

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

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО
ПАРА ИЗ НИСХОДЯЩЕГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ
ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЫ МЕТОДОМ VOF¹**

© 2023 г. К. Б. Минко^а, *, В. И. Артемов^а, А. А. Клементьев^а, С. Н. Андреев^а

^аНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 07.06.2023 г.

Принята к публикации 27.06.2023 г.

В различных литературных источниках представлены результаты экспериментов, которые проводились с целью исследовать процесс конденсации на горизонтальном цилиндре движущегося пара хладона R-113. Эти результаты демонстрируют качественное рассогласование с тенденциями, следующими из имеющихся теоретических зависимостей. Авторами этих экспериментальных данных были указаны некоторые возможные причины такого различия, однако детальная проверка высказанных предположений затруднена из-за сложностей получения информации о локальных характеристиках процесса конденсации. В настоящей работе методом VOF (Volume of Fluid) выполнено моделирование экспериментальных режимов конденсации хладона R-113 на поверхности горизонтального цилиндра из нисходящего потока, движущегося со скоростью до 6 м/с при давлении близком к атмосферному. Для моделирования межфазного массообмена применялась модель Lee. Подбор ее константы осуществлялся с помощью алгоритма, предложенного авторами настоящей работы ранее. Представлены данные об изменении локальных характеристик теплоотдачи при конденсации из движущегося потока пара, полученные с использованием метода VOF. Результаты расчетов хорошо согласуются с “необычными” экспериментальными данными и подтверждают зафиксированный в эксперименте аномальный (по сравнению с существующими теоретическими зависимостями) рост коэффициента теплоотдачи при увеличении скорости набегающего потока. Показано, что одна из причин повышения коэффициента теплоотдачи – взаимодействие стекающей пленки конденсата с вихревыми структурами, образующимися за обтекаемым цилиндром. При определенной скорости набегающего потока происходит периодическое “захлебывание” стекающей пленки конденсата, что, в свою очередь, приводит к существенной интенсификации теплообмена вблизи нижней образующей цилиндра. Данный механизм не учитывается в существующих моделях, так как в них, как правило, полагается, что после отрыва потока пленка стекает только вследствие действия гравитационных сил. Предложена критериальная зависимость для определения границы “аномальной” (по сравнению с теоретическим значением) интенсификации теплообмена.

Ключевые слова: конденсация, массообмен, горизонтальная труба, межфазная поверхность, численное моделирование, метод VOF, модифицированная модель Lee, движущийся пар

DOI: 10.56304/S004036362312010X

Конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе посвящено большое число работ (см. монографии и обзоры [1–4]). Одна из первых и часто цитируемых – публикация [5], в которой на основе предельных зависимостей для конденсации пара в состоянии покоя в поле силы тяжести (решение Нуссельта):

$$\text{NuRe}_L^{-1/2} = 0.728F^{1/4}, \quad (1)$$

и для конденсации пара, движущегося с высокой скоростью в состоянии невесомости:

$$\text{NuRe}_L^{-1/2} = 0.9, \quad (2)$$

получено соотношение для случая безотрывного обтекания паром жидкой пленки конденсата

$$\text{NuRe}_L^{-1/2} = 0.64 \left[1 + (1 + 1.69F)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где $\text{Nu} = \bar{\alpha}D_t/\lambda_l$ – число Нуссельта; $\bar{\alpha}$ – средний коэффициент теплоотдачи при конденсации, Вт/(м² · К); D_t – диаметр трубы, м; λ – ко-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-01457, <https://rscf.ru/project/22-29-01457/>).

эффицент теплопроводности, Вт/(м · К); $Re_L = \rho U_0 D_T / \mu_l$ – число Рейнольдса; ρ – плотность, кг/м³; U_0 – скорость набегающего потока, м/с; μ – динамический коэффициент вязкости, Па · с; $F = g D_T \mu_l h_{ig} / (U_0^2 \lambda_l \Delta \bar{T})$, здесь g – ускорение свободного падения, м/с²; h_{ig} – теплота фазового перехода, Дж/кг; $\Delta \bar{T}$ – разность между температурой насыщения T_{sat} и средней температурой стенки \bar{T}_w , К; индексы l, g соответствуют свойствам конденсата и паровой фазы.

Для учета влияния отрыва парового пограничного слоя на средний коэффициент теплоотдачи авторы [5] предложили модификацию формулы (3), в которой коэффициент 0.64 уменьшили до 0.42. Это значение соответствует точке отрыва потока, равной 82°, при этом вклад в тепловой поток за точкой отрыва не учитывается. Авторы [5] объясняют данное предположение в том числе тем, что за точкой отрыва пар начинает двигаться в направлении, противоположном направлению действия гравитационных сил, что приводит к увеличению толщины пленки. В результате сравнения расчетных кривых с двумя коэффициентами (0.64 и 0.42) с опытными данными [6] было показано, что с ростом скорости потока экспериментальные данные приближаются к зависимости (3) с коэффициентом 0.42, т.е. наличие конденсации (отсоса пара) не может предотвратить отрыв пограничного слоя.

В работе [7] на основе численного решения интегральных уравнений пограничного слоя для пара и жидкой пленки предложена формула

$$\begin{aligned} NuRe_L^{-1/2} &= X (1 + 0.276 F / X^4)^{1/4}; \\ X &= 0.9 (1 + G^{-1})^{1/3}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $G = [\Delta \bar{T} \lambda_l / (\mu_l h_{ig})] [\rho \mu_l / (\rho_g \mu_g)]^{1/2}$.

Соотношение (4) дает более высокие числа Нуссельта, чем (3). Однако различие в числах Нуссельта практически исчезает при росте интенсивности конденсации, т.е. при увеличении параметра G . Так, при $G > 1$ указанное различие не превышает типичный разброс между экспериментальными точками при конденсации.

В [8] показано, что, несмотря на хорошее согласие уравнений (3) и (4) со значительным количеством экспериментальных данных разных авторов, в некоторых случаях наблюдается заметное рассогласование указанных зависимостей и некоторых групп опытных значений. Как отмечается в [8], экспериментально измеренные коэффициенты теплоотдачи для конденсации водяных паров при высоких скоростях потока оказываются существенно ниже значений, предсказываемых

формулами (3) и (4), и лучше согласуются с эмпирической зависимостью из [9]:

$$NuRe_L^{-1/2} = 0.96 F^{1/5}. \quad (5)$$

Для конденсации хладона R-113 опытные данные [8], напротив, демонстрируют более интенсивный рост коэффициентов теплоотдачи при увеличении скорости набегающего потока пара по сравнению с результатами расчетов по формулам (3), (4). Авторы [8] показали, что при представлении экспериментальных данных [10] в безразмерном виде в координатах $NuRe_L^{-1/2}$ от F существует расслоение данных, полученных для труб разного диаметра. Эта особенность не предсказывается существующими теоретическими зависимостями.

Результаты решения уравнений пограничного слоя с учетом распределений скорости и давления пара на поверхности пленки, отвечающих потенциальному течению пара, приводятся в [11]. Данные, полученные при расчете, для условия $T_w = \text{const}$ обобщены следующей зависимостью:

$$NuRe_L^{-1/2} = \frac{0.9 (1 + G^{-1})^{1/3} + 0.728 F^{1/2}}{(1 + 3.44 F^{1/2} + F)^{1/4}}. \quad (6)$$

Выражение (6) справедливо, когда изменением градиента давления вдоль поверхности пленки можно пренебречь (аналогичное допущение было использовано и в более ранних работах). В [11] показано, что учет изменения давления по поверхности пленки необходим при $P > F/8$, где $P = \rho_g h_{ig} v_l / (\Delta T \lambda_l)$ – безразмерный комплекс; v – кинематический коэффициент вязкости, м²/с. Вклад указанного эффекта в теплоотдачу значителен при $F/(8P) \ll 1$ – при атмосферном давлении данное обстоятельство становится важным для хладонов при существенно более низких скоростях, чем для паров воды, из-за более высокой плотности паровой фазы. Для последних эффект должен стать заметным только при росте общего давления. По мнению автора [11], учет распределения давления вдоль поверхности пленки, во-первых, приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи на части трубы, обращенной к набегающему потоку, причем этот эффект намного существеннее для хладонов, а во-вторых, вызывает неустойчивость пленки на подветренной стороне трубы. Последний эффект (неустойчивость пленки на подветренной стороне трубы) в зависимости от режима течения может приводить не только к неустойчивости течения жидкой пленки (переходу к ламинарно-волновому или турбулентному режиму, срыву конденсата и пр.), но и к заметному повышению коэффициента теплоотдачи по сравнению со значениями, полученными без учета данного эффекта. Однако с учетом того,

что в [11] выводы сделаны для предельного закона трения и потенциального течения пара, их перенос на реальные случаи может быть не всегда оправданным. В зависимости от взаимного положения действительных углов отрыва пленки и парового пограничного слоя может наблюдаться как усиление неустойчивости пленки, так и ее стабилизация.

Авторы [12] отмечают, что для экспериментов ВНИИАМ, выполненных на моделях подогревателей высокого давления (ПВД) при давлениях водяного пара от 1.4 до 2.8 МПа и его скорости 30 м/с, характерны коэффициенты теплоотдачи на 40% выше нормативных значений. Используя доступные литературные данные, авторы [12] предложили несколько иные зависимости для учета влияния скорости на процесс теплоотдачи на поверхности горизонтального цилиндра. Расчет процессов конденсации в [12] для условий эксплуатации ПВД АЭС и ПВД ТЭС (скорость пара 20 м/с) продемонстрировал интенсификацию теплообмена в 2 и 5 раз при давлениях пара 1 и 10 МПа соответственно.

