

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ
ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ
ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА VOF
ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАДАЧ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ¹

© 2025 г. К. Б. Минко^{a, *}, Г. Г. Яньков^{a, b}, Т. А. Гагауллин^a, В. И. Артемов^{a, b}, А. П. Железнов^{b, c}

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

^bКалужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,
ул. Степана Разина, д. 26, г. Калуга, 248023 Россия

^cЗАО “Научно-производственное внедренческое предприятие “Турбокон””,
ул. Комсомольская Роща, д. 43, г. Калуга, 248010 Россия

*e-mail: minkokb@gmail.com

Поступила в редакцию 16.09.2024 г.

После доработки 10.10.2024 г.

Принята к публикации 30.10.2024 г.

Метод Volume of fluid (VOF), дополненный моделями тепло- и массообмена на межфазной границе, представляет собой универсальный и весьма эффективный инструмент для моделирования и детального анализа сложных процессов, происходящих в системах с фазовыми переходами. Ключевая особенность этого метода – способность довольно точно и детально описывать физическую картину протекающих процессов при наличии явно выраженной границы раздела фаз и предоставлять количественные данные о распределении локальных характеристик теплообмена, динамике межфазной границы и связанных с ней явлениях, что делает полезным использование метода VOF как в научных исследованиях, так и в инженерной практике. Необходимость разработки и совершенствования моделей тепло- и массообмена, эффективных численных алгоритмов VOF, а также разработка рекомендаций по их применению – актуальная задача. В настоящей статье предложен подход к определению интенсивности процессов тепло- и массообмена на межфазной границе, основанный на анализе фазовых переходов в однокомпонентных системах с помощью линейной теории неравновесных процессов. Представлены результаты верификационных расчетов, выполненных для некоторых типовых задач. Рассматриваются классические задачи одномерного кипения и конденсации (задача Стефана), а также такие задачи, как конденсация пара внутри труб различной ориентации, конденсация неподвижного и движущегося пара на поверхности гладких горизонтальных труб и пленочное кипение на поверхности горизонтальных цилиндров. Результаты расчетов верифицируются с использованием классических решений и надежных экспериментальных данных. Вычисления проведены для сред с различными теплофизическими свойствами, включая воду, пентан, пропан, R-113, R-21 и R-142b. Максимальное отношение плотностей жидкой и паровой фаз достигало значения 1600 (вода при атмосферном давлении). Результаты моделирования демонстрируют универсальность предложенного подхода, благодаря чему можно рекомендовать его для решения разнообразных инженерных задач.

Ключевые слова: модель тепло- и массообмена на межфазной поверхности, численное моделирование, метод VOF, конденсация, пленочное кипение, движущийся пар

DOI: 10.56304/S004036362470067X

Метод VOF [1] активно применяется для исследования процессов тепло- и массообмена при пленочной конденсации [2, 3] и пленочном кипении [4, 5], при расчете испарительных установок [6, 7], определении динамики схлопывания пу-

зырька пара в объеме недогретой жидкости и т.д. Следует отметить, что исходная модель VOF Хирта [1] предназначена для описания динамики однофазной несжимаемой жидкости со свободной поверхностью, на которой задано постоянное давление. В модели Хирта вторая фаза отсутствует, поэтому уравнения этой модели [1] строго обоснованы. Развитие метода VOF для моделиро-

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

вания двухфазной среды (особенно при наличии массообмена) – нетривиальная задача в смысле ее строгой постановки.

Применение метода VOF требует решения уравнения сохранения объемной доли несжимаемой жидкой фазы γ , которое можно записать как

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

где τ – время, с; \mathbf{U} – вектор скорости, м/с; M_{gl} – объемная плотность потока массы на межфазной поверхности из газовой фазы в жидкую фазу, кг/(м³ · с); ρ_l – истинная плотность жидкой фазы, кг/м³.

Уравнение неразрывности при постоянных плотностях фаз примет вид

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

где ρ_g – истинная плотность паровой фазы, кг/м³.

Для замыкания уравнений требуется модель для определения объемного источника $M_{gl} = m_{gl} A_i / V_{CV}$ [m_{gl} – плотность массового потока на межфазной границе, кг/(м² · с); A_i – площадь межфазной границы в текущем контрольном объеме (КО), м²; V_{CV} – объем текущего КО, м³].

