

---

**ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,  
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ**

---

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДОНА R113 В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ МЕТОДОМ VOF<sup>1</sup>

© 2023 г. Г. Г. Яньков<sup>a, b</sup>, О. О. Мильман<sup>a, c</sup>, К. Б. Минко<sup>b, \*</sup>, В. И. Артемов<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup>Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,  
ул. Степана Разина, д. 26, г. Калуга, 248023 Россия

<sup>b</sup>Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,  
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

<sup>c</sup>НПВП “Турбоконт”, ул. Комсомольская Роща, д. 43, г. Калуга, 248010 Россия

\*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 01.06.2023 г.

Представлены результаты численного анализа конденсации паров хладона R113 в горизонтальной круглой трубе типоразмером  $38 \times 3$  мм в диапазоне массовых скоростей от 50 до 150 кг/(м<sup>2</sup> · с). Исследования особенностей гидродинамики и теплообмена при расслоенном и расслоенном волновом режимах течения конденсата остаются по-прежнему актуальными ввиду недостаточной их изученности. Так, согласно недавно появившимся данным, интенсивности теплоотдачи в зоне, занятой ручейком, и на участках внутренней поверхности горизонтальной трубы, смоченной тонкой пленкой конденсата, сопоставимы. Поэтому для адекватной оценки реального вклада ручейковой зоны в средний по периметру трубы коэффициент теплоотдачи существующие методики должны быть уточнены. Для моделирования двухфазного потока использовался метод VOF (Volume of Fluid). Интенсивность массообмена рассчитывалась с помощью модифицированной модели Lee, в которой коэффициент релаксации определялся автоматически на основе алгоритма, предложенного авторами настоящей работы в предыдущих публикациях. Для описания турбулентного переноса использовалась версия SST-модели турбулентности Ментера. Модели массообмена, турбулентных течений жидкой пленки и паровой фазы, алгоритмы VOF и реализующие их программные средства были верифицированы на экспериментальных данных по конденсации хладона R113 при опускном течении в вертикальной трубе. Выполнено численное моделирование процессов конденсации и проведено сравнение полученных данных с результатами расчетов по различным методикам, рекомендуемым в литературе. Представлена информация о распределении локальных характеристик по длине и периметру трубы. Отмечено, что при низких значениях массовой скорости [50 кг/(м<sup>2</sup> · с)] на некотором расстоянии от входа в трубу возникает гидравлический скачок (hydraulic jump), приводящий к существенному изменению распределения объемной доли пара по длине канала.

**Ключевые слова:** конденсация, хладон R113, горизонтальная труба, численное моделирование, метод VOF, модифицированная модель Lee, гидравлический скачок

**DOI:** 10.56304/S0040363623110139

К настоящему времени универсальные и достоверные методы расчета теплообмена при конденсации пара в горизонтальной трубе все еще находятся на стадии разработки [1–3]. Результаты, полученные по различным методикам, могут существенно различаться в зависимости от геометрических размеров труб, теплофизических свойств теплоносителя и диапазона режимных параметров. Наиболее полный обзор современ-

ного состояния вопроса, описание особенностей существующих методов и проблем, возникающих при их применении, представлены в работах [1–3]. Авторы настоящей статьи, опираясь на обзор [3], отобрали ряд методик [3–7], в которых при расчете коэффициента теплоотдачи в расслоенном и расслоенном волновом режимах течения явно учитываются особенности теплоотдачи на фрагментах внутренней поверхности трубы, омываемой ручейком и смоченной тонкой пленкой конденсата. За исключением [7], в указанных методиках коэффициент теплоотдачи подбирался исходя из условия лучшего соответствия между

<sup>1</sup> Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00495, <https://rscf.ru/project/22-19-00495/>).

рассчитанными и экспериментальными данными по средней по периметру теплоотдаче. В [7] авторы выполнили указанный подбор, опираясь на данные о распределении по периметру локальных коэффициентов теплоотдачи при конденсации водяного пара с низкими массовыми скоростями [до  $10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ]. Даже при столь малых массовых скоростях отношения коэффициентов теплоотдачи на верхней и нижней образующих не превышало 3–4. Похожие результаты были получены в работе [8] при конденсации фреонов. Несмотря на ярко выраженную неоднородность распределения коэффициентов теплоотдачи по периметру, интенсивность теплообмена на нижней образующей трубы оказалась значительной, и полностью пренебречь ею нельзя. К сожалению, данные о локальных измерениях встречаются довольно редко, поэтому получение новой информации актуально для многих технических приложений.

Один из перспективных и активно развиваемых методов численного моделирования процессов кипения и конденсации – метод VOF [9]. В последнее десятилетие с его помощью получено много новых результатов о конденсации в каналах различной ориентации в пространстве. Авторы настоящей работы проанализировали разные подходы к моделированию конденсации методом VOF в недавней публикации [10], посвященной моделированию конденсации на гладкой горизонтальной трубе, в которой предложили и тщательно верифицировали алгоритм автоматического подбора константы в модели Lee [11], наиболее часто используемой для моделирования процессов кипения и конденсации [12]. В [13] авторы данной статьи выполнили моделирование конденсации хладона R113 при опускном течении в вертикальной трубе. Полученные результаты подтвердили работоспособность используемых моделей, алгоритмов и реализующих их программных средств.

Следует остановиться на кратком анализе недавно появившихся публикаций, преимущественно посвященных моделированию конденсации внутри горизонтальных труб. В [14] авторы с использованием метода VOF и модели Lee исследуют конденсацию R32 внутри пятимиллиметровой горизонтальной U-образной трубки с различной ориентацией поворотного колена относительно горизонта. Моделирование выполнено для нескольких значений массовой скорости [ $200\text{--}400 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ]. Модель верифицирована на экспериментальных данных [15] и наиболее надежных методиках расчета. Лучшее соответствие данных получено при сопоставлении результатов эксперимента и расчета по методике работы [4] и ранней версии известной формуле Shah [16] для интегрального коэффициента теплоотдачи. Представленные авторами работы [14] распределения локальных коэффициентов теплоотдачи по периметру трубы демонстрируют менее чем двукратное различие для интенсивностей

теплоотдачи на верхней и нижней образующих трубы при  $x = 0.6$  и массовой скорости  $200 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Основная часть работы [14] посвящена анализу характеристик потока после U-образного поворота и исследованию влияния ориентации поворотного колена трубы относительно горизонта на интенсивность конденсации.

В [17] численно изучена конденсация хладона R290 в канале диаметром 4 мм в диапазоне массовых скоростей  $180\text{--}300 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Получено хорошее согласие расчетных и собственных экспериментальных данных даже на относительно грубой сетке (около 100 тыс. ячеек). В работах [14, 17] авторы использовали граничные условия в виде заданной температуры стенки, что в ряде случаев не совсем корректно для горизонтальных каналов. Неоднородность температуры стенки по периметру трубы может быть значительной и составлять десятки процентов от характерного перепада между температурой насыщения и средней температурой стенки. К сожалению, в публикациях [14, 17] детально не анализируются отдельные предположения существующих методик расчета теплоотдачи в горизонтальных каналах относительно объемной доли паровой фазы, распределения коэффициентов теплоотдачи по периметру трубы и т.д. Не ясно также, почему для определения объемной доли пара на выходе из канала в [17] применялись эмпирические зависимости других авторов вместо непосредственного определения значения этой величины по полученным результатам расчета.

В настоящей работе представлены результаты численного анализа конденсации паров хладона R113 в горизонтальной круглой трубе  $38 \times 3 \text{ мм}$  при массовых скоростях от 50 до  $150 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , давлении 0.5 МПа и различных значениях средних недогревов стенки относительно температуры насыщения.

## ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На вход в горизонтальную трубу внутренним диаметром  $d_0 = 32 \text{ мм}$  и длиной  $l_0 = 1.5 \text{ м}$  подавался сухой насыщенный пар хладона R113 температурой  $T_{sat}$  и заданной массовой скоростью (плотностью потока массы)  $m_0$ . Турбулентное течение пара на входе считалось гидродинамически стабилизированным. После начального адиабатного участка длиной  $l_{in} = 0.1 \text{ м}$  пар поступал в охлаждаемую область трубы. На выходе имелся адиабатный участок длиной  $l_{out} = 0.4 \text{ м}$ . Свойства фаз считались постоянными и определялись по температуре насыщения. Схема расчетной области представлена на рис. 1. Угол  $\Theta$  отсчитывается от вертикальной оси по направлению часовой стрелки.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В модели VOF двухфазная среда описывается односкоростной и однотемпературной гомогенной моделью, истинные свойства фаз которой считаются постоянными. Система уравнений модели состоит из уравнения баланса объемной доли жидкой фазы  $\gamma$ , уравнения неразрывности, записанного через плотность объемного потока среды, т.е. скорость, уравнений движения и энергии [9]:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\mathbf{U}\gamma) = \frac{M_{gl}}{\rho_l}; \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{U}) = M_{gl} \left( \frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right); \quad (2)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho U_k)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{U} U_k - \mu_{eff} \nabla U_k) = \\ = -\frac{\partial p_{rgh}}{\partial x_k} + F_{b,k}; \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho c_p \mathbf{U} T - \lambda_{eff} \nabla T) = Q_{gl}, \\ Q_{gl} = M_{gl} h_{lg}, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\tau$  – время, с;  $\mathbf{U}$  – вектор скорости, м/с;  $M_{gl}$  – объемная плотность потока массы на межфазной поверхности из газовой фазы в жидкую фазу, кг/(м<sup>3</sup> · с);  $\rho_l$  и  $\rho_g$  – истинные плотности жидкой и паровой фаз, кг/м<sup>3</sup>;  $U_k$  –  $k$ -я проекция скорости, м/с;  $\mu_{eff}$  – эффективный коэффициент динамической вязкости среды, Па · с;  $p_{rgh} = p - \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x})$  – статическое давление за вычетом локального гидростатического столба, Па;  $p$  – давление, Па;  $\rho$  – плотность среды, кг/м<sup>3</sup>;  $\mathbf{g}$  – вектор ускорения свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $\mathbf{x}$  – радиус-вектор точки расчетной области, м;  $x_k$  – проекция радиус-вектора  $\mathbf{x}$  на ось  $k$ ;  $F_{b,k}$  – проекция вектора  $\mathbf{F}_b$  на ось  $k$ ;  $\mathbf{F}_b = [-(\rho_l - \rho_g)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) + \sigma K] \nabla \gamma$ ;  $\sigma$  – поверхностное натяжение, Н/м;  $K$  – кривизна межфазной поверхности, м<sup>-1</sup>;  $T$  – температура, К;  $c_p$ ,  $\lambda_{eff}$  – эффективные теплоемкость, Дж/(кг · К), и коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К), среды;  $Q_{gl}$  – источник энергии, Вт/м<sup>3</sup>;  $h_{lg}$  – теплота фазового перехода, Дж/кг.

