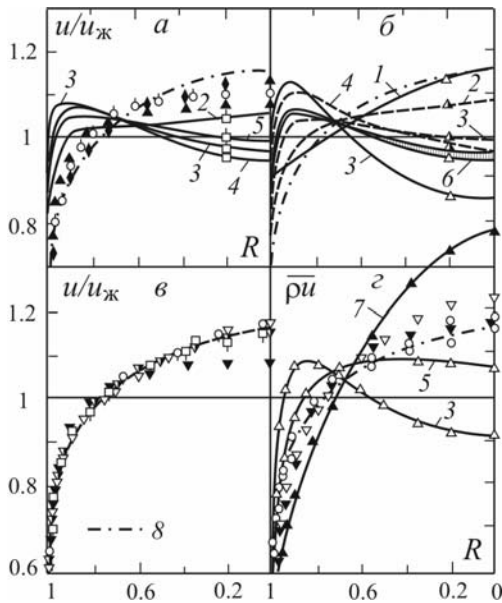


Рис. 6. Профили скорости (а-в) и массовой скорости (г) в режимах рис. 5 (с теми же значениями точек): а, б - подъемное течение; в - опускное; г - подъемное и опускное; 1 - $x/d = 2.5$; 2 - 17.5; 3 - 32.5; 4 - 47.5; 5 - 107.5; 6 - 47.5-107.5; 7 - 77.5; 8 - профиль Рейхардта (см. [8])

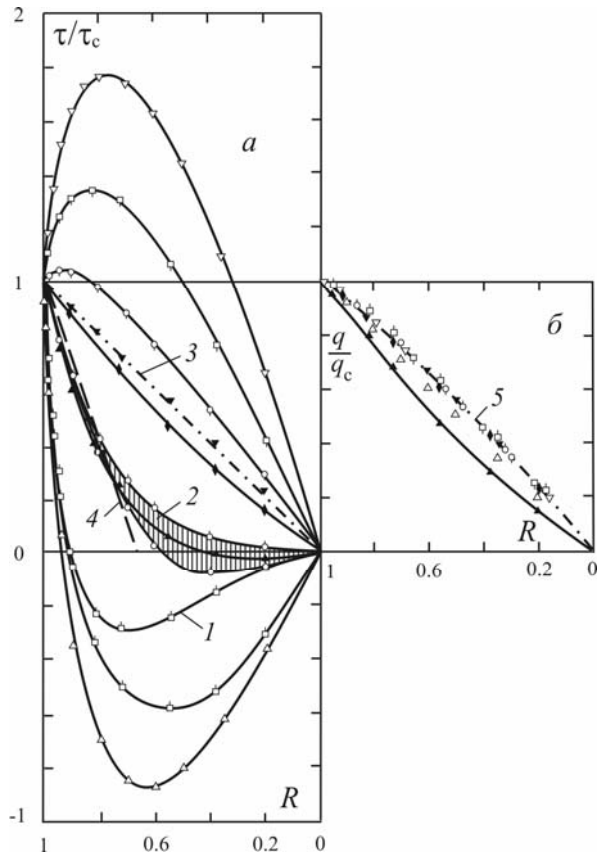


Рис. 7. Профили касательных напряжений и радиальных тепловых потоков в режимах рис.5 (с теми же значениями точек): 1 - $x/d = 32.5$; 2 - 77.5-107.5; 3 - $(\tau/\tau_c)_{\text{стаб}} = R$; 4 - $(\tau/\tau_c)_{\text{лим}}$ по (4) при $K = 1$; 5 - $(q/q_c)_{\text{стаб}}$ [8]; нумерованные кривые - $x/d = 62.5$

В случае опускного течения, при определяющем влиянии эффектов плавучести значения параметра $K < 1$ либо вообще отрицательного знака, как показано на рис.5. При этом значения $\tau/\tau_c > R$, профили скорости сохраняют выпуклую форму (см. рис. 6) и обеспечивается как минимум нормальный режим генерации турбулентности. Как следствие, теплоотдача при $K < 1$ либо остается близкой к нормальному уровню, либо становится более интенсивной.

4. НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ ВЫВОДЫ

Анализ различных видов температурного режима стенки в вертикальных трубах при нагревании жидкостей с.к.д., паров и газов в области высоких тепловых нагрузок позволяет предложить простой способ их классификации по параметру

$$K_{\text{вх}} = (\xi_g / \xi)_{\text{вх}} = 2[Ga / \xi Re^2]_{\text{вх}},$$

характеризующему потенциальный масштаб влияния архимедовых сил. Соответствующую таблицу с подробным комментарием можно найти в [24, 25]. Со-

гласно данной классификации в режимах 1-й группы ($K_{\text{вх}} > 800$) входные пики t_c носят слабый и преходящий характер, свободная конвекция существенно интенсифицирует теплообмен. В режимах 2-й ($K_{\text{вх}} = 800 \dots 120$) и 3-й ($K_{\text{вх}} = 120 \dots 25$) групп ухудшение теплоотдачи происходит в виде входных пиков при подъемном течении, во 2-й группе они возникают и локализуются при $x/d < 20-25$. В режимах 4-й группы ($K_{\text{вх}} = 25 \dots 4$) инициирующим фактором ухудшения теплоотдачи при подъемном течении являются архимедовы силы, но уже заметно поддерживающее влияние термического ускорения, которое становится ведущим фактором в режимах 5-й ($K_{\text{вх}} = 4 \dots 0.5$) и 6-й ($K_{\text{вх}} = 0.5 \dots 0$) групп. В режимах последних двух групп ухудшение теплоотдачи при высоких тепловых нагрузках происходит и при подъемном, и при опускном течении, плавучесть оказывает влияние только на местоположение максимума t_c и тепловую нагрузку начала ухудшения. В каналах небольшого гидравлического диаметра наиболее часто встречаются режимы нижней половины 3-й (при малых массовых скоростях охладителя), 4-й ("средние" скорости - до $1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ для воды) и 5-й групп (высокие массовые скорости).

Как уже говорилось выше, расчетными режимами теплообмена в энергетических объектах с.к.д. должны быть режимы нормального теплообмена с достаточным запасом по тепловой нагрузке. В таких режимах, как показали зондовые исследования, профили скорости и энтальпии близки к универсальным профилям в турбулентном потоке (в случае энтальпии - при $\text{Pr} = \overline{\text{Pr}}$). Указанные свойства внутренней структуры потока позволили предложить для практического описания нормальной теплоотдачи модификацию известной формулы Петухова—Кириллова [8]:

$$\begin{aligned} \text{St}_H &= q_c / [\rho u (h_{\text{сн}} - h_{\text{ж}})] = \\ &= (\xi_{\text{ж}} / 8) / [1 + 900 / \text{Re}_{\text{ж}} + 12.7 \sqrt{\xi_{\text{ж}} / 8} (\overline{\text{Pr}}^{2/3} - 1)]. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае воды закономерности трения в условиях нормального теплообмена существенно зависят от термодинамического состояния жидкости [9], поскольку меняются масштабы и характер изменения плотности и вязкости с температурой. В какой-то степени объединить законы трения во всех областях состояния позволяет зависимость

$$\xi_{\text{ж}} / \xi_{0\text{ж}} = (\rho_{\text{с}} / \rho_{\text{ж}})^n (\mu_{\text{с}} / \mu_{\text{ж}})^m, \quad (9)$$

где

$$n = 0.4 + 0.1 \text{th}(1.5H); \quad m = (0.2 + 70 / \text{Re}_{\text{ж}}^{2/3});$$

$H = [(h_{\text{ж}} - h_{m0}) + (h_{\text{ж}} - h_{m1})] / (h_{m1} - h_{m0})$. Среднее число Прандтля в пристенной области потока целесообразно определить как

$$\overline{\text{Pr}} = \overline{\text{Pr}}_{\text{ж-с}} = \overline{c_p} / (\overline{\lambda} / \overline{\mu}) = (h_{\text{с}} - h_{\text{ж}}) / \int_{t_{\text{ж}}}^{t_{\text{с}}} \lambda / \mu \, dt. \quad (10)$$

Заметим, что результаты расчетов по формуле (8) существенно зависят от взаимной адекватности выражений для $\xi_{\text{ж}} / \xi_{0\text{ж}}$ и $\overline{\text{Pr}}$.

Разработка надежного комплекта формул для нормальной теплоотдачи и сопротивления трения позволит решить несколько задач. С их помощью как при анализе опытных данных, так и при верификации расчетных формул более широкого спектра действия можно сравнительно просто выявить тенденции к ухудшению теплообмена (и способность формулы их прогнозировать) по существенному и прогрессирующему с ростом тепловой нагрузки отклонению от зависимости для нормальной теплоотдачи. Для ориентировочного описания масштабов ухудшения теплоотдачи значительно удобнее использовать метод сравнения с уровнем нормальной теплоотдачи (т.е. с Nu_H или St_H), чем с теплоотдачей при постоянных свойствах, с Nu_0 (см., например, рис.4). По результатам расчета "нормы" (8) определяется и потенциальная область ухудшения теплоотдачи, в которой параметры влияния термического ускорения и подъемных сил приблизились или уже находятся в опасном диапазоне значений.