Существуют различные модели для расчета M_{gl} , детальный обзор которых представлен в [8]. Первая группа моделей основана на использовании специальных условий совместности в квазиравновесном приближении [9]. В данном случае m_{gl} определяют, исходя из предположения, что температура межфазной поверхности T_{int} равняется температуре насыщения T_{sat} , по соотношению

$$m_{gl} = \frac{\lambda_g \mathbf{n}_{int} (\nabla T)_g - \lambda_l \mathbf{n}_{int} (\nabla T)_l}{h_{lg}}, \quad (3)$$

где λ_l, λ_g – теплопроводность жидкой и паровой фаз, Вт/(м · К); \mathbf{n}_{int} – нормаль к межфазной границе, направленная в сторону жидкой фазы; $(\nabla T)_i$ – градиент температуры со стороны паровой ($i = g$) и жидкой ($i = l$) фаз вблизи межфазной поверхности.

С помощью формулы (3) можно рассчитать объемный источник M_{gl} , если определить удельную межфазную поверхность, опираясь либо на результаты геометрической реконструкции поверхности на основе поля γ , либо на соотношение [10]:

$$A_i / V_{CV} = |\nabla \gamma|. \quad (4)$$

В качестве примеров использования моделей первого класса для расчета процессов пленочного кипения и конденсации можно указать публика-

ции [5, 11, 12]. Не останавливаясь на деталях такого подхода, следует отметить следующее. Во-первых, модели этого класса работают только при наличии в расчетной области межфазной границы, так как не могут предсказать ее возникновение, например, при перегреве жидкости относительно температуры насыщения. Во-вторых, применение некоторых алгоритмов [13] решения уравнения (1) приводит к ситуации, когда межфазная граница не может “перейти” в соседний КО. Наиболее наглядным примером возникновения подобной ситуации является одномерная задача Стефана для конденсации. В этой задаче межфазная граница удаляется от охлаждаемой стенки, а пар, наоборот, движется по направлению к ней. Указанная особенность приводит к тому, что в двухфазных КО отсутствуют вытекающие потоки, а переполнение ячейки конденсатом ($\gamma > 0$) неизбежно из-за наличия массового источника в уравнении (1). В алгоритме CISIT [13], как и во многих других алгоритмах решения уравнения (1), проблема переполнения ячеек устраняется путем “перелива” конденсата в соседние ячейки с учетом вытекающих потоков. При их отсутствии алгоритм не способен выполнить коррекцию поля γ .

Вторая группа моделей построена на основе модели, предложенной в [14]. В этой работе автор, используя молекулярно-кинетическую теорию, получил соотношение для расчета плотности потока массы на межфазной границе:

$$m_{gl} = -\frac{2\beta}{2 - \beta} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_0}} \left[\frac{p_g}{\sqrt{T_{g,sat}}} - \frac{p_l}{\sqrt{T_{l,sat}}} \right], \quad (5)$$

где β – коэффициент конденсации (испарения); M – молярная масса, кг/моль; R_0 – газовая постоянная, Дж/(моль · К); p – давление, Па. Здесь и далее индексы l и g указывают на жидкую и паровую фазы.

При выборе этой модели требуется задать значение β . В литературных источниках представлены примеры использования (5) с очень широким диапазоном значений β . Например, в [15] предлагается проводить расчеты при $\beta = 0.01$ для испарения воды, хотя, как показывают данные обзорной статьи [8], большинство исследователей применяют значения β близкие к 1. Недавние публикации [16, 17] показали, что коэффициенты испарения и конденсации приблизительно равны 1.

Во многих работах, например [18], считается, что поток массы прямо пропорционален разности давлений (или температуры) при малых разностях температуры. Что касается метода VOF для моделирования процессов тепло- и массообмена на межфазной границе, то часто ссылаются на исследование [19], автор которого модифицировал формулу (5) для случая небольшого скачка

температур на фазовой поверхности и предложил линейную зависимость массового потока от разности между температурой на межфазной границе, принимаемой равной температуре насыщения T_{sat} , и температурой T :

$$m_{gl} = \frac{2\beta}{2 - \beta} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_0}} \left[\frac{\rho_g h_{fg} \Delta T_{gl}}{T_{sat}^{3/2}} \right]; \quad \Delta T_{gl} = T_{sat} - T, \quad (6)$$

где h_{fg} – теплота фазового перехода, Дж/кг.