Плотность  $\rho$ , коэффициент динамической вязкости  $\mu$ , объемная теплоемкость  $\rho c_p$  и коэффициент теплопроводности  $\lambda$  среды в каждой расчетной ячейке определяются как среднеобъемные величины по формуле

$$f = \gamma f_l + (1 - \gamma) f_g; \quad f \in (\rho, \mu, \rho c_p, \lambda).$$

Здесь и далее индекс  $l$  обозначает параметры жидкой фазы, а  $g$  – параметры газовой (паровой) фазы.

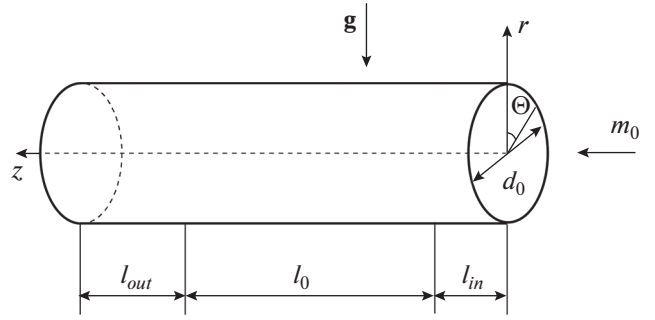


Рис. 1. Схема расчетной области ( $\mathbf{g}$  – вектор ускорения свободного падения;  $r$  – радиус трубы)

Для моделирования массообмена использовалась модель Lee [11]:

$$\begin{aligned} Q_{gi} &= M_{gl} h_{lg} = C' h_{lg} \rho_g (1 - \gamma) \Delta T_{gl} / T_{sat}, \\ \Delta T_{gl} &= T_{sat} - T > 0. \end{aligned}$$

Константа модели  $C'$  определялась по соотношению, предложенному в [10]:

$$C' = \frac{2\lambda_l T_{sat}}{\rho_g h_{lg} (\Delta x_{CV})^2},$$

где  $\Delta x_{CV}$  – характерный размер расчетной ячейки в жидкой пленке, м. В настоящей работе под  $\Delta x_{CV}$  понимался минимальный размер текущей ячейки.

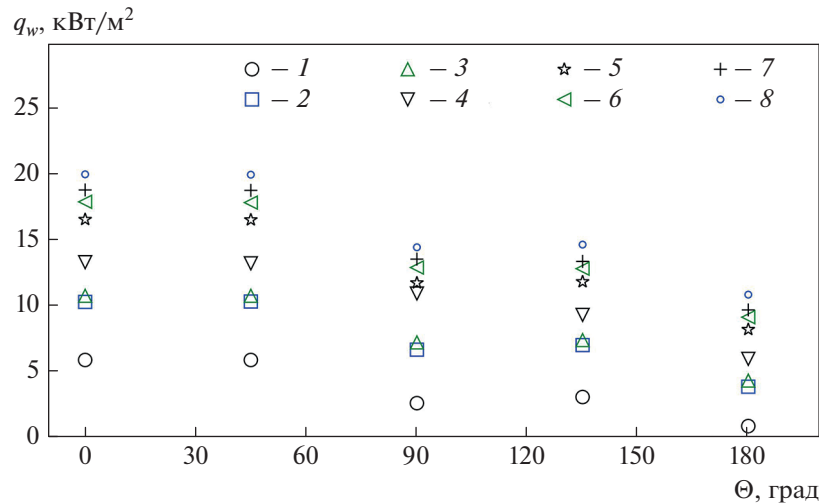
Для моделирования турбулентного переноса использовалась SST-модель Menter [18], рекомендованная в [13].

На входе задавались параметры, соответствующие турбулентному движению насыщенного пара, предварительно рассчитанные в предположении стабилизированного течения. На стенке трубы устанавливались условия прилипания. На выходе из трубы принимались стандартные выходные граничные условия для давления с учетом гидростатического столба вдоль вертикального диаметра трубы. Граничные условия для уравнения энергии на охлаждаемой стенке обсуждаются в следующем разделе.

Детальное описание математической модели, включающее и модели турбулентности, процедуры выбора характерных размеров сетки вблизи охлаждаемой стенки, результаты верификации и др., приводится в работах [10, 13]. Все расчеты выполнены в исследовательском CFD-коде ANES (<http://anes.ch12655.tmweb.ru/>).

## ОБСУЖДЕНИЕ ВИДА ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА СТЕНКЕ ТРУБЫ

При моделировании конденсации на стенке горизонтальной трубы используют граничные условия в виде заданных температуры стенки  $T_w$



**Рис. 2.** Распределения  $q_w$  по внутреннему периметру трубы для разных средних плотностей теплового потока  $q_{w,ave}$ , полученные обработкой данных [8] при  $x = 0.24$  и  $m_0 = 43 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .  
 $q_{w,ave}$ , кВт/м<sup>2</sup>: 1 – 3.6; 2 – 7.7; 3 – 8.1; 4 – 10.7; 5 – 13.1; 6 – 14.2; 7 – 14.9; 8 – 16.1

[14, 17] или плотности теплового потока  $q_w$  [19–21]. Выбор плотности теплового потока в качестве граничного условия весьма удобен, так как, по сути, обеспечивает изменение расходного массового паросодержания  $x$  по длине канала, близкое к экспериментальному, и позволяет легко выполнить сравнение расчетных и экспериментальных данных (некоторые различия между балансовыми и истинными значениями  $x$  из-за переохлаждения конденсата, как правило, невелики). Подобный подход в некоторой мере обоснован для вертикальных каналов из-за наличия осевой симметрии, особенно если существует возможность учесть неоднородность теплового потока по длине канала [13]. Однако применительно к задаче о конденсации пара в горизонтальной трубе распределение плотности теплового потока по периметру трубы крайне неоднородно из-за существенного изменения локальных коэффициентов теплоотдачи по периметру трубы. Как отмечалось в начале статьи, прямые данные об измерении локальных характеристик в литературе встречаются очень редко. В недавно появившейся работе [8] авторы представили информацию о локальных коэффициентах теплоотдачи в зависимости от локальной плотности теплового потока при разных углах, отсчитываемых от вертикальной оси канала. На основе указанных данных на рис. 2 построены распределения коэффициентов теплоотдачи по периметру трубы для разных средних плотностей теплового потока. Такое распределение наглядно демонстрирует заметную неоднородность теплоотдачи по периметру трубы.

Для уточнения граничных условий на внутренней поверхности трубы в настоящей работе было выполнено решение модельной двумерной

задачи о распределении температуры в медном кольце  $38 \times 3 \text{ мм}$  (рис. 3). На внешней образующей кольца были заданы постоянные коэффициент теплоотдачи к охлаждающей воде  $5 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  и ее температура  $80^\circ\text{C}$ . На фрагменте внутренней образующей кольца, соответствующем стекающей тонкой жидкой пленке при конденсации, приближенно моделировались условия, соответствующие конденсации пара хладона R113 при  $0.5 \text{ МПа}$  ( $T_{sat} = 379 \text{ К}$ ). С этой целью для  $0 \leq \Theta \leq 135^\circ$  было задано распределение коэффициента теплоотдачи, соответствующее решению Нуссельта задачи о конденсации на криволинейной поверхности при  $\Delta T = 10 \text{ К}$ . При углах  $\Theta$  от  $135$  до  $180^\circ$  рассматривались три варианта: I – решение Нуссельта остается справедливым, II – при  $\Theta = 135^\circ$  коэффициент теплоотдачи скачком уменьшается в 2 раза и остается постоянным до  $\Theta = 180^\circ$ , III – образующая кольца “омывается” ручейком конденсата. Поверхность ручейка горизонтальная, а коэффициент теплоотдачи равен значению  $\lambda/\delta$ , где  $\delta$  – расстояние от текущей точки внутренней образующей кольца до “поверхности” ручейка, измеренное по вертикали. Последнее распределение являлось умышленно утрированным и в некотором смысле предельным, так как соответствовало практически адиабатному участку внутренней образующей при  $135 \leq \Theta \leq 180^\circ$ . Температурное поле в кольце для варианта III представлено на рис. 3 ( $d_{out}$  – внешний диаметр).