В работе [13] выполнена валидация одномерной модели жидкой пленки конденсата для описания конденсации на поверхности гладкого горизонтального цилиндра при различных направлениях движения пара. Указанная модель пленки была предложена в [14] и использовалась для расчета конденсации из движущейся парогазовой смеси [15–17]. Для определения касательного напряжения на межфазной границе в [13] применялась упрощенная модель, в основу которой положена стационарная система уравнений пограничного слоя для пара, обтекающего пронизываемую трубу, с произвольным распределением интенсивности отсоса пара на ее поверхности. В модели учитывались условия охлаждения внутренней поверхности трубы и перераспределение тепла по периметру стенки трубы. Валидация модели более чем на 500 экспериментальных точках, для которых были доступны первичные экспериментальные данные, показала ее работоспособность. В [13] выполнены расчет и анализ теплоотдачи при боковом обдуве одиночного цилиндра водяным паром. Показано, что при внедрении одномерной модели жидкой пленки в CFD-код ANES [18] и непосредственном расчете характеристик внешнего потока в отдельных режимах с высокими скоростями потока (до 30 м/с при 70 кПа и до 64 м/с при 22 кПа) результаты расчета для некоторых режимов демонстрируют немонотонность в распределении температуры стенки с подветренной стороны, что объясняется активным взаимодействием вихрей с пленкой конденсата.

В [8] были получены экспериментальные данные о конденсации хладона R-113 при скоростях нисходящего потока пара до 6 м/с (динамический

напор соответствовал конденсации водяного пара, движущегося со скоростью 86 м/с, при давлении при 5 кПа) и этиленгликоля при скоростях до 100 м/с. Как отмечалось ранее, авторы [8] подтвердили уже зафиксированное в [10] значительно более сильное, по сравнению со сложившимися представлениями, влияние скорости на коэффициент теплоотдачи при конденсации хладона R-113. Следует отметить, что приведенные в [8] данные для хладона R-113 свидетельствуют об однородности температуры стенки по периметру трубы. Различие между локальным и средним перепадами температур не превышает 5%.

При конденсации этиленгликоля авторы [8] получили существенную неоднородность температуры стенки по периметру (разность между максимальным и минимальным локальными перепадами температур была сопоставима со значением среднего перепада). Значения коэффициента теплоотдачи оказались между значениями, рассчитанными по соотношениям (5) и (6). Анализ данных для этиленгликоля осложняется физически не оправданным определением среднего коэффициента теплоотдачи как $\bar{\alpha} = \bar{q}_w / \Delta \bar{T}$ при существенной неоднородности температуры стенки [19].

В [20] авторами получены данные о конденсации пентана и воды при атмосферном давлении и скоростях до 3 м/с методом VOF [21]. Главное преимущество этого метода заключается в возможности явно определять поверхность раздела фаз. Результаты моделирования [20] хорошо согласуются с (4), (6) и расчетами, выполненными с помощью модели [13]. Насколько известно авторам настоящей статьи, метод VOF для моделирования конденсации на поверхности горизонтальной трубы из движущегося потока пара применялся только в работе [22]. Однако постановка задачи и детали использования стационарного метода VOF при моделировании нестационарной задачи в [22] не обсуждаются. В работах [23–26] была исследована конденсация практически неподвижного пара на гладких [23, 25, 26] и оребренных [24] трубах.

С учетом отмеченных ранее особенностей экспериментальных данных, полученных для хладона R-113, целью настоящей работы является детальный анализ режимов конденсации на горизонтальной трубе нисходящего потока насыщенного пара хладона R-113 при атмосферном давлении и скоростях пара до 6 м/с с применением метода VOF [21]. Для моделирования межфазного массообмена использовалась модифицированная в [20] модель Lee [27], в которой реализован алгоритм автоматического подбора константы исходя из заданных свойств теплоносителя и параметров расчетной сетки.

В работах авторов [28, 29] моделировалась конденсация хладона R-113 в вертикальном и горизонтальном каналах. Было показано, что для

моделирования режимов, в которых поток пара является турбулентным, а пленка конденсата – ламинарной, наилучшие результаты показали $k-\omega$ SST-модель Ментера [30] и $k-\omega$ -модель [31] с проправкой Егорова [32]. Указанные модели тестируются и в настоящей статье.

Из-за ресурсоемкости проведения расчетов данная работа ограничена двумерной постановкой. Как показали предыдущие исследования [24], такой подход практически не сказывается на значении среднего коэффициента теплоотдачи (хотя значения частоты срыва капель конденсата могут различаться в несколько раз).

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе рассматривается конденсация хладона R-113 при давлении пара 0.1 МПа (температура насыщения $T_{sat} = 320.74$ К) на поверхности гладкой горизонтальной трубы. Свойства теплоносителя считались постоянными и принимались по данным [33], в качестве определяющей температуры была выбрана температура насыщения.

Схема расчетной области представлена на рис. 1. Возможность применения представленной расчетной области для анализа процессов конденсации на одиночном цилиндре была показана в [20]. Диаметр трубы D_T принят равным 12.5 мм, радиус расчетной области $L_x = 3.0D_T$. Входная ($-60 \leq \theta \leq 60^\circ$) и выходная ($120 \leq \theta \leq 240^\circ$) границы проницаемы для пара/жидкости, остальные границы расчетной области непроницаемы. На входной границе задан постоянный вектор скорости U_0 , направленный вдоль вектора ускорения свободного падения g , на боковых непроницаемых границах – условия равенства нулю касательных напряжений. При использовании моделей турбулентности удельная кинетическая энергия турбулентности и удельная скорость диссипации ω кинетической энергии на входе определялись из условий равенства пульсационной скорости значению 5% осредненной скорости пара. На выходе задавалось распределение давления $P_{rg} = (\rho_g - \rho)(g \cdot x)$ исходя из известного распределения статического давления в паре (здесь x – радиус-вектор точки расчетной области, m). Для остальных переменных были поставлены стандартные выходные граничные условия. Если “выходная” граница оказывалась “входной”, то считалось, что в расчетную область поступает насыщенный пар при температуре T_{sat} . На стенке фиксировалась постоянная температура T_w , соответствующая заданному перепаду температур $\Delta \bar{T} = \Delta T = T_{sat} - T_w$.

В начальный момент времени задавалась толщина пленки, полученная из решения Нуссельта. Данное распределение использовалось до уг-

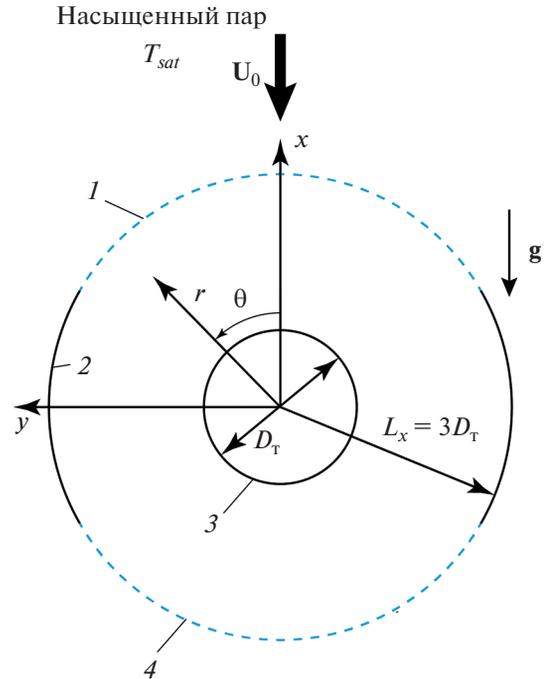


Рис. 1. Схема расчетной области.

1 – входная граница; 2 – боковая граница; 3 – труба; 4 – выходная граница

лов $\theta = \pm 160^\circ$, при которых толщина пленки фиксировалась и далее оставалась постоянной. Начальное значение температуры принималось равным T_{sat} , скорости пара и жидкости – равными нулю, а значения кинетической энергии турбулентности и удельной скорости диссипации при использовании моделей турбулентности принимались равными значениям на входной границе.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ VOF

В модели VOF двухфазная среда описывается односкоростной и однотемпературной гомогенной моделью, истинные свойства фаз которой считаются постоянными. Система уравнений модели состоит из уравнений баланса объемной доли жидкой фазы ϕ , неразрывности, движения и энергии [21]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \text{div}(\mathbf{U}\phi) = \frac{M_{gl}}{\rho_l}; \quad (7)$$

$$\text{div}(\mathbf{U}) = M_{gl} \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right); \quad (8)$$

$$\frac{\partial (\rho U_k)}{\partial \tau} + \text{div}(\rho \mathbf{U} U_k - \mu_{eff} \nabla U_k) = -\frac{\partial P_{rg}}{\partial x_k} + F_{b,k}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \text{div}(\rho c_p \mathbf{U} T - \lambda_{eff} \nabla T) = Q_{gl}, \quad (10)$$

$$Q_{gl} = M_{gl} h_{lg},$$

где τ – время, с; \mathbf{U} – вектор скорости, м/с; M_{gl} – объемная плотность потока массы на межфазной поверхности, направленного из газовой фазы в жидкую фазу, кг/(м³ · с); U_k – k -я проекция скорости, м/с; $F_{b,k}$ – проекция вектора \mathbf{F}_b на ось k ; $\mathbf{F}_b = [-(\rho_l - \rho_g)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) + \sigma K] \nabla \varphi$; σ – поверхностное натяжение, Н/м; K – кривизна межфазной поверхности, м⁻¹; c_p – удельная теплоемкость, Дж/(кг · К); T – температура среды, К; $Q_{gl} = M_{gl} h_{lg}$ – источник энергии, обусловленный фазовым переходом, Вт/м³; индексом *eff* обозначены эффективные коэффициенты, используемые при моделировании турбулентных характеристик потока.