В настоящее время существуют несколько эмпирических формул, удовлетворительно описывающих опытные данные по нормальной теплоотдаче к теплоносителям с.к.д.. Для воды это известные формулы Бишопа и др. [26]; Свенсона и др. [27]; Уоттса и Чу [29]; для воды и CO_2 - формулы Краснощекова—Протопопова [15] и ее упрощенный вариант Джексона и Фьюстера (см. [23]). Формула Ямагата и др. [28], как правило, завышает теплоотдачу в сравнении с вышеуказанными формулами. К сожалению, расчет по этим формулам с новым стандартом свойств воды и водяного пара [5] может приводить к завышению коэффициентов теплоотдачи (до 40-80%) в значительных интервалах энтальпий, что делает затруднительным прогноз тенденций к ухудшению теплообмена. Предложенный в [30] способ улучшения формулы [26] путем уменьшения на 30% ее константы показывает приемлемые результаты в окрестности t_m , но приводит к неоправданному занижению теплоотдачи в удаленных от t_m областях. Таким образом, вопрос о разумной "реставрации" эмпирических формул старого поколения нуждается в дальнейшем изучении.

Сложность и разнообразие (добавим, и неясность) в деталях механизма ухудшения теплоотдачи при с.к.д., обусловленного радикальной перестройкой структуры течения, которую "сверху" не видно, эволюционный характер этого процесса, затрудняющий применение обычных методов локального моделиро-

вания при описании его закономерностей, ограничивают пока возможность обобщения всей совокупности опытных данных по ухудшенному теплообмену, накопленных в литературе. В ряде работ [28, 8 (1974г.), 7, 30-32] эти данные используются для определения "границы" области нормальной теплоотдачи $(q_c)_{гр}$. К сожалению, расхождения в значениях $(q_c)_{гр}$ по данным разных авторов не соответствуют уровню требований, которые должны предъявляться к точности прогноза области достаточно напряженных, но безопасных тепловых нагрузок. На наш взгляд, более рациональным способом определения этой области является разработка расчетных сценариев для разных видов ухудшения теплоотдачи на основе системы чисел подобия, способной описывать специфические эффекты термического ускорения и плавучести, установленные в опытах. Для отдельных видов ухудшенного теплообмена в литературе получены заслуживающие внимания расчетные соотношения [8(1986г.)-10, 29]. Некоторые предложения в этом направлении были сделаны в работах с участием автора [12, 24, 33], но разработку методов расчетного прогноза картины ухудшения теплоотдачи к теплоносителям с.к.д. необходимо, безусловно, продолжить.

В заключение в качестве основного вывода из изложенного выше следует подчеркнуть, что для успешного решения проблем с.к.д. в новых областях применения расширение научных знаний о процессах течения и теплообмена теплоносителей с переменными физическими свойствами не менее важно, чем механическое накопление опытных данных по теплоотдаче.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

c_p - теплоемкость при постоянном давлении, кДж/кг;
 $d = 2r_0$ - внутренний диаметр трубы, м;
 g - ускорение силы тяжести, м/с²;
 Ga - число Галилея, gd^3/ν^2 ;
 Gr_p - число Грасгофа, $gd^3(1 - \rho_c/\rho_{ж})/\nu_{ж}^2$;
 h - энтальпия, кДж/кг;
 h_m - энтальпия максимума теплоемкости;
 h_{m0} , h_{m1} - нижняя и верхняя границы области псевдофазового перехода;
 $I_{ж}$ - импульс потока жидкости, $2 \int_0^1 \rho u^2 R dR$, Па;
 K_u - параметр термического ускорения, $\xi_u / \xi_{ж}$;
 K_g - параметр влияния плавучести, $Gr_p / (\xi_{ж} Re_{ж}^2)$;
 K - эффективный параметр ускорения вертикального потока, $K_u \pm K_g$;
 l^+ - безразмерная длина пути перемешивания;
 Nu - число Нуссельта, $q_c d / [\lambda(t_c - t_{ж})]$;
 p - давление, Па;