Видно, что, несмотря на незначительный перепад температур в радиальном направлении (несколько десятых градуса), неоднородность температуры в угловом направлении значительна и достигает 10% разности между температу-

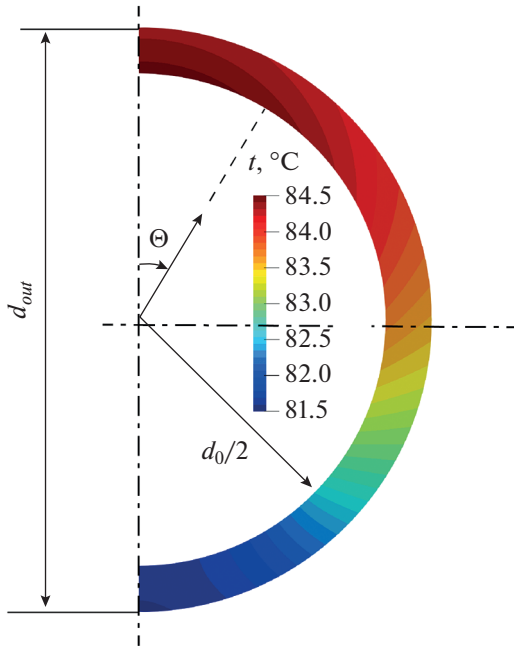


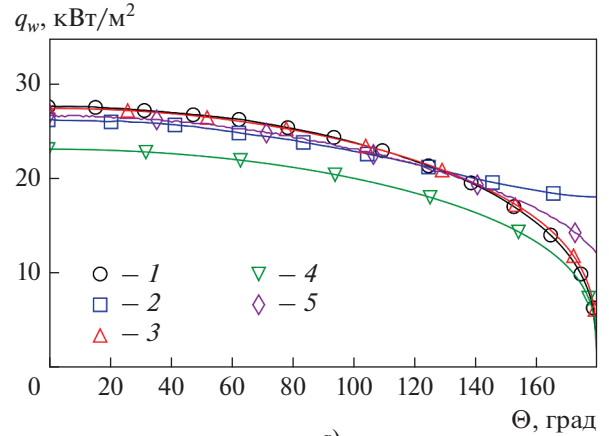
Рис. 3. Поле температуры в медном кольце

рой насыщения и температурой охлаждающей воды  $\Delta T_{cw}$ . На рис. 4 показаны распределения плотностей теплового потока на внутренней и внешней образующих кольца для рассмотренных вариантов. Для сравнения на рис. 4 приведены также кривые распределений плотностей теплового потока на внутренней образующей кольца, рассчитанные по соотношению

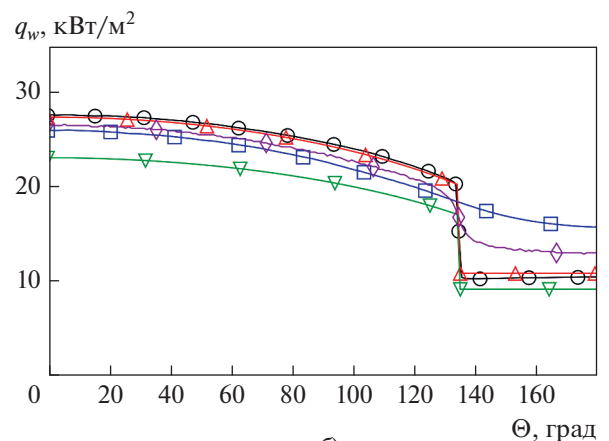
$$q_{w,in}(\Theta) = \frac{T_{sat} - T_{cw}}{\frac{1}{\alpha(\Theta)} + \frac{d_0}{2\lambda_w} \ln\left(\frac{d_{out}}{d_0}\right) + \frac{d_0}{\alpha_{cw}d_{out}}} = \frac{T_{sat} - T_{cw}}{\frac{1}{\alpha(\Theta)} + \frac{1}{k_w}},$$

где  $\alpha(\Theta)$  – заданные распределения коэффициента теплоотдачи на внутренней образующей кольца, Вт/(м<sup>2</sup> · К);  $\lambda_w$  – теплопроводность стенки, Вт/(м · К);  $\alpha_{cw}$  – коэффициент теплоотдачи к охлаждающей воде, Вт/(м<sup>2</sup> · К);  $k_w$  – коэффициент теплопередачи от внутренней образующей кольца к охлаждающей жидкости, Вт/(м<sup>2</sup> · К).

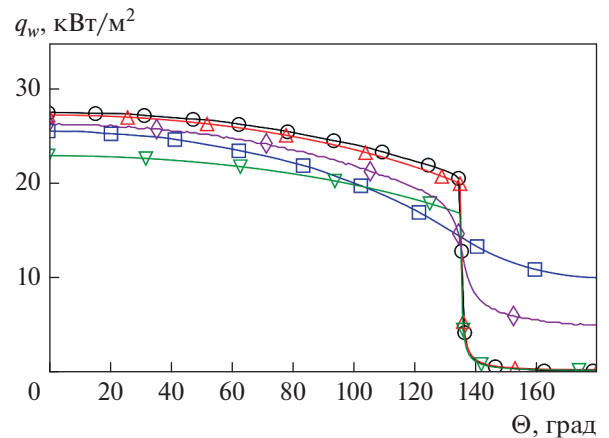
Видно, что распределения  $q_{w,in}(\Theta)$ , рассчитанные по формуле для одномерного приближения, хорошо согласуются с распределениями, полученными в результате решения модельной двумерной задачи. Распределения же плотностей тепловых потоков на внешней образующей кольца, соответствующие одномерной и двумерной задачам, различаются даже качественно. Ярко выраженная на рис. 4, б и в немонотонность по



а)



б)



в)

Рис. 4. Распределения плотностей теплового потока вдоль образующих медного кольца при различных вариантах задания граничных условий на внутренней поверхности: I (а), II (б) и III (в).

Результаты решения двумерной модельной задачи: 1 – внутренняя образующая; 2 – внешняя образующая; результаты расчетов по одномерной модели: 3 – внутренняя образующая; 4 – внешняя образующая; 5 – внутренняя образующая, оценка в соответствии с экспериментальной методикой [8]

углу радиальной компоненты плотности теплового потока на внутренней образующей кольца при увеличении радиуса сглаживается благодаря азимутальной теплопроводности, что, разумеется, не учитывается в одномерном приближении.

В упомянутой ранее работе [8] конденсация изучалась в толстостенной латунной трубе внутренним и внешним диаметром 17 и 80 мм соответственно. Распределение плотности теплового потока на внутренней поверхности трубы определялось в предположении отсутствия азимутальных перетоков тепла по измеренным температурам стенки в точках, находящихся на одном радиусе и окружностях диаметрами 24 и 73 мм при пяти фиксированных значениях угловой координаты. Применение подобной методики расчета плотности теплового потока на внутренней поверхности медного кольца, изображенного на рис. 3, также отражено на рис. 4 в виде кривой 5. Можно отметить, что методика [8] приводит к неплохому соответствию рассчитанной плотности теплового потока точному решению (кривая 1) в области  $0 \leq \Theta \leq 135^\circ$ , но при больших углах (в зоне ручейка) рассогласование становится тем более заметным, чем меньше коэффициент теплоотдачи при конденсации. Возможно, этим объясняются качественно более монотонные кривые экспериментально определенных в [8] плотностей теплового потока на внутренней поверхности трубы с ростом  $\Theta$  (см. рис. 2) по сравнению с кривыми 1 и 3, изображенными на рис. 4. К сожалению, воспроизвести результаты [8] с учетом материала трубы и расположения заложенных термодатчиков не представляется возможным вследствие отсутствия в публикации необходимых данных, включая марку хладона, на котором получены опытные точки (см. рис. 2).

С учетом представленных результатов решения модельной задачи в дальнейшем при моделировании процессов конденсации на внутренней поверхности стенки охлаждаемого участка трубы задавались коэффициент теплопередачи к охлаждающей воде  $k_w$  и ее температура  $T_{cw}$ . В начальный момент времени  $T_{cw}$  считалась равной температуре насыщения и затем в течение первых 0.5 с снижалась до заданного значения. Данная процедура позволяла предотвратить превращение “выходной” границы трубы во “входную” (возникновение обратного течения в выходном сечении трубы) из-за интенсивной конденсации на начальном этапе расчета.

#### РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ

Существует значительное количество карт для определения режимов течения при конденсации пара в горизонтальных трубах. Детальный анализ

различных подходов к определению режимов течения можно найти в обзорах [22, 23]. Между рекомендациями наблюдаются значительные рассогласования, и большинство карт режимов течения можно считать надежными только для ограниченной группы теплоносителей и диапазона режимных параметров. Помимо указанных обстоятельств наблюдается и некоторый субъективный фактор в классификации режимов. Наиболее физически обоснованные методики расчета коэффициента теплоотдачи при конденсации в горизонтальных каналах часто основываются на применении карты режимов течения для определения локальной структуры потока и выбора той или иной модели. Понятно, что ошибки в установлении границ режимов течения в таком случае приводят и к значительным ошибкам в расчетах коэффициентов теплоотдачи.

В [5] представлено детальное сравнение предложенной авторами карты режимов течения с существующими данными и показано, что используемый ими подход качественно согласуется с результатами известных наблюдений. Карта режимов, построенная на основе методики из работы [5], для конденсации фреона R113 в трубе диаметром 32 мм представлена на рис. 5.

Видно, что выбранные в настоящей работе режимные параметры  $m_0 = 50\text{--}150 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  соответствуют расслоенному и расслоенному волновому режимам течения при всех значениях расходного массового паросодержания  $x$ .