Плотность ρ , динамический коэффициент вязкости μ , объемная теплоемкость ρc_p и коэффициент теплопроводности λ среды в каждой расчетной ячейке определялись как среднеобъемные величины. Для моделирования массообмена использовалась модель Lee [27]:

$$Q_{gi} = M_{gl} h_{lg} = C' h_{lg} \rho_g (1 - \varphi) \Delta T_{gl} / T_{sat},$$

$$\Delta T_{gl} = T_{sat} - T > 0.$$

Константа модели определялась по соотношению, предложенному в [20]:

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

где Δx_{CV} – минимальный размер текущей расчетной ячейки, м.

Для моделирования турбулентного переноса в настоящей работе использовались k - ω SST-модель турбулентности [30] и k - ω модель [31]. Для последней вводилось подавление турбулентности в ячейках, находящихся рядом с межфазной поверхностью, с помощью фиксации в них значения ω [32]:

$$\omega_{int} = 500 \frac{6\nu}{0.09 (\Delta x_{CV})^2}.$$

В дальнейшем для краткого обозначения используемых моделей будут использоваться следующие аббревиатуры:

VOF-LAM – моделирование ламинарного течения пара;

VOF-SST – моделирование с использованием k - ω SST-модели турбулентности [30];

VOF-KW – моделирование с использованием k - ω -модели турбулентности [31] с поправкой Егорова [32].

Граничные и начальные условия были представлены в предыдущем разделе. Детальное описание особенностей реализации математической модели, используемых алгоритмов и процедуры подбора расчетной сетки приводится в работе [20].

В настоящей работе была выполнена небольшая оптимизация подбора параметров первого слоя вблизи границы. Параметры сетки по радиусу определялись автоматически на основе базового размера – толщины пленки из решения Нуссельта δ_0 [1]. Первая подобласть расчетной области представляла собой кольцевой слой внутренним диаметром D_r и толщиной δ_0 . Размер контрольного объема (КО) у внешней границы этого слоя составлял 10% его толщины. При этом размеры КО сгущались к стенке трубы с коэффициентом 1.075. Такое сгущение обеспечивало сохранение 8–10 КО в жидкой пленке во всех режимах, что, согласно результатам работы [20], было достаточно для моделирования жидкой пленки конденсата. Вторая подобласть – переходный слой до расстояния $5\delta_0$ от поверхности трубы, в котором сетка равномерно увеличивалась от размера КО на границе первой подобласти с логарифмичностью 1.02, т.е. размер КО изменялся в геометрической прогрессии с коэффициентом прогрессии 1.02. Третья подобласть – слой толщиной $D_r/4$, в котором сетка равномерно возрастала от размера последнего КО во второй подобласти с логарифмичностью 1.1. Наконец, четвертая подобласть – кольцевой слой от границы третьей подобласти до границы расчетной области с постоянными размерами КО, равными размеру последнего КО в третьей подобласти. По углу использовалась равномерная сетка из 512 контрольных объемов. Общее число КО составляло 92 672. Временной шаг Δt выбирался автоматически на основании условия $CFL < 0.2$, где $CFL = \Delta t u_{max} / \Delta x_{CV}$, u_{max} – модуль максимальной скорости в ячейке, м/с. Для наибольших значений скоростей временной шаг достигал 0.2 мкс. Уменьшение количества КО в 4 раза по угловой координате и в 2 раза по радиальной (сокращение общего количества КО в 8 раз) приводило к различию в интегральных характеристиках теплообмена для режима с максимальной скоростью потока не более чем 2%.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, следует рассмотреть вопрос, связанный с влиянием выбора свойств теплоносителя на результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных. Известно, что учет переменности теплофизических свойств слабо

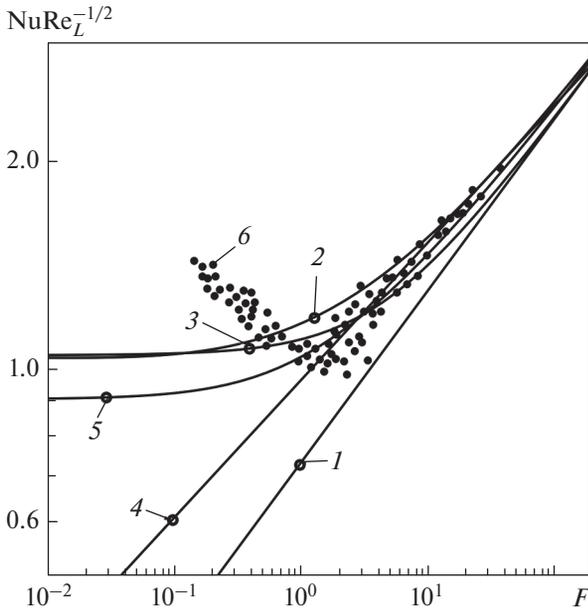


Рис. 2. Зависимость $NuRe_L^{-1/2}$ от параметра F (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К и $G = 1.7$), построенная с помощью формулы: 1 – (1); 2 – (6); 3 – (4); 4 – (5); 5 – (3); 6 – экспериментальные данные [8] (при $G = 0.7-3.1$)

сказывается на коэффициенте теплоотдачи. Поправка, предложенная Д.А. Лабунцовым [34], имеет вид

$$\varepsilon_t = \left\{ \left[\frac{\mu_l(T_w)}{\mu_l(T_{sat})} \right]^3 \left[\frac{\lambda_l(T_w)}{\lambda_l(T_{sat})} \right] \right\}^{1/8}.$$

Для конденсации хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К и $\Delta T = 20$ К характерно значение $\varepsilon_t = 0.993$, т.е. влияние переменности теплофизических свойств на коэффициент теплоотдачи в рассматриваемом режиме практически ничтожно. Однако при представлении данных в виде критериальных зависимостей $NuRe_L^{-1/2} = f(F, G)$ безразмерные комплексы $NuRe_L^{-1/2}$, F , G более чувствительны к выбору теплофизических свойств. Если следовать рекомендациям [35] и выбирать в качестве определяющих следующие свойства конденсата:

$$\rho_{l,ref} = \frac{\rho_l(T_{sat}) + \rho_l(T_w)}{2}; \quad (11)$$

$$\lambda_{l,ref} = \frac{\lambda_l(T_{sat}) + \lambda_l(T_w)}{2}; \quad (12)$$

$$\mu_{l,ref} = \mu_l(T_{ref}); \quad (13)$$

$$T_{ref} = \frac{3}{4}T_w + \frac{1}{4}T_{sat},$$

то различия в значениях комплексов $NuRe_L^{-1/2}$, F , G при указанных параметрах хладона R-113 могут достигать 5–15% значений, рассчитанных по свойствам конденсата при температуре насыщения при фиксированном значении коэффициента теплоотдачи. Учитывая отмеченные особенности, CFD-моделирование выполняли для свойств конденсата на линии насыщения, однако для расчета комплексов $NuRe_L^{-1/2}$, F , G применяли свойства, определяемые по (11)–(13).

На рис. 2 представлены отобранные для дальнейшего анализа экспериментальные данные для хладона R-113 [8] и результаты расчета с использованием соотношений (2)–(5) и решения Нуссельта (1).

Параметр $G = 1.7$ соответствовал конденсации при $T_{sat} = 320.74$ К и $\Delta T = 20$ К. Это значение примерно соответствовало среднему значению параметра G , зафиксированному в эксперименте [8].

Видно, что при $F > 1.0$ соотношения (1), (3)–(6) дают разброс, не превышающий разброс между экспериментальными точками. При увеличении скорости потока (уменьшении комплекса F) наблюдается резкий рост экспериментальных данных. При этом, как отмечают авторы [8], влиянием параметра G нельзя объяснить результаты экспериментов, так как рост G приводит к более низким значениям комплекса $NuRe_L^{-1/2}$, рассчитанного по соотношениям (4) и (6), в то время как в экспериментах при увеличении коэффициента теплоотдачи с уменьшением параметра F параметр G возрастал (в эксперименте было трудно зафиксировать G и варьировать только F). Стоит еще раз упомянуть, что формула (5) описывает данные для конденсации пара при низком давлении и высоких скоростях. В дальнейшем для сравнения будет использовано главным образом соотношение (6).

На рис. 3 представлены результаты расчета с привлечением модели из [13], в которой для предсказания поведения жидкой пленки конденсата применялась упрощенная модель, в которой все характеристики пленки усреднены по ее толщине. Рассматривалось два подхода к расчету распределения касательных напряжений на поверхности пленки. При первом подходе решалось уравнение пограничного слоя для ламинарного течения около цилиндра с учетом неоднородного распределения отбора массы газа на его поверхности (1DFilm-1), при втором – для моделирования характеристик внешнего потока использовались нестационарные уравнения Навье – Стокса (1DFilm-2). Более детальное описание подходов можно найти в [13].