Данная формула является удобной аппроксимацией выражения (5) и часто применяется для моделирования задач пленочного кипения, испарения с поверхности тонких жидких пленок и т.д. Следует отметить, что авторам настоящей статьи неизвестны случаи использования модели (6) для расчета задач пленочной конденсации. Модели этого класса работают только при наличии межфазной поверхности внутри расчетной области и не могут описать ее возникновение вблизи твердой поверхности, в объеме перегретой жидкости или в переохлажденном паре. Указанное обстоятельство связано с тем, что для получения удельного объемного источника M_{gl} в (1) поверхностная плотность потока массы m_{gl} умножается на удельную межфазную поверхность, равную $|\nabla\gamma|$ и отличную от нуля только при наличии внутри расчетной области межфазной границы.

К моделям третьего класса можно отнести различные модификации модели Lee, первоначально предложенной в [20]. Данная модель требует задания так называемого коэффициента релаксации C' . Для конденсации модель имеет вид

$$M_{gl} = C' \rho_g (1 - \gamma) \Delta T_{gl} / T_{sat}, \quad \Delta T_{gl} > 0; \quad (7)$$

для кипения

$$M_{gl} = C' \rho_l \gamma \Delta T_{gl} / T_{sat}, \quad \Delta T_{gl} < 0. \quad (8)$$

Эта модель успешно применялась многими исследователями [21–23]. Выражения (7), (8) являются линеаризованной формой источника, удобной для численной реализации, и позволяют поддерживать температуру в ячейке с межфазной границей, близкой к температуре насыщения. Модель дает ненулевое значение источника $M_{gl} > 0$ при наличии в объеме пара, недогретого до температуры насыщения; вариант $M_{gl} < 0$ реализуется, если в объеме имеется жидкость, перегретая относительно температуры насыщения. Следует отметить, что источник явно не привязан к межфазной границе и приведет к ее появлению при выполнении ранее указанных условий. Поэтому данную модель не рекомендуется использовать для моделирования испарения тонких пленок [6] в режимах, в которых перегрев жидкости

$\Delta T_w = T_w - T_{sat} > 0$ недостаточен для возникновения кипения, т.е. для образования межфазной поверхности под слоем жидкости.

Основная проблема модели Lee – необходимость подбора коэффициента релаксации таким образом, чтобы разность ΔT_{gl} была мала по сравнению с характерным перепадом температур в задаче и при этом не возникали проблемы, связанные с неустойчивостью численных алгоритмов. Обзор литературных источников показал, что для задач пленочного кипения рекомендуется применять значения C' от 100 до 500 c^{-1} , при моделировании конденсации – $10^4 c^{-1}$ и выше. Выбор характерных значений существенно зависит от свойств теплоносителя, размеров КО вблизи межфазной границы и т.д. В CFD-коде ANSYS Fluent [24] коэффициент релаксации по умолчанию равен 0.1 c^{-1} , что и определяет нижнюю границу значений, встречающихся в различных публикациях. По сути, “правильное” использование указанной модели должно сопровождаться доказательством того, что решение не зависит от дальнейшего увеличения коэффициента релаксации, причем эта процедура, строго говоря, должна повторяться при изменении режимных параметров, теплоносителя, расчетной сетки. Исследователи обязаны выбирать максимальное значение для всех режимов, рассматриваемых в работе. Проведение таких расчетов оказывается довольно трудоемким, поэтому в [25] авторы настоящей статьи предложили соотношение для подбора коэффициента релаксации для задач пленочной конденсации

$$C' = \frac{2\lambda_l T_{sat}}{\rho_g h_{fg} (\Delta x_{CV})^2}, \quad (9)$$

где Δx_{CV} – минимальный размер текущего КО, м.