Недавно авторы [22] предложили новый подход к определению границ режимов течения, при котором режимы делятся на три большие группы: кольцевой режим течения, переходный и расслоенный. Критерием служит отношение сил инерции к силам тяжести. Данный подход качественно схож с методикой из [24]. На рис. 6 приведена карта режимов течения для рассматриваемого

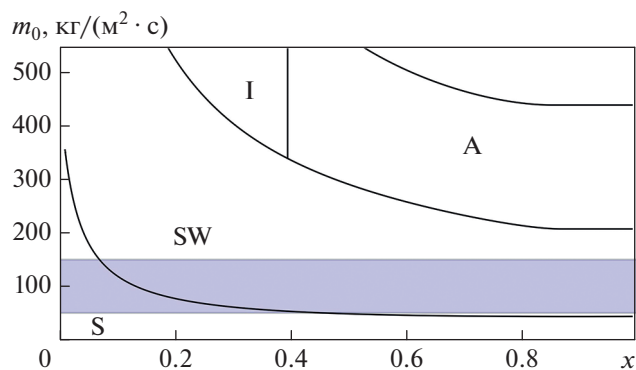
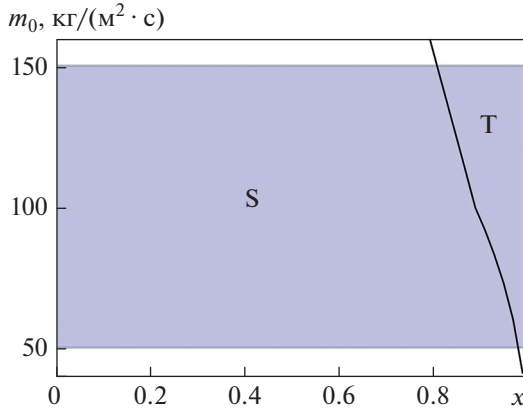
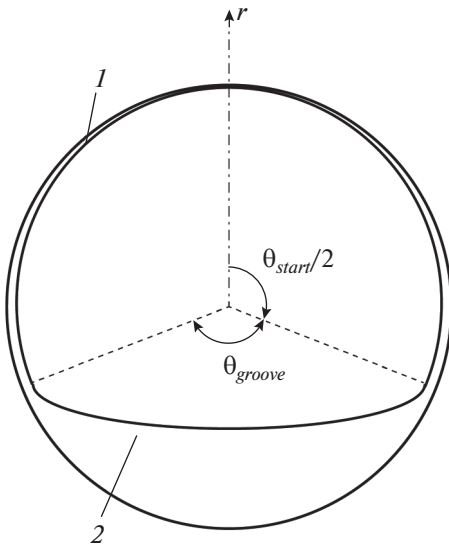


Рис. 5. Карта режимов при конденсации фреона R113 в трубе диаметром 32 мм, построенная на основе методики из работы [5]. Режим: S – расслоенный; SW – расслоенный волновой; I – эмульсионный; А – кольцевой



**Рис. 6.** Карта режимов для конденсации фреона R113 в трубе диаметром 32 мм, построенная на основе методики из работы [22] (плотность теплового потока 50 кВт/м<sup>2</sup>). Режимы: S – расслоенный, T – переходный



**Рис. 7.** Схема расслоенного течения и углы, характеризующие распределение фаз в поперечном сечении канала. 1 – тонкая пленка конденсата; 2 – ручеек конденсата

диапазона массовых скоростей, построенная по методике из работы [22].

Видно, что представленные карты режимов достаточно хорошо согласуются между собой и для рассматриваемых режимных параметров реализуется расслоенный или расслоенный волновой режим течения.

На рис. 7 приведена схема расслоенного течения и показаны углы  $\theta_{strat}$  и  $\theta_{groove}$ , характеризующие распределение фаз в поперечном сечении канала.

Следует несколько подробнее рассмотреть методики, которые будут использоваться в дальнейшем для сравнения.

В [5] истинное объемное паросодержание  $\varphi_{LM}$  вычисляется по соотношению

$$\varphi_{LM} = \frac{\varphi_H - \varphi_{RA}}{\ln\left(\frac{\varphi_H}{\varphi_{RA}}\right)}, \quad (5)$$

где  $\varphi_H$  – истинное объемное паросодержание, вычисляемое по соотношению для гомогенной модели

$$\varphi_H = \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)\right]^{-1},$$

а  $\varphi_{RA}$  – истинное объемное паросодержание, определяемое по модели, учитывающей скользящие фаз:

$$\varphi_{RA} = \frac{x}{\rho_g} \left\{ \left[1 + 0.12(1-x)\right] \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l}\right) + 1.18(1-x) \frac{(g\sigma\Delta\rho)^{1/4}}{m_0\sqrt{\rho_l}} \right\}^{-1}. \quad (6)$$

Считается, что вся жидкость сосредоточена в ручейке. Опираясь на геометрические характеристики идеализированного ручейка, угол  $\theta$  вычисляют по уравнению

$$2\pi(1 - \varphi_{LM}) = (2\pi - \theta) - \sin(2\pi - \theta).$$

Если режим течения, определяемый по карте режимов [5] (см. рис. 5), является расслоенным, то  $\theta_{strat} = \theta$ . Для расслоенного волнового режима

$$\theta_{strat} = \theta \left( \frac{m_{0,wavy} - m_0}{m_{0,wavy} - m_{0,strat}} \right)^{0.5},$$

где  $m_{0,strat}$ ,  $m_{0,wavy}$  – границы режимов при заданном  $x$ .

Характерная “глубина” ручейка  $\delta_{bot}$  рассчитывается по соотношению

$$\frac{\pi d_0^2}{4} (1 - \varphi_{LM}) = \frac{2\pi - \theta_{strat}}{8} \left[ d_0^2 - (d_0 - 2\delta_{bot})^2 \right].$$

Коэффициент теплоотдачи в зоне ручейка определяется по выражению

$$\alpha_{bot} = 0.003 \text{Re}_l^{0.74} \text{Pr}_l^{0.5} \frac{\lambda_l}{\delta_{bot}} f_i;$$

$$\text{Re}_l = \frac{4m_0(1-x)\delta_{bot}}{(1-\varphi_{LM})\mu_l},$$

где  $\text{Re}$  – число Рейнольдса;  $\text{Pr}$  – число Прандтля;  $f_i$  – коэффициент интенсификации теплообмена при развитии волн на поверхности ручейка.

Для расчета  $f_i$  используется формула

$$f_i = 1 + \left(\frac{u_g}{u_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\Delta\rho g \delta_{bot}^2}{\sigma}\right)^{0.25} \left(\frac{m_0}{m_{0, strat}}\right), \quad (7)$$

где  $u_g = \frac{m_0 x}{\rho_g \Phi_{LM}}$ ,  $u_l = \frac{m_0 (1-x)}{\rho_l (1-\Phi_{LM})}$  – истинные скорости фаз, м/с.

Коэффициент теплоотдачи на части трубы, покрытой тонкой стекающей пленкой конденсата, предлагается оценивать по соотношению, следующему из решения Нуссельта:

$$\alpha_{up} = 0.728 \left(\frac{\rho_l \Delta\rho g h_g \lambda_l^3}{\mu_l d_0 \Delta T}\right)^{0.25}. \quad (8)$$

Площадь проходного сечения ручейка  $F_{bot}$  и его периметр  $\Pi_{bot}$  находятся из условия, что вся жидкость движется в ручейке:

$$F_{bot} = \frac{d_0^2}{8} [\theta_{groove} - \sin(\theta_{groove})];$$

$$\Pi_{bot} = d_0 \left[ \frac{\theta_{groove}}{2} + \sin\left(\frac{\theta_{groove}}{2}\right) \right].$$

В работе [3] для определения угла  $\theta_{groove}$  рекомендуется использовать соотношение

$$\theta_{groove} = 2 \arccos \left[ 1 - 4.2 Fr^{0.33} \left(\frac{\sigma}{\rho_l g d_0^2}\right)^{0.25} \right],$$

где  $Fr = \frac{m_0 (1-x)}{4\rho_l (g d_0)^{0.5}}$  – число Фруда.

Гидравлический диаметр ручейка определяется по формуле  $d_{bot} = 4F_{bot}/\Pi_{bot}$ . Число Рейнольдса и коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{bot}$  рассчитываются следующим образом:

$$Re_{bot} = \frac{m_0 (1-x) F_0}{F_{bot} \mu_l};$$

$$\alpha_{bot} = 0.918 Re_{bot}^{0.3075} Pr_l^{0.5} \frac{\lambda_l}{d_{bot}}.$$

Для расчета коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{up}$ , так же как и в [5], предлагается использовать выражение (8).

Согласно методике, изложенной в [4], истинное объемное паросодержание рассчитывается по методу, предложенному в работе [25]:

$$\varphi_z = \left[ 1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{2/3} \right]^{-1}, \quad (9)$$

а угол  $\theta_{strat}$  определяется по соотношению

$$\theta_{strat} = 2[\pi - \arccos(2\varphi_z - 1)].$$

Коэффициент теплоотдачи в области ручейка предлагается рассчитывать по формулам

$$\alpha_{bot} = \frac{\lambda_l}{d_0} 0.0195 Re_l'^{0.8} Pr_l^{0.4} \psi(X_{II});$$

$$Re_l' = \frac{m_0 (1-x) d_0}{\rho_l v_l}; \quad \psi(X_{II}) = \sqrt{1.376 + \frac{c_1}{X_{II}^{c_2}}};$$

$$X_{II} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9},$$

где  $v_l$  – кинематический коэффициент вязкости жидкой фазы, м<sup>2</sup>/с.

Если  $Fr_l = m_0^2 / (\rho_l^2 g d_0) < 0.7$ , то  $c_1 = 4.172 + 5.48 Fr_l - 1.564 Fr_l^2$ ,  $c_2 = 1.773 - 0.169 Fr_l$ ; если  $Fr_l \geq 0.7$ , то  $c_1 = 7.242$ ,  $c_2 = 1.655$ .

Коэффициент теплоотдачи в области стекающей тонкой пленки конденсата определяется по выражению

$$\alpha_{up} = \frac{0.23 Re_{g.o}^{0.12} \left(\frac{\rho_l \Delta\rho g h_g \lambda_l^3}{\mu_l d_0 \Delta T}\right)^{0.25}}{1 + 1.11 X_{II}^{0.58}}; \quad Re_{g.o} = \frac{m d_0}{\mu_g}.$$

Указанные соотношения авторы рекомендуют применять при числах Фруда  $Fr_{g.o} < 20$  (зависимости для определения  $Fr_{g.o}$  представлены в [4]). В настоящей работе только для небольшого по длине участка канала при максимальном значении массовой скорости число Фруда оказывалось несколько больше 20, поэтому соотношения для  $Fr_{g.o} > 20$  не представлены.

В работе [7] авторы на основе собственных данных предложили методику расчета, схожую с методикой из [4]. Объемная доля рассчитывается по (6). Коэффициент теплоотдачи на части поверхности трубы, смоченной тонкой пленкой конденсата, определяется по формуле

$$\alpha_{up} = \frac{0.02 Re_{g.o}^{0.318} \left(\frac{\rho_l \Delta\rho g h_g \lambda_l^3}{\mu_l d_0 \Delta T}\right)^{0.25}}{1 + 1.11 X_{II}^{0.775}},$$

а коэффициент теплоотдачи для области, занятой ручейком, – по выражению

$$\alpha_{bot} = \frac{\lambda_l}{d_0} 0.033 Re_l'^{0.8} Pr_l^{0.33} \left[ 1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5} \frac{x}{1-x} \right]^{0.8} \times \left[ \frac{\cos(\theta_{groove}/2)}{\cos\varphi} \right]^{1.31}, \quad (10)$$

$\varphi$  – угол, отсчитываемый от нижней образующей.