Ясно, что с помощью упрощенной модели невозможно предсказать сильную интенсифика-

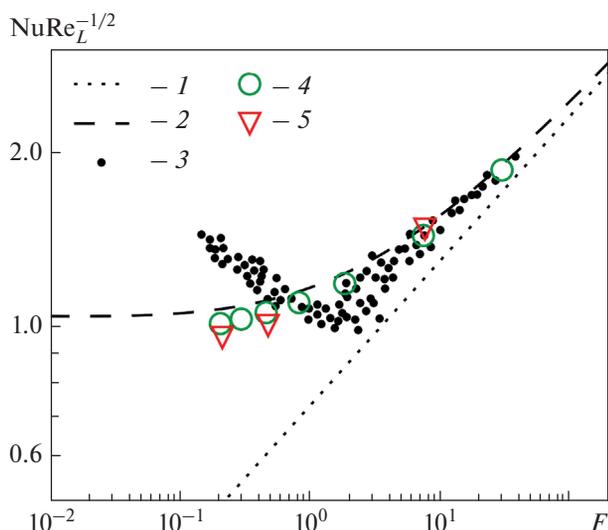


Рис. 3. Зависимость $NuRe_L^{-1/2}$ от параметра F (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $G = 1.7$), построенная с помощью формулы: 1 – (1); 2 – (6); 3 – по экспериментальным данным [8] (при $G = 0.7-3.1$); путем расчета с использованием модели: 4 – 1DFilm-1 [13]; 5 – 1DFilm-2 [13]

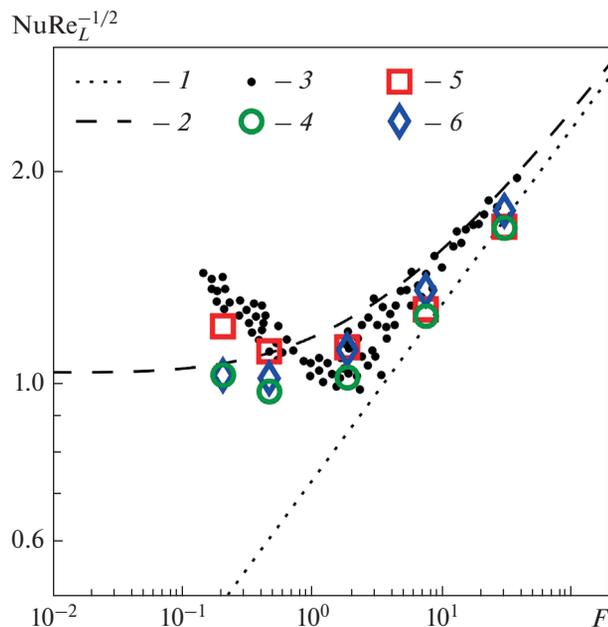


Рис. 4. Зависимость $NuRe_L^{-1/2}$ от параметра F (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $G = 1.7$), построенная с помощью формулы: 1 – (2); 2 – (6); 3 – по экспериментальным данным [8] (при $G = 0.7-3.1$); путем расчета с использованием модели: 4 – VOF-KW; 5 – VOF-SST; 6 – VOF-LAM

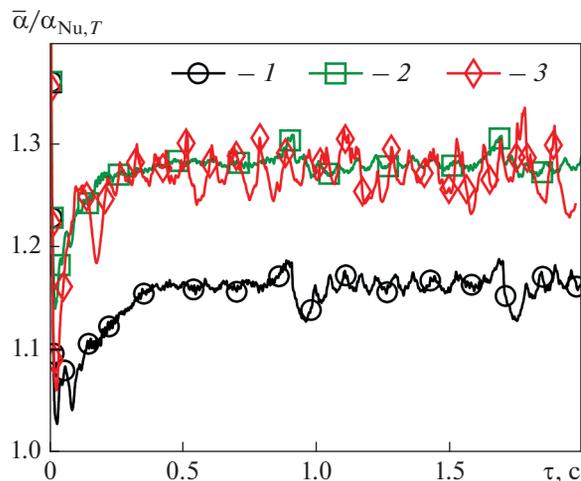


Рис. 5. Зависимость $\alpha/\alpha_{Nu,T}$ от времени τ (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 2$ м/с и $G = 1.7$), построенная путем расчета с использованием модели VOF-KW (1), VOF-SST (2) и VOF-LAM (3)

цию теплообмена с ростом скорости, зафиксированную в экспериментах [8]. Этот эффект был вполне ожидаем, так как формула (6) построена на схожих допущениях.

На рис. 4 представлены экспериментальные данные [8] и результаты расчета с помощью моделей VOF-KW, VOF-SST и VOF-LAM для конденсации хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К ($G = 1.7$) и скоростях набегающего потока от 1 до 6 м/с.

Все расчетные данные, полученные с использованием различных моделей для описания динамики пара, качественно согласуются с экспериментальными значениями, при этом разброс между результатами расчетов при фиксированной скорости потока сопоставим с разбросом между экспериментальными точками. Для объяснения причин различия между моделями VOF-KW, VOF-SST и VOF-LAM следует рассмотреть режим со скоростью потока $U_0 = 2$ м/с. На рис. 5 приведена временная зависимость отношения $\alpha/\alpha_{Nu,T}$, где α – средний по поверхности коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); $\alpha_{Nu,T}$ – коэффициент теплоотдачи, следующий из решения Нуссельта [1] для граничных условий первого рода, Вт/(м²·К).

На временных зависимостях $\alpha/\alpha_{Nu,T}$, полученных с помощью моделей VOF-KW и VOF-SST, можно выделить пики двух видов. Первые, отличающиеся заметно большей амплитудой и меньшей частотой, связаны с непосредственным отрывом капель от нижней образующей цилиндра. Вторые

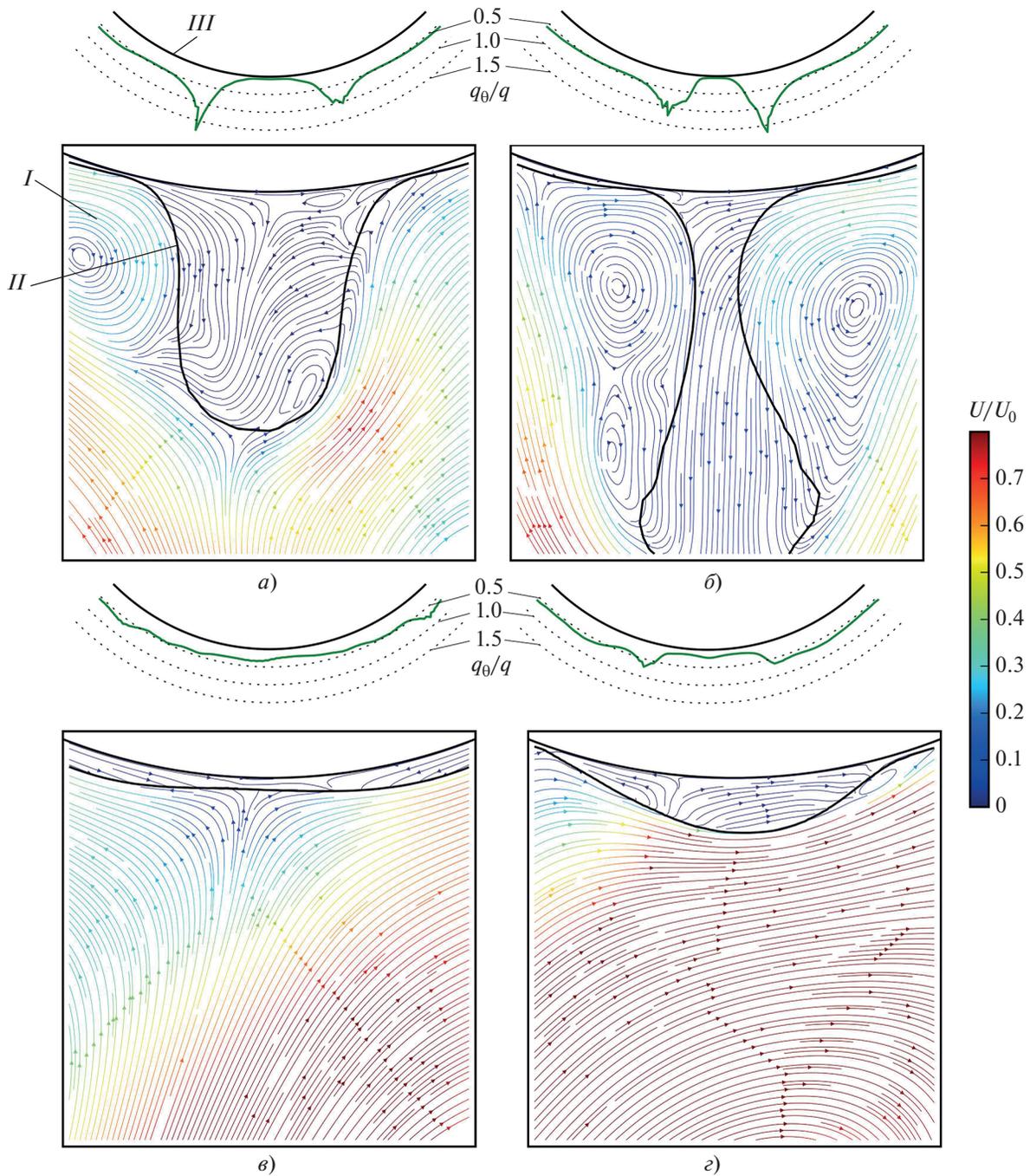


Рис. 6. Поля скорости (*I*), форма межфазной поверхности (*II*) и распределение плотности теплового потока (*III*) в окрестности нижней образующей трубы (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 2$ м/с), полученные при использовании модели VOF-KW в момент времени, с: *a* – 0.85; *б* – 0.90; *в* – 0.95; *г* – 1.00