p_k - критическое давление;
 Pr - число Прандтля;
 \overline{Pr} - среднее число Прандтля в пограничном слое;
 q - тепловой поток в радиальном направлении, Вт/м²;
 q^+ - параметр теплового расширения, $q_c(\beta/c_p)/\overline{\rho u}$;
 $r, R = r/r_0$ - размерная (м) и безразмерная радиальные координаты;
 Re - число Рейнольдса, $\overline{\rho u d} / \mu$;
 $S_{ж}$ - коэффициент импульса, $I_{ж} / (\rho_{ж} u_{ж}^2)$;
 St_h - число Стантона, $q_c / [\overline{\rho u}(h_c - h_{ж})]$;
 $T(K), t(^{\circ}C)$ - температура;
 u - продольная компонента скорости, м/с;
 v - радиальная компонента скорости, м/с;
 x - продольная координата, отсчитанная от начала обогрева, м;
 \tilde{x} - безразмерная продольная координата, x/d ;
 y, Y - размерное ($r_0 - r$, м) и безразмерное, ($y/r_0 = 1 - R$) расстояние от стенки;
 y^+ - координата "закона стенки", $y\sqrt{\tau_c/\rho}/\nu$.

Греческие символы:

β - коэффициент термического расширения жидкости, 1/К;
 ζ - коэффициент гидравлического сопротивления, $\xi + \xi_u$;
 ε_{τ} - коэффициент турбулентного переноса импульса, м²/с;
 λ - коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К)
 μ - коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с);
 ν - коэффициент кинематической вязкости, м²/с;
 ξ - коэффициент сопротивления трения, $8\tau_c/(\rho_{ж} u_{ж}^2)$;
 ξ_u - коэффициент инерционного сопротивления потока,
 $2dI_{ж} / d\tilde{x} / (\rho_{ж} u_{ж}^2)$;
 ξ_g - коэффициент гидростатического сопротивления,
 $2gd / u_{ж}^2$;
 ρ - плотность жидкости, кг/м³;
 $\overline{\rho u}$ - средняя массовая скорость жидкости в трубе,
 $\frac{1}{2} \int_0^1 \rho u R dR$, кг/(м²·с);
 τ - касательное напряжение, Па.