Последним множителем в (10) авторы [7] учитывают неоднородность распределения коэффициента теплоотдачи в области ручейка.



Для нахождения среднего коэффициента теплоотдачи указанные коэффициенты теплоотдачи усредняются по периметру трубы.

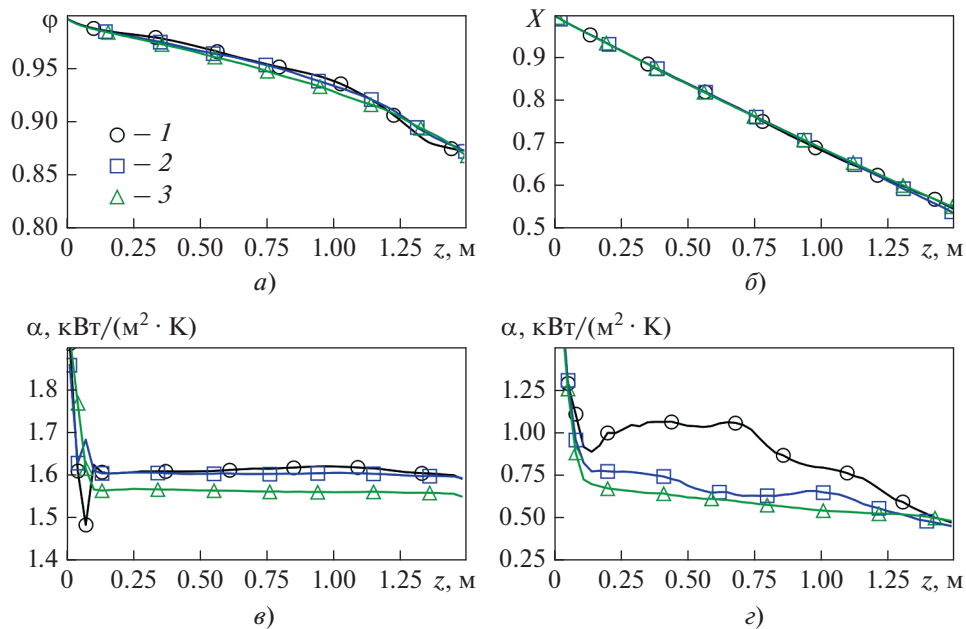
Следует отметить, что в работах [3, 5] коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности трубы, омываемой тонкой пленкой конденсата, определяется по формуле Нуссельта для среднего коэффициента теплоотдачи на горизонтальном цилиндре. При этом не учитывается, что среднее значение коэффициента теплоотдачи при углах  $0 < \Theta < \theta_{strat}/2$  больше, чем среднее значение для всей поверхности. Так, среднее значение коэффициента теплоотдачи при углах от нуля до  $\pi/2$  больше среднего значения для всей поверхности на 18%, а при углах от нуля до  $3\pi/4$  – на 12%.

### ТЕСТИРОВАНИЕ СЕТОЧНОЙ НЕЗАВИСИМОСТИ

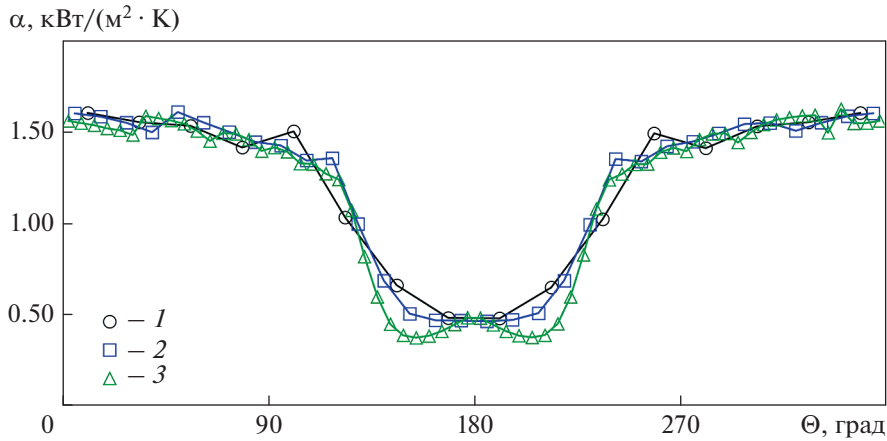
Влияние сетки на результаты расчета было изучено при решении двумерной осесимметричной задачи в работе [13]. Было показано, что возникновение и характер рассчитанных волновых структур на поверхности пленки зависят от продольного размера  $\Delta z$  ячеек (контрольных объемов – КО) сетки. При значениях  $\Delta z$ , равных 4–6 капиллярным постоянным, волны не возникали и наблюдалась картина сеточной независимости решения, т.е. слабое изменение локальных характеристик теплоотдачи при изменении размера сетки. Однако при дальнейшем уменьшении размера сетки до 0.5 капиллярной постоянной и менее на поверхности пленки наблюдались волны. Появление волн существенно сказывалось на

рассчитанном значении перепада давления, в то время как значение коэффициента теплоотдачи практически не изменялось. С учетом данных эффектов и ресурсоемкости трехмерных расчетов в настоящей работе для тестирования сеточной независимости были выполнены расчеты на трех сетках. Базовая сетка содержала 32 контрольных объема по угловой координате, продольный шаг сетки  $\Delta z$  соответствовал 10 капиллярным постоянным, количество КО, приходящихся на характерную толщину тонкой пленки конденсата, равнялось 10, при удалении от стенки размеры КО увеличивались в геометрической прогрессии с коэффициентом 1.1. Размеры ячеек грубой сетки были в 2 раза больше по всем координатам. Детальная сетка содержала в 2 раза большее количество КО по угловой координате и в 1.5 раза большее число КО вдоль аксиальной и радиальной координат. Рассматривался режим с конденсацией насыщенного пара фреона R113 при 0.5 МПа, массовой скорости  $100 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$  и  $\Delta T_{cw} = T_{sat} - T_{cw} = 30 \text{ К}$ .

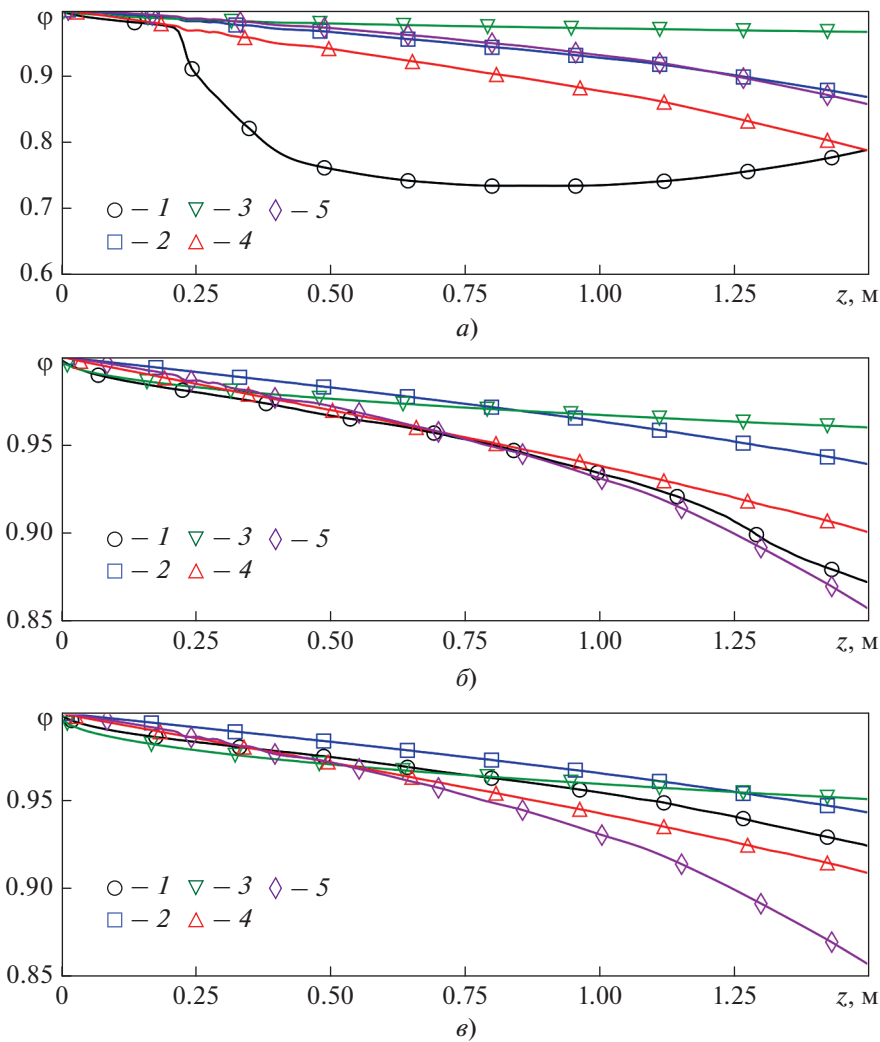
На рис. 8 представлены распределения объемной доли, массового расходного паросодержания и коэффициентов теплоотдачи на верхней и нижней образующих по длине канала, рассчитанных с использованием разных сеток. Распределения локального коэффициента теплоотдачи по периметру трубы при  $x = 0.56$  показано на рис. 9. Видно, что базовая сетка обеспечивает вполне приемлемую сеточную независимость полученных результатов. Средний коэффициент теплоотдачи для базовой сетки отличается от значений для грубой и детальной сеток не более чем на 2%.