пики, расположенные между первыми, обусловлены последующими колебаниями жидкой пленки после отрыва капель. На рис. 6, 7 показаны поля скорости, форма межфазной поверхности и распределение плотности тепловой нагрузки по нижней образующей трубы (q_θ – локальная плотность теплового потока на стенке, Вт/м²; q – средняя

плотность теплового потока по всей поверхности, Вт/м²), полученные при использовании моделей VOF-KW и VOF-LAM. Видно, что при наличии турбулентной вязкости пульсации скорости потока в зоне отрыва менее интенсивны и капли конденсата растут практически симметрично относительно вертикальной плоскости симметрии

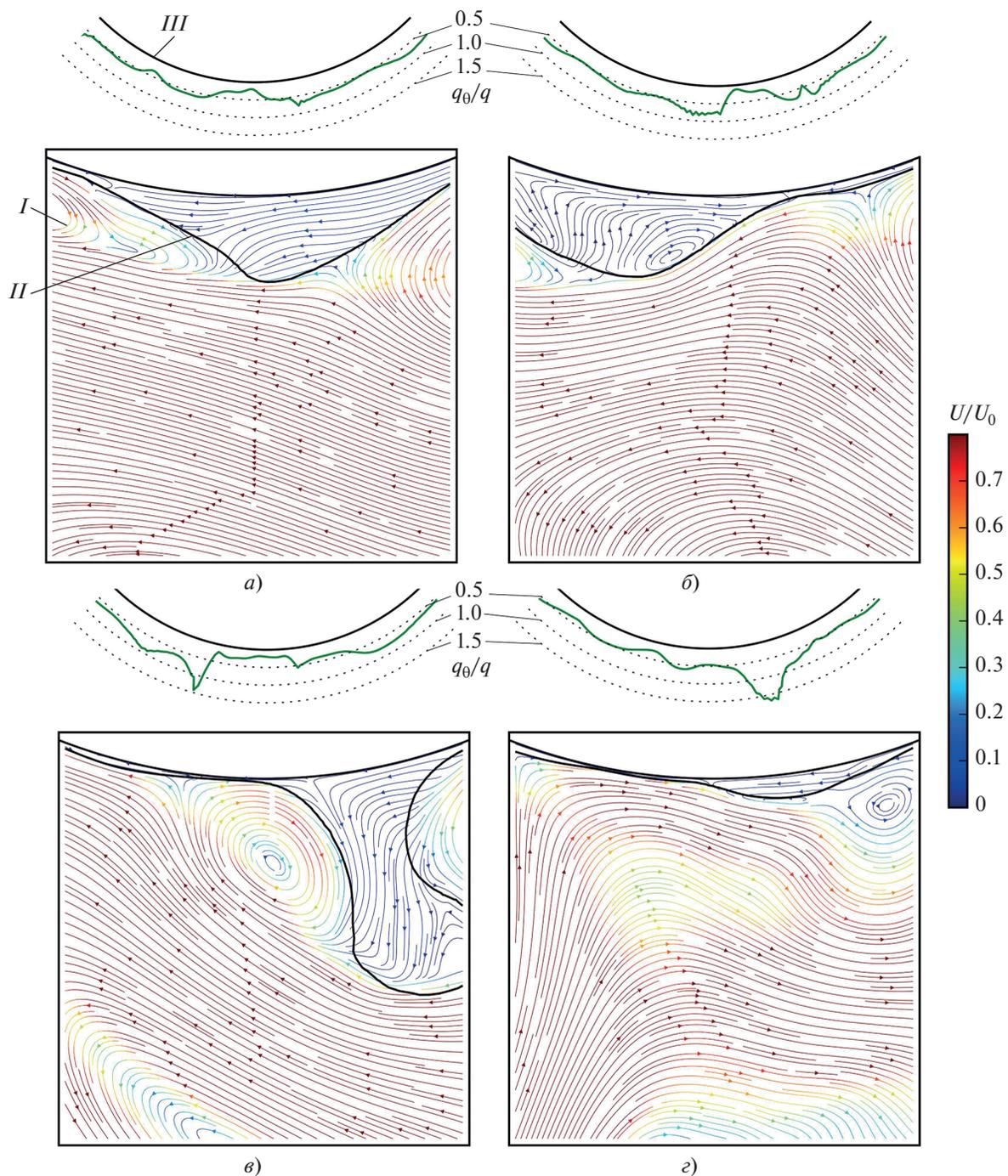


Рис. 7. Поля скорости (*I*), форма межфазной поверхности (*II*) и распределение плотности теплового потока (*III*) в окрестности нижней образующей трубы (конденсация хладона R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 2$ м/с), полученные при использовании модели VOF-LAM в момент времени, с: *a* – 1.00; *б* – 1.05; *в* – 1.10; *г* – 1.15

трубы (линия симметрии в двумерной постановке). Перед самым отрывом из-за действия сил поверхностного натяжения пленка у основания капли утоньшается и образуются небольшие зоны, в которых локальная плотность теплового потока превышает среднее значение на 50%. После

отрыва капли часть “нависающего” конденсата возвращается в пленку, вызывая колебания межфазной поверхности, которые приводят к небольшим пикам на временной зависимости среднего коэффициента теплоотдачи (см. рис. 5) между отрывами крупных капель.

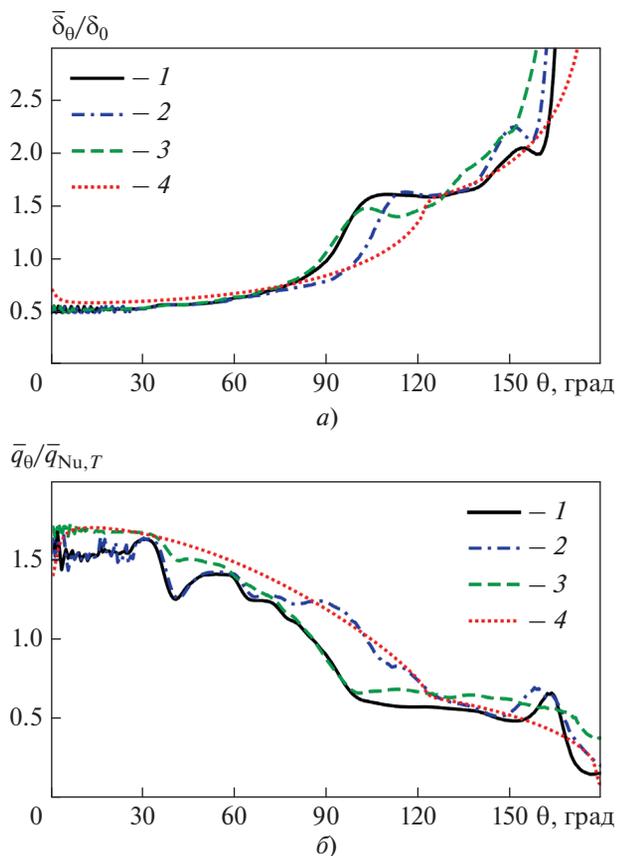


Рис. 8. Средние по времени распределения толщин пленки (а) и плотностей теплового потока (б) по поверхности цилиндра (конденсация хладагента R-113 при $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 2$ м/с), полученные с использованием модели VOF-KW (1), VOF-SST (2), VOF-LAM (3) и 1DFilm-1 (4)

При использовании модели VOF-LAM крупномасштабные вихревые структуры не подавляются и более активно взаимодействуют с формирующейся каплей конденсата, вызывая ее активную “возвратно-поступательную” миграцию вдоль нижней образующей цилиндра. При увеличении размеров капли происходит срыв ее нижней части с последующим уносом. Более высокая частота отрыва капли приводит к появлению более заметных и частых пиков на временной зависимости коэффициента теплоотдачи (см. рис. 5), хотя размер срывающихся капель уменьшается.

На рис. 8 представлены среднее по времени (частота записи результатов для осреднения составляла 80 Гц) распределение для толщины пленки конденсата и эпюры теплового потока, полученные с помощью моделей VOF-KW, VOF-SST, VOF-LAM и 1DFilm-1.

Видно, что на верхней половине трубы все модели дают практически одинаковое значение плотности теплового потока. При больших углах θ (от 90 до 135°) наблюдается заметное расслоение кривых, связанное с различием в положениях точки отрыва внешнего потока. Можно отметить, что модели VOF-SST и 1DFilm-1 дают несколько более поздний отрыв потока (характерный признак – резкое увеличение толщины пленки на рис. 8, а) по сравнению с моделями VOF-KW и VOF-LAM. Любопытный факт: среднее значение коэффициента теплоотдачи, полученное при использовании модели VOF-LAM, выше, чем предсказывает модель VOF-KW (см. рис. 5). Распределение линейной плотности теплового потока (она определялась как средняя плотность теплового потока, умноженная на периметр соответствующей части поверхности) по углу для различных моделей представлено в таблице.