Соотношение (9) прошло всестороннее тестирование и верификацию на задачах конденсации на поверхности горизонтальных труб [2, 25] и внутри труб различной ориентации относительно вертикали [26, 27]. Для моделирования задачи о пленочном кипении, по аналогии с [25], соотношение (9) может быть заменено на следующее:

$$C' = \frac{2\lambda_g T_{sat}}{\rho_l h_{fg} (\Delta x_{CV})^2}. \quad (10)$$

Предварительные тестовые расчеты, выполненные авторами настоящей работы, показали, что соотношение (10) позволяет моделировать пленочное кипение на поверхности горизонтальной трубы, в том числе и для жидкости, недогретой до состояния насыщения, только при использовании очень мелких сеток вблизи межфазной границы. Ясно, что этого можно достичь путем

увеличения коэффициента C' вследствие его обратной квадратичной зависимости в (10) от характерного размера контрольного объема. Дополнительное тестирование показало, что если в (8) вместо выражения (10) использовать (9), то сеточная схоимость достигается на существенно более грубых сетках. Этот факт мотивировал авторов статьи провести ревизию моделей тепло- и массообмена на межфазной границе, реализованных в исследовательском CFD-коде ANES, и попытаться выбрать более универсальную модель для расчета M_{gl} в (1) и (2), пригодную как для задач кипения, так и для задач конденсации и не требующую подбора эмпирического параметра.

В настоящей работе предложено описание модели, построенной с привлечением результатов линейной теории неравновесных эффектов на межфазной поверхности [9] и допущений, принятых в [19]. Выполнено тестирование этой модели на одномерной задаче Стефана для кипения и конденсации и задачах о конденсации внутри гладких вертикальной и горизонтальной труб, а также задачах о пленочной конденсации и пленочном кипении на поверхности гладких горизонтальных труб. Результаты работы позволяют рекомендовать указанную модель для расчета перчисленных процессов.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НА МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Основные результаты анализа фазовых переходов в однокомпонентных системах с использованием линейной теории неравновесных эффектов на межфазной границе [9] сводятся к следующему:

конденсирующаяся фаза находится под тем же давлением, что и пар (без учета поверхностного натяжения на искривленной границе);

расчетная температура насыщения при актуальном давлении в паровой фазе не равна температурам фаз на межфазной границе;

на поверхности раздела фаз существует скачок температур $\Delta T = T_g - T_l$, пропорциональный массовому потоку вещества вследствие фазового перехода (если влияние теплового потока в паровой фазе несущественно).

В модели VOF не предусматриваются различные температуры фаз в контрольных объемах, содержащих обе фазы, так как имеется только одна температура двухфазной смеси. Авторы настоящей статьи, разумеется, не отождествляют скачок температур $\Delta T = T_g - T_l$ на межфазной поверхности с разностью температур в модели Lee $\Delta T_{gl} = T_{sat} - T$, однако обе эти величины характеризуют некоторую неравновесность, и не исклю-

чено, что между ними существует связь, которую можно скорректировать введением уточняющего параметра.

Учитывая это предположение и результаты линейной теории неравновесных эффектов на межфазной поверхности, объемный источник в уравнении энергии можно записать следующим образом:

$$M_{gl} = 3.14\rho_g\sqrt{\frac{R_0}{M}}\frac{1}{\sqrt{T_{sat}}}\left|\nabla\gamma\right|\Delta T_{gl}, \quad \Delta T_{gl} = T_{sat} - T. \quad (11)$$

Используя правило Трутона $(h_g M)/(R_0 T_{sat}) \approx 10$, можно упростить соотношение (11):

$$M_{gl} = \rho_g (1 - \gamma) \sqrt{h_g} \left|\nabla\gamma\right| \frac{\Delta T_{gl}}{T_{sat}}. \quad (12)$$

Как показали результаты тестовых расчетов, для лучшего согласия с имеющимися данными истинную плотность газовой фазы ρ_g в соотношении (12) следует заменить на приведенную плотность $\rho_g (1 - \gamma)$. О возможной коррекции выражения (11) упоминалось ранее. Указанная корректировка позволяет исключить возникновение массового источника в контрольных объемах, полностью занятых жидкой фазой и расположенных рядом с межфазной поверхностью, в которых значение $|\nabla\gamma|$ отлично от нуля, что, как уже отмечалось, может способствовать переполнению ячейки при использовании некоторых алгоритмов решения уравнения (1). Применяя соотношение $M_{gl} = m_{gl} |\nabla\phi|$ и правило Трутона, формулу (6) можно привести к виду, аналогичному (12). Сопоставляя полученные соотношения, нетрудно показать, что указанные модели эквиваленты при

$$\frac{2\beta}{2 - \beta} \sqrt{\frac{10}{2\pi}} = 1 \Rightarrow \beta = 0.57.$$