**Рис. 8.** Распределения объемной доли (а), расходного массового паросодержания (б) и коэффициентов теплоотдачи на верхней (в) и нижней образующих (г) по длине канала. Сетка: 1 – грубая; 2 – базовая; 3 – детальная



**Рис. 9.** Распределение локального коэффициента теплоотдачи по периметру трубы при конденсации хладона R113 [ $x = 0.56$ , давление 0.5 МПа, массовая скорость  $100 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ,  $\alpha_{cw} = 5 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  и  $\Delta T_{cw} = 30 \text{ К}$ ]. Сетка: 1 – грубая; 2 – базовая; 3 – детальная



**Рис. 10.** Изменение истинной объемной доли пара по длине канала при конденсации R113 ( $p = 0.5 \text{ МПа}$ ;  $\Delta T_{cw} = 30 \text{ К}$ ). Массовая скорость  $m_0$ ,  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ : а – 50; б – 100; в – 150. 1 – результаты моделирования; результаты расчетов: 2, 4, 5 – по формулам (5), (6) и (9) соответственно; 3 – по методике из [3]

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Выполнено моделирование конденсации насыщенного пара хладагента R113 при 0.5 МПа и массовых скоростях в диапазоне 50–150 кг/(м<sup>2</sup> · с) в трубе длиной 1.5 м при  $\alpha_{cw} = 5$  кВт/(м<sup>2</sup> · К) и температуре  $\Delta T_{cw}$ , варьируемой от 15 до 50 К. На рис. 10 показано изменение истинного объемного паросодержания по длине канала при  $\Delta T_{cw} = 30$  К. Следует отметить достаточно хорошее согласие результатов моделирования и расчета по уравнению (6) для значений массовой скорости 100 и 150 кг/(м<sup>2</sup> · с). Для наименьшего значения плотности потока массы 50 кг/(м<sup>2</sup> · с) серьезные отличия наблюдаются из-за формирования гидравлического скачка в начале трубы. Это привело к крайне продолжительному выходу на квазистационарный режим при моделировании (потребовалось около 60 с вместо 10 с для двух других значений массовой скорости).

Стоит отметить, что в довольно старой работе [26] переход от расслоенного волнового режима к снарядному объясняется появлением гидравлического скачка, частичным перекрытием сечения канала жидкостью и возникновением паровых снарядов из-за локального повышения истинной скорости пара. В численном эксперименте, проведенном в рамках данной статьи, при плотности потока массы равной 50 кг/(м<sup>2</sup> · с) перехода к снарядному режиму не произошло, при этом локальный рост скорости достигал 30%, т.е. падение скорости из-за конденсации было меньше, чем ее повышение из-за снижения истинной объемной доли пара. На рис. 11 показано изменение положения межфазной границы в окрестности гидравлического скачка.

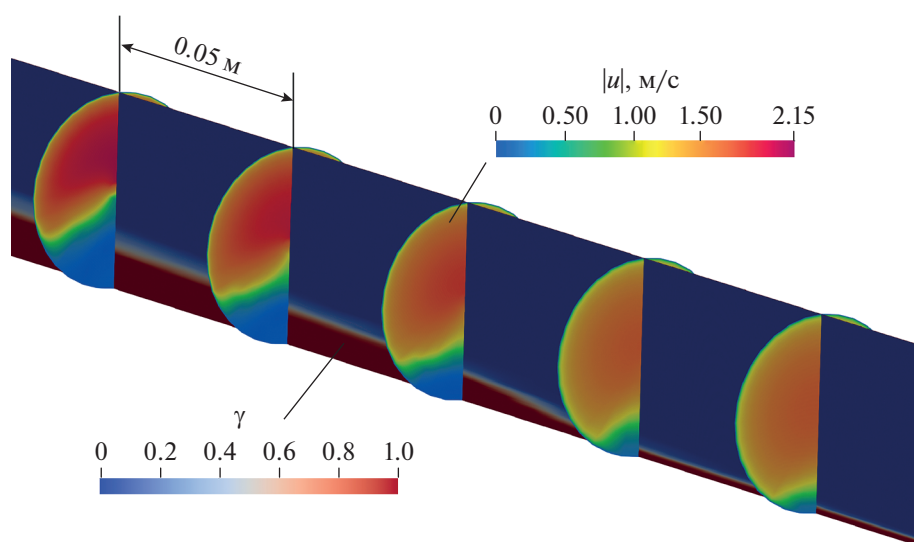
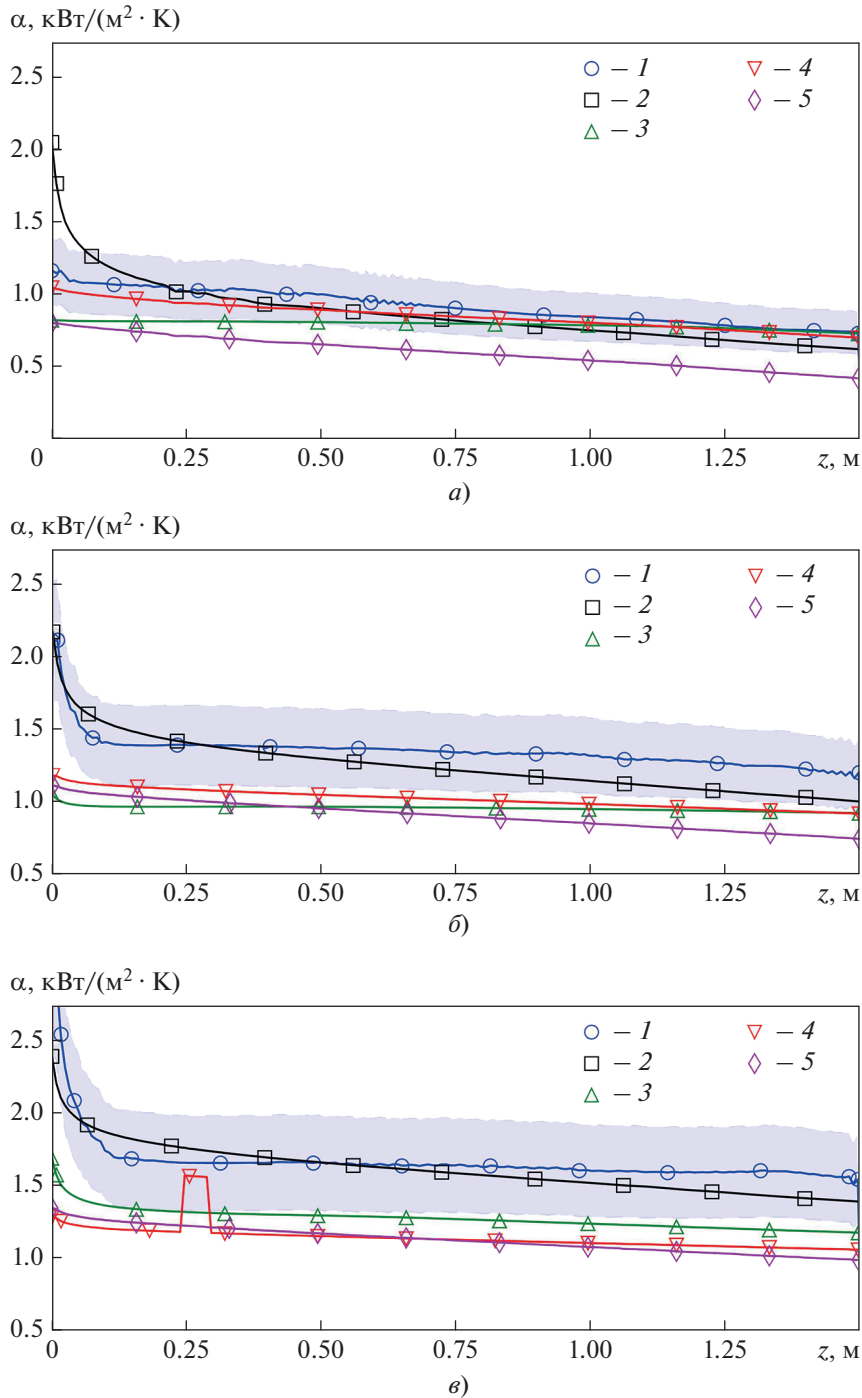


Рис. 11. Поля модуля скорости и объемной доли жидкой фазы в вертикальной секущей плоскости в окрестности гидравлического скачка при конденсации хладагента R113 [ $p = 0.5$  МПа,  $m_0 = 50$  кг/(м<sup>2</sup> · с)]

На рис. 12 приведены данные о распределении коэффициента теплоотдачи по длине канала, полученные при моделировании, и результаты расчетов по различным методикам, в том числе и по последней версии методики Shah [27, 28]. Методики из [3, 4] приводят к схожим (между этими работами) результатам, поэтому итоги расчета по методике из [3] на рис. 12 не представлены.

Видно, что при массовой скорости 50 кг/(м<sup>2</sup> · с) результаты, полученные с использованием большинства методик, за исключением [7], согласуются с расчетными данными. С увеличением массовой скорости только с помощью методики из работ [27, 28] отслеживается рост значений коэффициента теплоотдачи, и они согласуются с результатами численного моделирования. Скачок для методики [4] (см. рис. 12, в) связан с переходом числа Фруда  $Fr_{g,o}$ , отвечающего за смену режимов, в область значений, соответствующих кольцевому режиму течения. При этом в [4] отмечено, что в диапазоне чисел Фруда от 10 до 20 разные группы экспериментальных данных демонстрируют различные тенденции и сделать однозначный выбор граничного значения  $Fr_{g,o}$  довольно трудно. Опираясь на статистику, авторы [4] рекомендуют использовать соотношения для расслоенного течения вплоть до числа Фруда равного 20. В качестве примера на рис. 13 показано распределение коэффициента теплоотдачи по периметру трубы при массовой скорости 150 кг/(м<sup>2</sup> · с) и  $x = 0.7$ . Видно, что полученные в результате моделирования значения коэффициентов теплоотдачи на части периметра, занятой тонкой пленкой конденсата, существенно выше значений, предсказываемых различными методиками. Наиболее



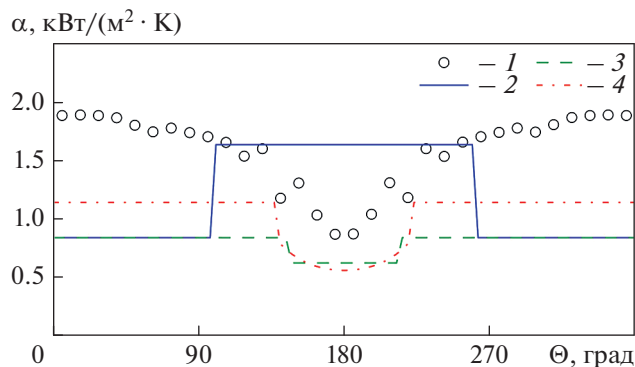
**Рис. 12.** Распределения средних по периметру коэффициентов теплоотдачи по длине канала при конденсации хладона R113 ( $p = 0.5$  МПа,  $\Delta T_{св} = 30$  К).