Распределение линейной плотности теплового потока по углу, Вт/м (в скобках указана интенсификация по сравнению с решением Нуссельта)

Сектор	Модель				Решение Нуссельта
	VOF-KW	VOF-SST	VOF-LAM	1DFilm-1	
От 0 до 45°	452 (+54%)	448 (+52%)	489 (+66%)	490 (+67%)	294
От 45 до 90°	366 (+33%)	387 (+41%)	382 (+39%)	420 (+53%)	275
От 90 до 135°	185 (-21%)	258 (+10%)	204 (-13%)	258 (+10%)	235
От 135 до 180°	128 (-15%)	153 (+1%)	168 (+11%)	133 (-11%)	151
Суммарный	1131 (+18%)	1246 (+31%)	1243 (+30%)	1301 (36%)	955

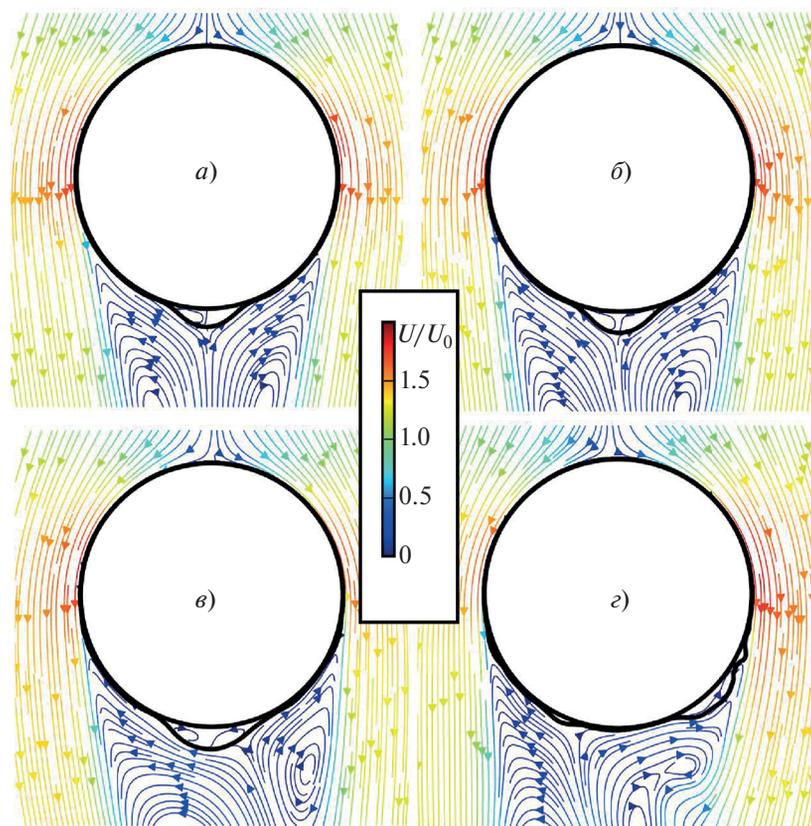


Рис. 9. Картины течения и положение межфазной поверхности для различных скоростей набегающего потока U_0 при конденсации хладагента R-113 ($T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К) в момент времени 0.4 с.
 U_0 , м/с: а – 1; б – 2; в – 4; з – 6

С помощью данных, приведенных в таблице, можно составить общее представление об интенсификации теплообмена на различных участках по периметру трубы. На стороне трубы, обращенной к набегающему потоку, наиболее заметный рост коэффициента теплоотдачи дают модели ламинарного течения (VOF-LAM и VOF-SST). Для модели VOF-SST характерен существенный рост теплоотдачи на оставшейся части трубы из-за более позднего отрыва потока. При этом модель VOF-LAM демонстрирует наибольший теплоотвод в окрестности нижней точки цилиндра, так как обеспечивает увеличение линейного потока на 11% по сравнению с решением Нуссельта, несмотря на то что расход конденсата, поступающего с расположенной выше части цилиндра, существенно больше значения, предсказанного теорией Нуссельта [1].

С ростом скорости указанные причины различия в результатах, получаемых с помощью моделей VOF-KW, VOF-SST и VOF-LAM, в целом сохраняются. Экспериментальные данные [8] лучше описываются при использовании модели VOF-SST. На рис. 9 представлены картина течения и положение межфазной поверхности для различных ско-

ростей набегающего потока в момент времени 0.4 с. В режимах со скоростью потока 1, 2, 4 м/с на нижней образующей трубы происходит формирование одиночной капли, при скорости 6 м/с формирование одиночной капли на нижней образующей уже не наблюдается.

На рис. 10 показаны распределения мгновенной толщины пленки и плотности теплового потока для режима со скоростью набегающего потока 4 и 6 м/с. Видно, что с увеличением скорости набегающего потока свыше 4 м/с мгновенная плотность теплового потока на нижней образующей существенно возрастает.

На рис. 11 представлены распределения толщины пленки и плотности теплового потока, движущегося со скоростью 6 м/с, которые были получены с помощью моделей VOF-SST и 1DFilm-1. Как было отмечено ранее (см. рис. 3), модель 1DFilm-1 не может предсказать “аномальную” (по сравнению с теорией) интенсификацию теплообмена.

Модель VOF-SST дает более высокий тепловой поток при углах $\theta > 40^\circ$. Средняя толщина пленки, полученная при использовании модели VOF-SST, существенно больше при $\theta > 90^\circ$. Этот

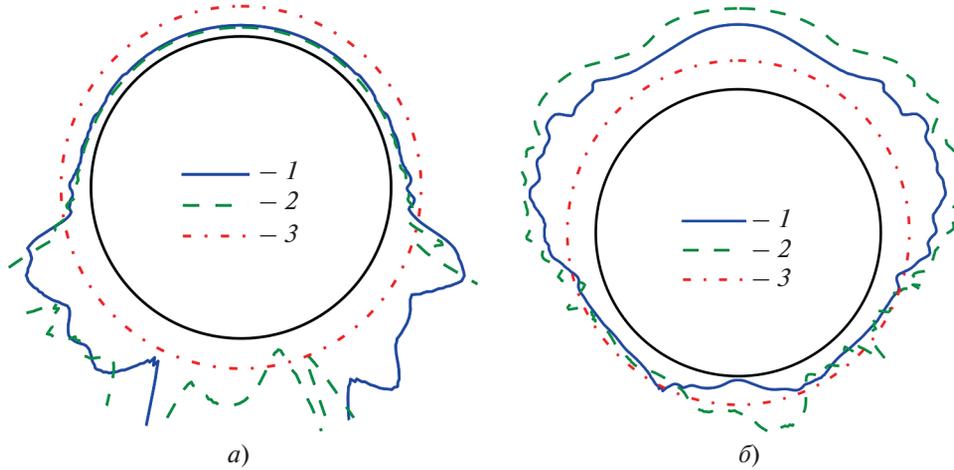


Рис. 10. Мгновенное распределение толщины пленки δ_θ/δ_0 (а) и плотности теплового потока $q_\theta/q_{Nu,T}$ (б) по поверхности цилиндра в момент времени 0.4 с при конденсации хладона R-113 ($T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К) с использованием модели VOF-SST.

Скорость набегающего потока, м/с: 1 – 4; 2 – 6; 3 – $\delta_\theta/\delta_0 = 1$ и $q_\theta/q_{Nu,T} = 1$

эффект во многом связан с миграцией капель по всему нижнему полупериметру трубы, что и приводит к завышению средней толщины пленки. При этом в данной зоне наблюдается двух-трехкратный рост теплового потока.

Хотя при скорости набегающего потока 4 м/с и происходит периодический срыв довольно крупных капель в поток, сам процесс отрыва капель и их движение могут принимать весьма своеобразный вид и существенно отличаться от картины, наблюдаемой при более низких скоростях потока. Поле скорости и форма межфазной поверхности непосредственно перед отрывом капли показаны на рис. 12. Видно, что капля трансформируется в жгут, длина которого сопоставима с размерами цилиндра. В последующие моменты времени происходит дробление жгута и относительно мелкие капли уносятся в поток.

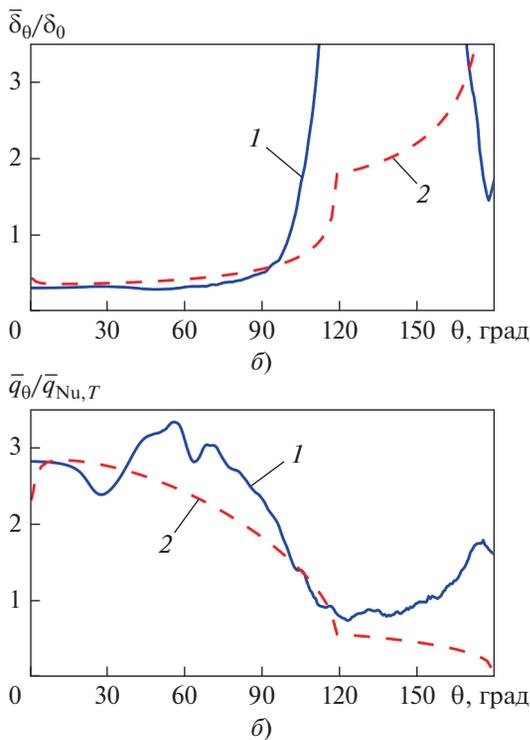


Рис. 11. Среднее по времени распределение толщины пленки (а) и плотности теплового потока (б) по поверхности цилиндра при конденсации хладона R-113 ($T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 6$ м/с) с использованием модели VOF-SST (1) и 1DFilm-1 (2)

В работе [36] представлены фотографии срыва капель конденсата с поверхности пленки при конденсации движущегося пара хладона R-113 на одиночном цилиндре. Капли, похожие по форме на капли, показанные на рис. 12, впервые появляются на снимках в [36] при скорости пара 5.5 м/с. При меньшей скорости 3.3 м/с отрыв капель происходит в виде отдельных струй.