Индексы

вх - на входе в трубу;
вых - на выходе из трубы;
ж - среднемассовые значения, физические свойства при $h_{ж}$;
ж-с - среднеинтегральные значения в интервале $t_{ж} \dots t_c$;
лим - предельные значения;
н - в условиях нормальной теплоотдачи, по формуле (8);
одн - по одномерной модели течения в трубе;
с - на стенке, при температуре стенки;
стаб - в условиях стабилизированного течения и теплообмена;
0 - при постоянных физических свойствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Oka Y.** Research and Development of the Supercritical-pressure Light Water Cooled Reactors // Proc. of the 10-th Intern. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, Korea, October 5-9, 2003.
2. **Piolo I.L. and Duffey R.B.** Literature survey of heat transfer and hydraulic resistance of water, carbon dioxide, helium and other fluids at supercritical and near-critical pressures. AECL-12137. FFC-FCT-409. Chalc River Laboratories. Ontario. Canada. 2003.
3. **Курганов В.А.** Теплообмен и сопротивление в трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя. Ч.1 // Теплоэнергетика. 1998. № 3. С.2-10.
4. **Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А.** Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1970.
5. **Александров А.А., Григорьев Б.А.** Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во МЭИ, 2003.
6. **Алтуниин В.В.** Теплофизические свойства двуокиси углерода. М.: Изд-во стандартов, 1975.
7. **Komita H., Morooka S., Yoshida S. and Mori H.** Study on the heat transfer to the supercritical water cooled power reactor development // NURETH-10, Seoul, Korea, October 5-9, 2003.
8. **Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А.** Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 1974, 1986.
9. **Разумовский В.Г., Орнатский А.П., Маевский Е.М.** Определение коэффициентов сопротивления при турбулентном течении воды сверхкритического давления в гладких каналах // Промышленная теплотехника. 1985. Т.7. № 5. С.24-28.
10. **Петухов Б.С., Поляков А.Ф.** Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986.
11. **Вихрев Ю.В., Барулин Ю.Д., Коньков А.С.** Исследование теплообмена в вертикальных трубах при сверхкритических давлениях // Теплоэнергетика. 1967. № 9. С.70-82.
12. **Курганов В.А., Анкудинов В.Б., Капильный А.Г.** Гидравлическое сопротивление и теплообмен в вертикальных обогреваемых трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя // Турбулентный теплообмен при смешанной конвекции в вертикальных трубах /Под ред. А.Ф. Полякова. М.: ИВТАН, 1989. С. 95-160.
13. **Kurganov V.A. and Kaptilnyi A.G.** Flow structure and turbulent transport of a supercritical pressure fluid in a vertical heated tube under the conditions of mixed convection. Experimental data // Intern. Journ. Heat Mass Transfer. 1993. Vol.36. No 13. P.3383-3392.
14. **Шицман М.Е.** Ухудшенные режимы теплоотдачи при закритических давлениях // ТВТ. 1963. Т.1. №2. С.267-275. Особенности температурного режима в трубах при сверхкритических давлениях // Теплоэнергетика. 1968. № 5. С.57-61.
15. **Протопопов В.С.** Обобщающие зависимости для местных коэффициентов теплоотдачи при турбулентном течении воды и двуокиси углерода сверхкритического давления в равномерно обогреваемых круглых трубах // ТВТ. 1977. Т.15. № 4. С.815-821.
16. **Hsu Y.Y. and Smith J.M.** The effect density variation on heat transfer in the critical region // Trans. ASME, J.Heat Transfer. 1961. Vol.C83. No 2. P.176-182.
17. **Bankston C.A. and McEligot D.M.** Turbulent and laminar heat transfer to gases with varying properties in the entry region of circular ducts // Int. Journ. Heat Mass Transfer. 1970. Vol.13. No 2. P.319-344.
18. **Попов В.Н., Беляев В.М., Валуева Е.П.** Расчет теплоотдачи и сопротивления при турбулентном режиме течения в круглой трубе гелия при сверхкритическом давлении // ТВТ. 1978. Т.16. № 5. С.1018-1027.
19. **Петухов Б.С., Медвецкая Н.В.** Расчет турбулентного течения и теплообмена в обогреваемых трубах для однофазных теплоносителей околокритических параметров // ТВТ. 1979. Т.17. № 2. С.343-350.
20. **Попов В.Н., Валуева Е.П.** Смешанная турбулентная конвекция жидкостей в вертикальных трубах // Теплоэнергетика. 1988. № 2.С.17-22.
21. **Петухов Б.С., Курганов В.А., Анкудинов В.Б.** Теплообмен и гидравлическое сопротивление в трубах при турбулентном течении жидкости околокритических параметров состояния // ТВТ. 1983. Т.21. №1.С.92-100.
22. **Kurganov V.A. and Kaptil'ny A.G.** Velocity and enthalpy fields and eddy diffusivities in a heated supercritical fluid flow // Experim. Thermal and Fluid Science (ETF). 1992. Vol.5. No 4. P.465-478.
23. **Hall W.B. and Jackson J.D.** Heat transfer near the critical point // Proc. VI Intern. Heat Transfer Conf.1978. Vol.6. P.377-392. Hemisphere. N.Y. 1978 (русский перевод: Холл У., Джексон Дж. Теплообмен вблизи критической точки // Теплообмен (достижения, проблемы, перспективы). М.: Мир, 1981. С.106-144.
24. **Курганов В.А.** Расчет нормальной и ухудшенной теплоотдачи при смешанной конвекции теплоносителей сверхкритического давления в вертикальных трубах // Теплоэнергетика. 1991. № 1. С.63-68.
25. **Курганов В.А.** Теплообмен и сопротивление в трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя. Ч.2 // Теплоэнергетика. 1998. № 4. С.35-44.
26. **Bishop A., Sandberg R., Tong L.** Forced convection heat transfer to water at near-critical temperatures and supercritical pressures. // Rep. WCAP-2056., Nov. 1964.
27. **Swenson H.S., Carver J.R., Kakarala C.R.** Heat transfer to supercritical water in smooth-bore tubes // Journ. Heat Transfer. C87. No2. P.477-484.
28. **Yamagata K., Nishikawa K., Hasegawa S., Fujii T., Yoshida S.** Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes // Int. Journ. Heat Mass Transfer. 1972. Vol.15. No 12. P.2575-2594.
29. **Watts M.J., Chou C.T.** Mixed convective heat transfer to supercritical pressure water // Heat Transfer-82. Munchen. 1982. Vol.3. P.495-500.
30. **Грабежная В.А., Кириллов П.Л.** Теплообмен при сверхкритических давлениях и границы ухудшения теплообмена // Теплоэнергетика. 2006. № 4. С.46-51.
31. **Габараев Б.А., Смолин В.Н., Соловьев С.Л.** Перспективное направление развития водоохлаждаемых реакторов АЭС в XXI веке - использование сверхкритических параметров теплоносителя // Теплоэнергетика. 2006. № 9. С.
32. **Kim J.K., Jeon H.K., Yoo J.Y. and Lee J.S.** Experimental study on characteristics of turbulent supercritical flow in vertical circular/non-circular tubes // NURETH-11. Avignon, France, October 2-6, 2005. Paper 10.
33. **Kurganov V.A., Zeigarnik Yu.A.** Results of studying of turbulent heat transfer deterioration in channels and their application in practical calculations of heat transfer and pressure drop of supercritical pressure coolants. Ibid., Paper 235.