Массовая скорость потока  $m_0$ , кг/(м<sup>2</sup> · с): а – 50; б – 100; в – 150.

1 – результаты моделирования (затонированная область – диапазон  $\pm 20\%$ ); результаты расчетов по методикам: 2 – [27, 28]; 3 – [6]; 4 – [4]; 5 – [7]

существенное расхождение наблюдается для методик из [3, 6], в которых постулируется, что на данной части смоченного периметра справедливо решение Нуссельта, т.е. движение пара никак не

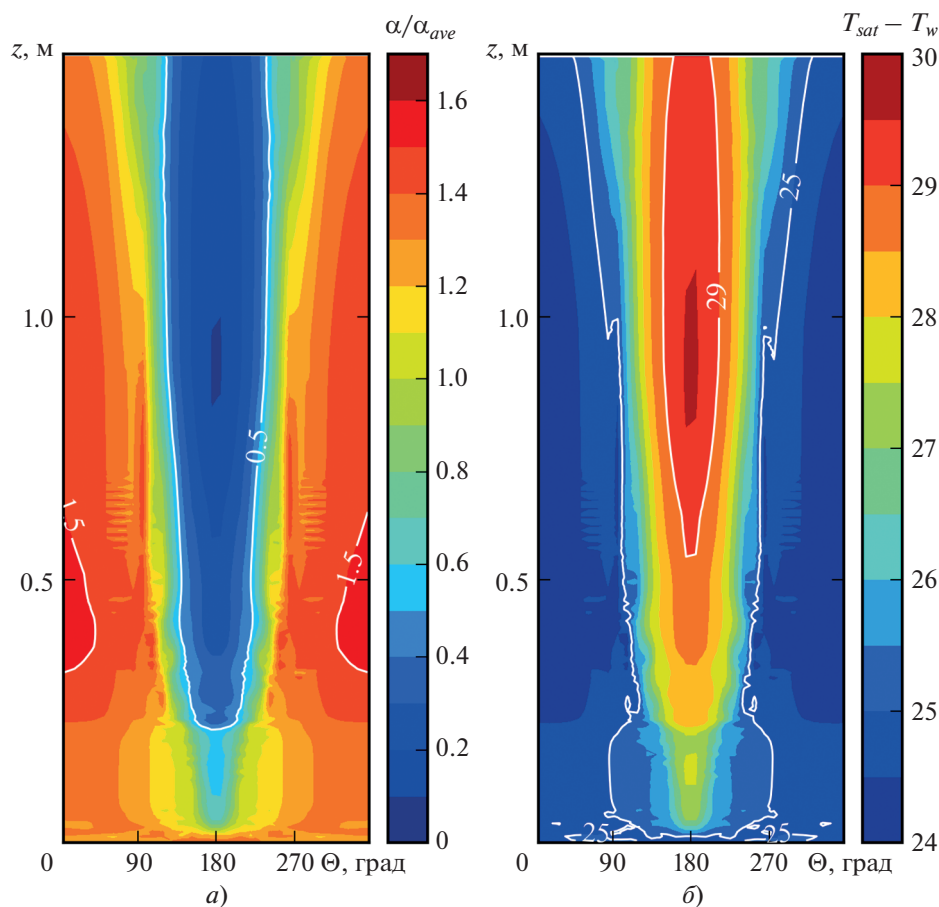
влияет на коэффициент теплоотдачи. Стоит отметить, что распределения, полученные по методикам из работ [3, 7], качественно лучше согласуются с данными численного моделирования. В



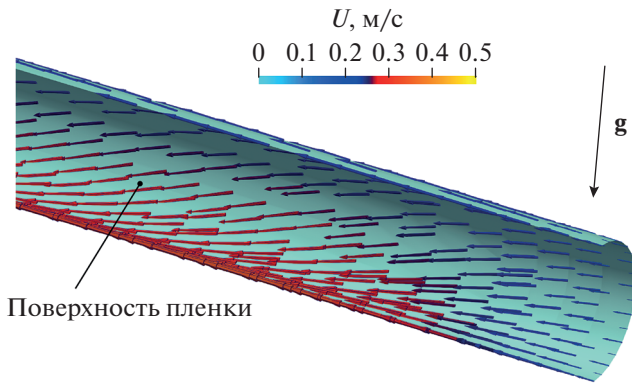
**Рис. 13.** Распределения коэффициентов теплоотдачи по периметру трубы при конденсации хладона R113 [ $p = 0.5$  МПа,  $\Delta T_{cw} = 30$  К,  $m_0 = 150$  кг/( $m^2 \cdot c$ ),  $x = 0.7$ ]. 1 – результаты моделирования; расчет по модели из работы: 2 – [6]; 3 – [3]; 4 – [7]

методике из [6] поправка  $f_i$  [формула (7)], учитывающая интенсификацию, возникающую из-за образования волн на межфазной границе, существенно больше единицы и приводит к значительному завышению интегрального коэффициента теплоотдачи.

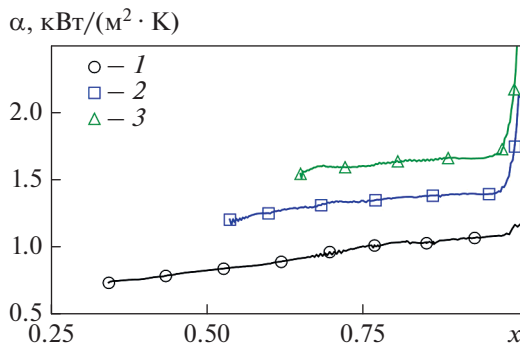
Для варианта с массовой скоростью  $100$  кг/( $m^2 \cdot c$ ) на рис. 14 представлены двумерные поля (развертки по внутренней поверхности трубы) локального коэффициента теплоотдачи, нормированного на среднее значение по периметру трубы, и локального перепада температур  $\Delta T = T_{sat} - T_w$ , где  $T_w$  – температура стенки. Хорошо видно, как формирование все более “мощного” ручейка по длине трубы приводит к существенному снижению локальных коэффициентов теплоотдачи. Максимальный коэффициент теплоотдачи достигается на верхней образующей на расстоянии  $0.45$  м от входа в обогреваемый участок.



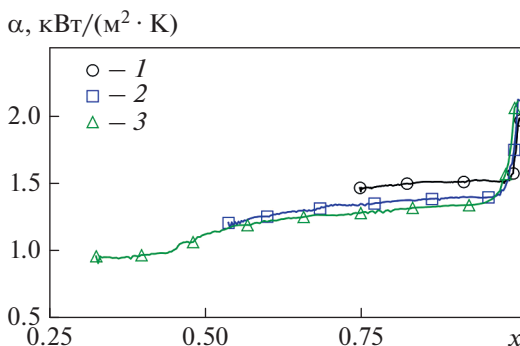
**Рис. 14.** Поля коэффициента теплоотдачи, нормированного на среднее значение, (а) и перепада температур  $\Delta T = T_{sat} - T_w$  на внутренней поверхности стенки трубки (б) при конденсации хладона R113 [ $p = 0.5$  МПа;  $m_0 = 100$  кг/( $m^2 \cdot c$ ),  $\Delta T_{cw} = 30$  К]



**Рис. 15.** Скорость  $U$  на поверхности пленки вблизи входа в охлаждаемый участок при конденсации хладона R113 [ $p = 0.5$  МПа,  $m_0 = 100$  кг/( $m^2 \cdot c$ ),  $\Delta T_{cw} = 30$  К]



**Рис. 16.** Зависимость коэффициента теплоотдачи от расходного массового паросодержания при конденсации хладона R113 [ $p = 0.5$  МПа,  $\Delta T_{cw} = 30$  К]. Массовая скорость  $m_0$ , кг/( $m^2 \cdot c$ ): 1 – 50; 2 – 100; 3 – 150



**Рис. 17.** Зависимость коэффициента теплоотдачи от расходного массового паросодержания при конденсации фреона R113 при 0.5 МПа [массовая скорость  $m_0 = 100$  кг/( $m^2 \cdot c$ )].  $\Delta T_{cw}$ , К: 1 – 15; 2 – 30; 3 – 50

Скорость на поверхности жидкой пленки ( $\varphi = 0.5$ ) приведена на рис. 15. Видно, что, за исключением небольшого начального участка, на котором реализуется кольцевой режим течения, угол между скоростью пленки и направлением движения потока равен примерно  $45^\circ$ , что свидетельствует о соизмеримости сил тяжести и инерции.

Рисунок 16 демонстрирует влияние массовой скорости на коэффициент теплоотдачи при фиксированном перепаде температур  $\Delta T_{cw} = 30$  К, а рис. 17 – влияние  $\Delta T_{cw}$  на коэффициент теплоотдачи при фиксированной массовой скорости  $100$  кг/( $m^2 \cdot c$ ).