Требуется оценить скорость, при которой может произойти захлебывание пленки на нижней поверхности трубы из-за наличия крупномасштабных вихревых структур. Если исходить из того, что профиль скорости в пленке конденсата при одновременном действии гравитационных сил и трения на свободной поверхности известен, то результирующий расход становится равным нулю при следующем условии [37]:

$$\frac{3}{2} \frac{|\tau_i|}{g \Delta \rho \delta} = 1, \tag{14}$$

где τ_i – касательное напряжение на межфазной границе, Па; δ – характерная толщина жидкой пленки, м.

Принимая за характерную скорость вихревых структур скорость набегающего потока U_0 , можно оценить трение на межфазной границе:

$$|\tau_i| = C_f \frac{\rho_v U_0^2}{2},$$

где C_f – коэффициент трения.

Соотношение (14) можно преобразовать так:

$$\frac{3}{2} \frac{|\tau_i|}{g \Delta \rho \delta} = \frac{3 C_f}{4} \frac{\rho_v U_0^2}{g \Delta \rho D_T} \frac{D_T}{\delta} = \frac{3 C_f}{4} \frac{\rho_v}{\Delta \rho} Fr Nu = 1, \quad (15)$$

где $Fr = U_0^2 / (g D_T)$ – число Фруда.

Так как интенсификация теплообмена происходит при высокой скорости потока (малых значениях комплекса F), то можно считать, что $Nu = Re_L^{1/2}$. Тогда соотношение (15) можно представить следующим образом:

$$\frac{3 C_f}{4} \frac{\rho_v}{\Delta \rho} Fr Re_L^{1/2} = 1. \quad (16)$$

Скорость набегающего потока явно зависит от размерных параметров:

$$U_0 = \left(\frac{4}{3 C_f} \frac{g \Delta \rho}{\rho_v} \sqrt{\frac{\mu_l D_T}{\rho_l}} \right)^{2/5}. \quad (17)$$

Для хладона R-113 оценка, выполненная с использованием соотношения (17) при $C_f = 0.005$ (характерное значение для турбулентного потока), дает значение скорости набегающего потока $U_0 = 4.1$ м/с. Это значение хорошо согласуется с результатами моделирования и экспериментальными данными, если учитывать приближенность сделанных оценок. Режимы течения пленок конденсата при выполнении условия (14) являются гидродинамически неустойчивыми, что приводит к сильным пульсациям всех величин во времени. Именно такая картина получается при моделировании процесса конденсации методом VOF и согласуется с наблюдениями авторов [8, 36].

В качестве критерия “аномальной” интенсификации теплообмена (по сравнению с существующими теориями) авторы [36] использовали безразмерный комплекс, построенный по аналогии с критерием перехода от расслоенного к расслоенно-волновому режиму течения в горизонтальных каналах:

$$\Lambda = \frac{\rho_v}{\Delta \rho} Fr Re_f Nu = 1000, \quad (18)$$

где $Re_f = 2 \pi d \bar{q} / (\mu_l h_g)$ – число Рейнольдса жидкой пленки конденсата.

К сожалению, экспериментальные данные, с помощью которых в [36] проводился подбор критического значения константы Λ , авторам насто-

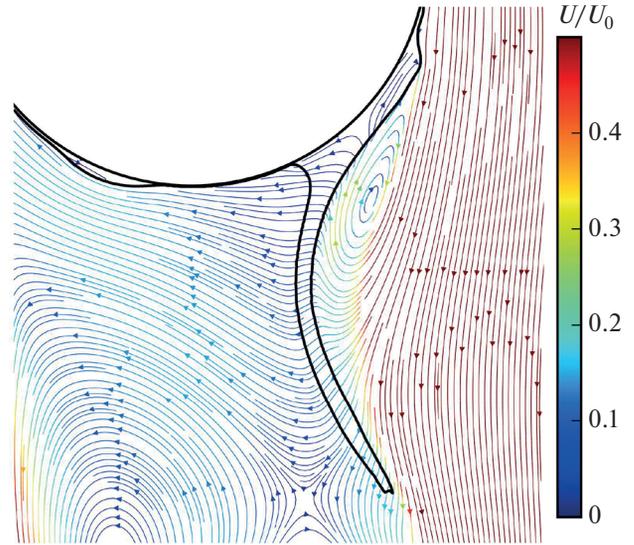


Рис. 12. Поле скорости и форма межфазной поверхности непосредственно перед отрывом капли при конденсации хладона R-113 (используемая модель – VOF-SST, $T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К, $U_0 = 4$ м/с)

ящей работы восстановить не удалось. Оценка, выполненная по соотношению (18) для режимов, рассмотренных в настоящей работе, дает значение критической скорости 1.5 м/с, которое несколько ниже ожидаемого, но в целом не противоречит полученным данным.

В работе [8] авторы представили средние зависимости $Nu Re_L^{-1/2}$ от F для облака экспериментальных данных из работы [10] по конденсации хладона R-113 для цилиндров диаметрами $D_T = 8$ и 37.1 мм. Минимум в зависимости $Nu Re_L^{-1/2}$ наблюдается при $F = 0.41$ для цилиндра с $D_T = 8$ мм и $F = 4.86$ для цилиндра с $D_T = 37.1$ мм. Так как в [10] изучалась конденсация при давлении близком к атмосферному, то для оценки скорости, соответствующей этим значениям комплекса F , можно использовать параметры из настоящей работы (с учетом ранее сделанных замечаний по поводу свойств пленки конденсата). Тогда скорость набегающего потока, соответствующая началу “аномальной” интенсификации теплообмена на одиночной трубе, будет равна 2–4 м/с, а оценка по (17) даст диапазон значений 4–5 м/с. С учетом того что экспериментально провести измерения при постоянном значении параметра G при уменьшении параметра F затруднительно, полученное по (17) значение скорости выглядит вполне разумным. Оценка по (18) дает 1.3–1.5 м/с, что также не противоречит указанной границе.

В работе [2] отмечается, что при конденсации водяного пара в трубных пучках при 5 кПа при

скоростях свыше 60 м/с на боковых поверхностях начинают формироваться два “валика” при углах $\theta = 100^\circ - 150^\circ$, с гребней которых и происходит унос конденсата. При меньшей скорости набегающего потока валики не образуются и конденсат срывается с нижней образующей трубы. Появление валиков может быть объяснено взаимодействием пленки конденсата и вихревых структур за обтекаемой трубой. Пленка в нижней части трубы увлекается вихрями снизу вверх и вместе со стекающей сверху пленкой конденсата создает две зоны накопления конденсата, т.е. валики. При оценке по формуле (17) скорость набегающего потока должна быть равна 40 м/с, что хорошо согласуется с экспериментально зафиксированной границей появления валиков. Указанное обстоятельство должно также приводить к росту теплоотдачи, однако, как отмечалось ранее, экспериментальные данные для водяного пара лежат ниже значений, получаемых по теоретическим зависимостям. Отмеченное расхождение в поведении коэффициента теплоотдачи может быть связано с трудностями выбора надлежащей разности температур, так как распределение температуры стенки крайне неоднородно по периметру трубы. Разность температур T_{sat} и локальной температуры стенки $T_{\theta,w}$ максимальна в зоне после отрыва потока и во многом определяет средний перепад температур $\Delta \bar{T}$, в то время как для получения итогового коэффициента теплоотдачи важен существенно более низкий перепад температур на части поверхности, обращенной к набегающему потоку. В настоящей работе указанный фактор не анализировался.

С учетом высказанных оценок и анализа данных численного моделирования возможной причиной “аномальной” интенсификации теплообмена (по сравнению с теоретическими моделями) может быть проявление гидродинамической неустойчивости пленки, связанной с интенсивными вихревыми структурами в паре в кормовой области обтекаемой трубы, которые приводят к условиям периодического захлебывания жидкой пленки конденсата.

ВЫВОДЫ

1. Результаты расчета процесса конденсации хладона R-113 из нисходящего потока на одиночном горизонтальном цилиндре, проведенного методом VOF, хорошо согласуются с экспериментальными данными [8], отличающимися заметным отклонением от существующих теоретических зависимостей при высоких скоростях потока.

2. Анализ результатов моделирования показал, что причиной “аномальной”, по сравнению с теоретическими зависимостями, интенсификации теплообмена является захлебывание пленки

конденсата на подветренной стороне цилиндра, связанное с взаимодействием последней с крупномасштабными вихревыми структурами в следе за цилиндром.

3. Для оценки значения скорости, соответствующей нижней границе “аномальной” теплоотдачи, можно рекомендовать критериальную зависимость, предложенную авторами настоящей работы.

4. Для описания характеристик внешнего турбулентного потока рекомендуется использовать $k-\omega$ SST-модель турбулентности, что позволит лучше всего воспроизвести экспериментальные данные [8]. Для всех скоростей потока различие результатов расчета при использовании $k-\omega$ модели турбулентности и модели ламинарного течения практически отсутствует.

5. Одномерная модель пленки не позволяет воспроизводить указанные особенности процесса конденсации при высоких скоростях и требует дальнейшей модернизации.

6. Использованная в работе модифицированная модель Lee может быть рекомендована для расчетов методом VOF процессов конденсации движущегося пара.