Следует отметить, что данное значение ниже реального значения коэффициента испарения (конденсации), близкого к 1 [16, 17]. Однако стоит еще раз упомянуть, что в модели VOF при использовании соотношения (12) для моделирования интенсивности тепло- и массообмена на межфазной границе под ΔT_{gl} понимается разность температуры насыщения и температуры в центре текущего контрольного объема. Центр контрольного объема может находиться вне фазовой границы в данном КО, и при строгом подходе это обстоятельство нужно принимать во внимание, сопоставляя соотношения (6) и (12). Однако с учетом приближенности правила Трутона, введения приведенной плотности в (12), некоторой неопределенности коэффициента

конденсации в окрестности значения 1 дополнительная корректировка в настоящей работе не проводилась.

Следует еще раз подчеркнуть, что авторы настоящей работы не нашли примеров использования модели (6) для расчета процессов пленочной конденсации. В работе [28] приводится описание универсальной модели, схожей с (6), в CFD-коде OpenFoam и отмечается, что она может быть применена для расчета кипения и конденсации. Однако в [28] были предоставлены результаты тестовых расчетов только для процессов испарения/кипения. С учетом изложенного, очевидно, что выбор предлагаемой модели в качестве универсальной требует проведения всестороннего тестирования. Далее модель Lee (7) и (8) с константами, определяемыми по соотношениям (9) и (10), будет называться L1 и Lg соответственно, а модель (12) – TJ.

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 уравнения баланса объемной доли жидкой фазы γ (1), уравнения неразрывности (2), записанного через плотность объемного потока среды, т.е. скорость, и уравнений движения (13) и энергии (14) [1]:

$$\frac{\partial(\rho U_k)}{\partial \tau} + \text{div}(\rho \mathbf{U} U_k - \mu_{eff} \nabla U_k) = -\frac{\partial p_{rgh}}{\partial x_k} + F_{b,k}; \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial \tau} + \text{div}(\rho c_p \mathbf{U} T - \lambda_{eff} \nabla T) = Q_{gl}, \quad (14)$$

где U_k – k -я проекция скорости, м/с; μ_{eff} – эффективный динамический коэффициент вязкости среды, Па · с; $p_{rgh} = p - \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x})$ – статическое давление за вычетом локального гидростатического столба, Па; p – статическое давление, Па; \mathbf{g} – вектор ускорения свободного падения, м/с²; \mathbf{x} – радиус-вектор точки в расчетной области, м; x_k – проекция вектора \mathbf{x} на ось k ; $F_{b,k}$ – проекция вектора \mathbf{F}_b на ось k ; $\mathbf{F}_b = [-(\rho_l - \rho_g)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}) + \sigma \mathbf{K}] \nabla \gamma$; σ – поверхностное натяжение, Н/м; K – кривизна межфазной поверхности, м⁻¹; c_p – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг · К); λ_{eff} – эффективный коэффициент теплопроводности среды, Вт/(м · К); $Q_{gl} = M_{gl} h_{lg}$ – источник энергии за счет фазового перехода, Вт/м³.

Плотность ρ , молекулярный динамический коэффициент вязкости μ и коэффициент теплопроводности λ , объемная теплоемкость ρc_p среды

в каждой расчетной ячейке определяются как среднеобъемные величины по формуле

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

При моделировании турбулентных течений в настоящей работе использовалась SST-модель Menter [29], рекомендованная в [26]. Граничные условия и постановка для каждой тестовой задачи обсуждаются в следующем разделе.

ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ

В настоящем разделе представлены результаты тестирования разработанной модели процессов тепло- и массопереноса на межфазной границе для некоторых тестовых задач, а также дано краткое описание этих задач и полученных результатов вместе с их обсуждением.

Задача Стефана для кипения

Выполнено моделирование задачи об одномерном пленочном кипении пентана и воды при 0.1 МПа. Постановка задачи представлена на рис. 1. Ширина области – 5 мм, начальная толщина паровой пленки $x_{s,0} = 0.2$ мм. В исходный момент времени задаются линейное распределение температуры в пленке пара и нулевая скорость фаз. Время счета – 5 с. Перегрев стенки составляет 100°С.