Влияние массовой скорости и тепловой нагрузки на коэффициент теплоотдачи объясняется достаточно просто. При фиксированном  $x$  коэффициент теплоотдачи повышается с ростом  $m_0$  из-за усиления трения на межфазной поверхности и увеличения числа Рейнольдса ручейка. При этом наблюдается незначительное снижение коэффициента теплоотдачи с ростом перепада температур из-за увеличения характерной толщины пленки на части периметра, смоченного тонкой пленкой конденсата.

### ВЫВОДЫ

1. Результаты численного моделирования процессов конденсации хладона R113 в горизонтальном канале при массовых скоростях от 50 до 150 кг/( $m^2 \cdot c$ ) и сравнение их с результатами расчетов по существующим методикам свидетельствуют об эффективности применения реализованного в коде ANES метода VOF в сочетании с модифицированной в [13] моделью Lee для расчетов расслоенных и расслоенных волновых режимов течения конденсата.

2. Результаты решения модельной задачи показали, что при моделировании процессов конденсации на внутренней поверхности горизонтальной трубы следует использовать граничные условия в виде заданных коэффициента теплопередачи от внутренней стенки к охлаждающему теплоносителю и температуры этого теплоносителя. Характерный перепад температур по периметру трубы может достигать 10–15% перепада между температурами насыщения и стенки даже для медной стенки толщиной 3 мм, что препятствует заданию постоянной температуры как на внешней, так и на внутренней поверхности трубы.

3. Наилучшее согласие результатов моделирования методом VOF получено с результатами расчетов по методике Shah.

4. Согласно данным численного моделирования, при наименьшем значении плотности потока массы 50 кг/( $m^2 \cdot c$ ) возможно возникновение гидравлического скачка в начале трубы, что приведет к существенному уменьшению объемной доли пара в канале.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rifert V., Sereda V., Solomakha A.** Heat transfer during film condensation inside plain tubes. Review of theoretical research // *Heat Mass Transfer*. 2019. V. 55. Is. 11. P. 3041–3051.  
<https://doi.org/10.1007/s00231-019-02636-8>
2. **Heat transfer during film condensation inside plain tubes: Review of experimental research / V. Rifert, V. Sereda, V. Gorin, P. Barabash, A. Solomakha // Heat Mass Transfer. 2020. V. 56. Is. 3. P. 691–713.  
<https://doi.org/10.1007/s00231-019-02744-5>**
3. **Heat transfer during film condensation inside horizontal tubes in stratified phase flow / V. Sereda, V. Rifert, V. Gorin, O. Baraniuk, P. Barabash // Heat Mass Transfer. 2021. V. 57. Is. 2. P. 251–267.  
<https://doi.org/10.1007/s00231-020-02946-2>**
4. **Dobson M.K., Chato J.C.** Condensation in smooth horizontal tubes // *J. Heat Transfer*. 1998. V. 120. Is. 1. P. 193–213.  
<https://doi.org/10.1115/1.2830043>
5. **El Hajal J., Thome J.R., Cavallini A.** Condensation in horizontal tubes. Part 1: Two-phase flow pattern map // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46. Is. 18. P. 3349–3363.  
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00139-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00139-X)
6. **Thome J.R., El Hajal J., Cavallini A.** Condensation in horizontal tubes. Part 2: New heat transfer model based on flow regimes // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46. Is. 18. P. 3365–3387.  
[https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00140-6](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00140-6)
7. **Shen S., Wang Y., Yuan D.** Circumferential distribution of local heat transfer coefficient during steam stratified flow condensation in vacuum horizontal tube // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 114. P. 816–825.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.06.042>
8. **Prediction of effective heat transfer coefficients for vapour condensation inside horizontal tubes in stratified phase flow / V. Sereda, V. Rifert, V. Gorin, P. Barabash // Energetika. 2023. V. 68. Is. 1. P. 97–106.  
<https://doi.org/10.6001/energetika.v68i1.4861>**
9. **Hirt C.W., Nichols B.D.** Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys*. 1981. V. 39. P. 201–225.  
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
10. **Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А.** Моделирование методом VOF процессов конденсации неподвижного и движущегося насыщенного пара на поверхности горизонтальной трубы // *Теплоэнергетика*. 2023. № 3. С. 20–39.  
<https://doi.org/10.56304/S0040363623030050>
11. **Lee W.H.** A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling // *Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications*. Hemisphere Publishing, Washington DC, 1980.
12. **Kharangate C.R., Mudawar I.** Review of computational studies on boiling and condensation // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 108. Part A. P. 1164–1196.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.065>
13. **Моделирование процессов конденсации хладонов в вертикальных трубах методом VOF / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, А.В. Птахин // Теплоэнергетика. 2023. № 7. С. 70–87.  
<https://doi.org/10.56304/S0040363623070044>**
14. **Numerical study on R32 flow condensation in horizontally oriented tubes with U-bends / Z. Cao, H. Zhang, H. Mei, G. Yan, W. Chu, Q. Wang // Energies. 2022. V. 15. Is. 13. P. 4799.**
15. **Hossain Md. A., Onaka Y., Miyara A.** Experimental study on condensation heat transfer and pressure drop in horizontal smooth tube for R1234ze(E), R32 and R410A // *Int. J. Refrig*. 2012. V. 35. Is. 4. P. 927–938.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2012.01.002>
16. **Shah M.M.** A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1979. V. 22. Is. 4. P. 547–556.  
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(79\)90058-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(79)90058-9)
17. **Numerical study on condensation heat transfer of R290 inside a 4-mm-ID horizontal smooth tube / Y. Dai, S. Zhu, Y. Gui, S. Zou // J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng. 2022. V. 44. Is. 1. P. 2.  
<https://doi.org/10.1007/s40430-021-03313-w>**
18. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J*. 1994. V. 32. P. 1598–1605.
19. **Reddy N.V.S.M., Satyanarayana K., Venugopal S.** Influence of saturation temperature on pressure drop during condensation of R-134a inside a dimpled tube: A numerical study // *Theor. Found. Chem. Eng*. 2022. V. 56. Is. 3. P. 395–406.  
<https://doi.org/10.1134/S0040579522030125>
20. **Noori Rahim Abadi S.M.A., Mehrabi M., Meyer J.P.** Numerical study of steam condensation inside a long, inclined, smooth tube at different saturation temperatures // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 126. Part B. P. 15–25.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.05.136>
21. **Noori Rahim Abadi S.M.A., Meyer J.P., Dirker J.** Effect of inclination angle on the condensation of R134a inside an inclined smooth tube // *Chem. Eng. Res. Des*. 2018. V. 132. P. 346–357.  
<https://doi.org/10.1016/j.cherd.2018.01.044>
22. **Rifert V., Sereda V., Barabash P.** Heat transfer performance in heat exchangers with in-tube film condensation. Publishing House “European Scientific Platform”, 2022.  
<https://doi.org/10.36074/hrpihewitfc-monograph.2022>
23. **Van Rooyen E.** Time-fractional analysis of flow patterns during refrigerant condensation: Thesis ... for the degree of Masters in Engineering. Department of Mechanical and Aeronautical Engineering University of Pretoria, 2007.
24. **Jaster H., Kosky P.G.** Condensation heat transfer in a mixed flow regime // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1976. V. 19. Is. 1. P. 95–99.  
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(76\)90014-4](https://doi.org/10.1016/0017-9310(76)90014-4)
25. **Zivi S.M.** Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production // *J. Heat Transfer*. 1964. V. 86. Is. 2. P. 247–251. <https://doi.org/10.1115/1.3687113>
26. **Rashwan F.A., Soliman H.M.** The onset of slugging in horizontal condensers // *The Canadian J. Chem. Eng*. 1987. V. 65. Is. 6. P. 887–898.  
<https://doi.org/10.1002/cjce.5450650602>
27. **Shah M.M.** Improved correlation for heat transfer during condensation in mini and macro channels // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2022. V. 194. P. 123069.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123069>
28. **Shah M.M.** Improved general correlation for condensation in channels // *Inventions*. 2022. V. 7. Is. 4. P. 114.  
<https://doi.org/10.3390/inventions7040114>

## Simulation of the Condensation Processes of HFC R113 in a Horizontal Pipe by the VOF Method

G. G. Yankov<sup>a, b</sup>, O. O. Milman<sup>a, c</sup>, K. B. Minko<sup>b, \*</sup>, and V. I. Artemov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia

<sup>b</sup> National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

<sup>c</sup> NPVP Turbokon, Kaluga, 248010 Russia

\*e-mail: minkokb@gmail.com

**Abstract**—The results of a numerical analysis of the condensation of R113 freon vapor in a horizontal round pipe with a standard size of  $38 \times 3$  mm in the range of mass velocities from 50 to 150 kg/(m<sup>2</sup> s). Studies of the features of hydrodynamics and heat transfer in the stratified and stratified wave regimes of condensate flow are still relevant due to their insufficient knowledge. Thus, according to recent data, the heat-transfer intensities in the zone occupied by a brook and in the sections of the inner surface of a horizontal pipe wetted with a thin condensate film are comparable (have the same order of magnitude). Therefore, for an adequate assessment of the real contribution of the rill zone to the average heat transfer coefficient along the pipe perimeter, the existing methods should be refined. The VOF (Volume of Fluid) method was used to simulate a two-phase flow. The intensity of mass transfer was calculated using a modified Lee model in which the relaxation coefficient was determined automatically based on the algorithm proposed by the authors of this work in previous publications. To describe the turbulent transport, a version of Menter's SST turbulence model was used. Models of mass transfer, turbulent flows of a liquid film and vapor phase, VOF algorithms, and software tools that implement them were verified on experimental data on R113 freon condensation in a downward flow in a vertical pipe. Numerical modeling of condensation processes has been performed and the obtained data have been compared with the results of calculations using various methods recommended in the literature. Information is presented on the distribution of local characteristics along the length and perimeter of the pipe. It is noted that at low values of mass velocity [50 kg/(m<sup>2</sup> s)] at some distance from the pipe inlet, a hydraulic jump occurs, leading to a significant change in the distribution of the volume fraction of steam along the length of the channel.

**Keywords:** condensation, freon R113, horizontal pipe, numerical simulation, VOF method, modified Lee model, hydraulic jump