В дальнейшем авторы планируют провести систематические расчеты отдельных режимов для 3D-постановки с учетом движения пара.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность профессору, докт. техн. наук Г.Г. Янькову за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гогонин И.И.** Исследование теплообмена при пленочной конденсации пара. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2015.
2. **Федоров В.А., Мильман О.О.** Конденсаторы паротурбинных установок. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013.
3. **Comprehensive** review of pure vapour condensation outside of horizontal smooth tubes / C. Bonneau, C. Josset, V. Melot, B. Auvity // Nucl. Eng. Des. 2019. V. 349. P. 92–108.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.04.005>
4. **Rose J.W.** Fundamentals of condensation heat transfer: laminar film condensation // JSME Int. J. Ser. 2. Fluids Eng., Heat Transfer, Power, Combustion, Thermophys. Properties. 1988. V. 31. Is. 3. P. 357–375.
https://doi.org/10.1299/jsmeb1988.31.3_357
5. **Shekriladze I.G., Gomelauri V.I.** Theoretical study of laminar film condensation of flowing vapour // Int. J. Heat Mass Transfer. 1966. V. 9. Is. 6. P. 581–591.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(66\)90092-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(66)90092-5)
6. **Берман Л.Д., Туманов Ю.А.** Исследование теплоотдачи при конденсации движущегося пара на гори-

- зонтальной трубе // Теплоэнергетика. 1962. № 10. С. 77–83.
7. **Tetsu F., Haruo U., Chikatoshi K.** Laminar filmwise condensation of flowing vapour on a horizontal cylinder // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1972. V. 15. Is. 2. P. 235–246. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90071-3](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90071-3)
 8. **Lee W.C., Rahbar S., Rose J.W.** Film condensation of refrigerant-113 and ethanediol on a horizontal tube – of vapor velocity // *J. Heat Transfer*. 1984. V. 106. Is. 3. P. 524–530. <https://doi.org/10.1115/1.3246710>
 9. **Fujii T., Honda H., Oda K.** Condensation of steam on a horizontal tube – the influence of oncoming velocity and thermal condition at the tube wall // *Proc. of the 18th National Heat Transfer Conf. ASME/AICHE*. San Diego, USA, 6–8 Aug. 1979. P. 35–43.
 10. **Honda H., Nozu S., Fujii T.** Vapour-to-coolant heat transfer during condensation of flowing vapour on a horizontal tube // *Proc. of the 7th Intern. Heat Transfer Conf. Miinchen, Germany*, 6–10 Sept. 1982. V. 5. P. 77–82. <https://doi.org/10.1615/IHTC7.410>
 11. **Rose J.W.** Effect of pressure gradient in forced convection film condensation on a horizontal tube // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1984. V. 27. Is. 1. P. 39–47. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(84\)90235-7](https://doi.org/10.1016/0017-9310(84)90235-7)
 12. **Авдеев А.А., Зудин Ю.Б.** Влияние скорости пара на теплообмен при конденсации в случае поперечного обтекания горизонтального цилиндра // *Теплоэнергетика*. 2011. № 4. С. 24–28.
 13. **Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А.** Валидация модели жидкой пленки конденсата на поверхности гладкого горизонтального цилиндра при различных направлениях движения пара // *Теплоэнергетика*. 2022. № 12. С. 40–53. <https://doi.org/10.56304/S0040363622120062>
 14. **A mathematical model of forced convection condensation of steam on smooth horizontal tubes and tube bundles in the presence of noncondensables / К.В. Minko, V.I. Artemov, G.G. Yankov, O.O. Milman** // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2019. V. 140. P. 41–50. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.099>
 15. **Верификация** математической модели пленочной конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси на пучке из гладких горизонтальных труб / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, В.С. Крылов // *Теплоэнергетика*. 2019. № 11. С. 43–51. <https://doi.org/10.1134/S0040363619110031>
 16. **Численное моделирование** конденсации пара при течении парогазовой смеси в канале переменного сечения с пучком гладких горизонтальных труб / К.Б. Минко, В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, В.С. Крылов // *Теплоэнергетика*. 2019. № 12. С. 68–76. <https://doi.org/10.1134/S0040363619120063>
 17. **Минко К.Б., Артемов В.И., Яньков Г.Г.** Численное моделирование процесса образования зон с повышенным содержанием воздуха в трубных пучках при конденсации пара с небольшой долей воздуха // *Теплоэнергетика*. 2022. № 4. С. 22–30. <https://doi.org/10.1134/S004036362204004X>
 18. **Код ANES** [Электрон. ресурс.] <http://anes.ch12655.tmweb.ru/>
 19. **Fujii T.** Overlooked factors and unsolved problems in experimental research on condensation heat transfer // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1992. V. 5. Is. 5. P. 652–663. [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(92\)90021-V](https://doi.org/10.1016/0894-1777(92)90021-V)
 20. **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>
 21. **Hirt C.W., Nichols B.** Volume of fluid (VOF) method for dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys.* 1981. V. 39. Is. 1. P. 201–225. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)
 22. **Aghanajafi C., Hesampour K.** Heat transfer analysis of a condensate flow by VOF method // *J. Fusion Energy*. 2006. V. 25. Is. 3. P. 219–223. <https://doi.org/10.1007/s10894-006-9025-6>
 23. **Kleiner T., Rehfeldt S., Klein H.** CFD model and simulation of pure substance condensation on horizontal tubes using the volume of fluid method // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2019. V. 138. P. 420–431. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.054>
 24. **Detailed CFD simulations of pure substance condensation on horizontal annular low finned tubes including a parameter study of the fin slope / T. Kleiner, A. Eder, S. Rehfeldt, H. Klein** // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2020. V. 163. P. 120363. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120363>
 25. **Li S., Ju Y.** Numerical study on the condensation characteristics of various refrigerants outside a horizontal plain tube at low temperatures // *Int. J. Therm. Sci.* 2022. V. 176. P. 107508. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107508>
 26. **CFD simulation on hydrodynamic and thermal behavior of elliptical condensing tubes with an improved mass transfer model / W. Bai, P. Chen, J. Wang, W. Chen, M.K. Chyu** // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2023. V. 209. P. 124083. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124083>
 27. **Lee W.H.** A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling // *Multiphase transport: fundamentals, reactor safety, applications* / Ed. by T.N. Veziroglu. Washington, DC: Hemisphere Publishing, 1980. P. 407–432.
 28. **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>
 29. **Моделирование** процессов конденсации хладона R-113 в горизонтальной трубе методом VOF / Г.Г. Яньков, О.О. Мильман, К.Б. Минко, В.И. Артемов // *Теплоэнергетика*. 2023. № 11. С. 26–41. <https://doi.org/10.56304/S0040363623110139>
 30. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. V. 32. P. 1598–1605.

31. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD. 2nd ed. DCW Industries, Inc.; La Cañada, CA, USA, 1998.
32. **Egorov Y.** Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases: Techn. Report EVOL-ECORA-D07, ANSYS, 2004.
33. **Pure** and pseudo-pure fluid thermophysical property evaluation and the open-source thermophysical property library CoolProp / I.H. Bell, J. Wronski, S. Quoil-in, V. Lemort // Ind. Eng. Chem. Res. 2014. V. 53. Is. 6. P. 2498–2508.
<https://doi.org/10.1021/ie4033999>
34. **Лабунцов Д.А.** Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах // Теплоэнергетика. 1957. № 7. С. 72–80.
35. **Rose J.W.** Film and dropwise condensation // Handbook Thermal Sci. Eng. Springer, Cham. Intern. Publishing, 2017. P. 1–44.
https://doi.org/10.1007/978-3-319-32003-8_50-1
36. **Effect** of vapour velocity on film condensation of R-113 on horizontal tubes in a crossflow / H. Hiroshi, N. Shigeru, U. Bunken, F. Tetsu // Int. J. Heat Mass Transfer. 1986. V. 29. Is. 3. P. 429–438.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(86\)90212-7](https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90212-7)
37. **Лабунцов Д.А., Ягов В.В.** Механика двухфазных систем: учеб. пособие для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Издательский дом МЭИ, 2007.

Simulation of Saturated Vapor Condensation from a Downflow on the Surface of a Horizontal Pipe by the VOF Method

K. B. Minko^{a,*}, V. I. Artemov^a, A. A. Klementiev^a, and S. N. Andreev^a

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: minkokb@gmail.com

Abstract—Various literary sources present the results of experiments that were carried out in order to investigate the process of condensation on a horizontal cylinder of a moving steam of freon R-113. These results demonstrate a qualitative disagreement with the trends following from the available theoretical dependencies. The authors of these experimental data indicated some possible reasons for this difference, but a detailed verification of the above assumptions is difficult due to the difficulties in obtaining information about the local characteristics of the condensation process. In this work, the VOF (Volume of Fluid) method is used to simulate the experimental modes of R-113 freon condensation on the surface of a horizontal cylinder from a downward flow moving at a speed of up to 6 m/s at a pressure close to atmospheric. The Lee model was used to simulate interfacial mass transfer. The selection of its constant was carried out using the algorithm proposed earlier by the authors of this work. Data on changes in the local characteristics of heat transfer during condensation from a moving vapor flow, obtained using the VOF method, are presented. The calculation results are in good agreement with the “unusual” experimental data and confirm the experimentally recorded anomalous (compared to the existing theoretical dependences) increase in the heat-transfer coefficient with an increase in the oncoming flow velocity. It is shown that one of the reasons for the increase in the heat-transfer coefficient is the interaction of the falling condensate film with the vortex structures formed behind the streamlined cylinder. At a certain velocity of the oncoming flow, the falling condensate film is periodically “flooded,” which, in turn, leads to a significant intensification of heat transfer near the lower generatrix of the cylinder. This mechanism is not taken into account in the existing models since, as a rule, it is assumed in them that, after flow separation, the film flows down only due to the action of gravitational forces. A criterion dependence is proposed for determining the boundary of “anomalous” (compared to the theoretical value) heat-transfer intensification.

Keywords: condensation, mass transfer, horizontal pipe, interface, numerical simulation, VOF method, modified Lee model, moving vapor