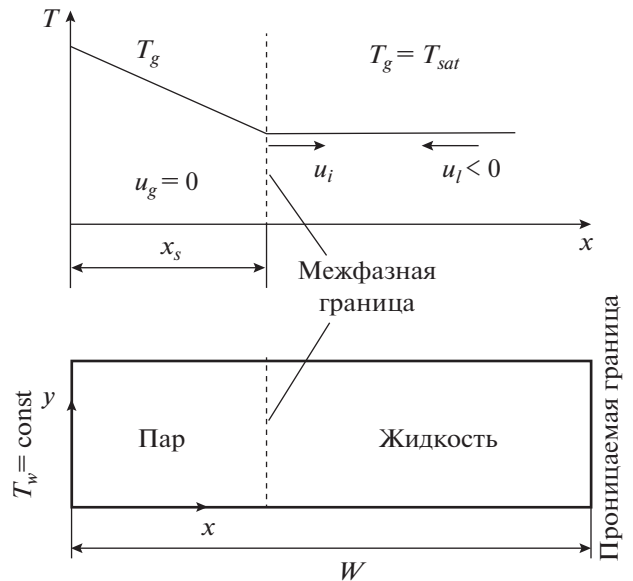


Рис. 1. Постановка задачи Стефана.

x_s – текущая толщина паровой пленки; u_g , u_l – скорости паровой и конденсированной фаз

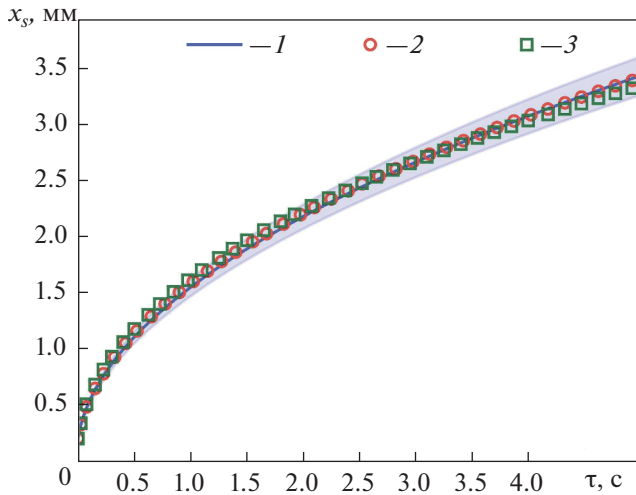


Рис. 2. Зависимости толщины паровой пленки x_s от времени τ (кипение пентана). 1 – приближенное решение (15) $\pm 5\%$ (отклонение, на рисунке отмечено затонированной областью); численное решение, полученное на сетке с $\Delta x_{CV} = 2.5$ мкм при использовании модели: 2 – TJ; 3 – Lg

Приближенное решение для положения фронта фазового перехода x_s [3] может быть представлено в виде

$$x_s(\tau) = \sqrt{x_{s,0}^2 + \frac{2a_g\tau}{\frac{h_{lg}}{c_{p,g}(T_w - T_{sat})} + \frac{1}{2}}}, \quad (15)$$

где a_g – температуропроводность паровой фазы, m^2/c ; T_w – температура стенки, К.

В расчетах использовалась равномерная сетка. Размер КО зависел от количества КО на начальную толщину пленки N_f . На рис. 2 приведены результаты расчета и данные, полученные с помощью различных моделей, при кипении пентана для $N_f = 80$ (ширина контрольного объема $\Delta x_{CV} = 2.5$ мкм).

Отклонение результатов расчета, выполненного с помощью моделей TJ и Lg, от приближенного решения незначительно и не превышает 5%. Зависимости отклонения ϵ от шага сетки для двух моделей представлены на рис. 3. Под отклонением понимается величина

$$\epsilon = \frac{100\%}{\tau_{\max}} \int_0^{\tau_{\max}} \frac{|x_{s,sim}(\tau) - x_{s,calc}(\tau)|}{x_{s,calc}(\tau) - x_{s,0}} d\tau,$$

где τ_{\max} – максимальное значение времени; индексы *sim* и *calc* обозначают результаты, полученные при моделировании и в ходе вычисления по формуле (15) соответственно.

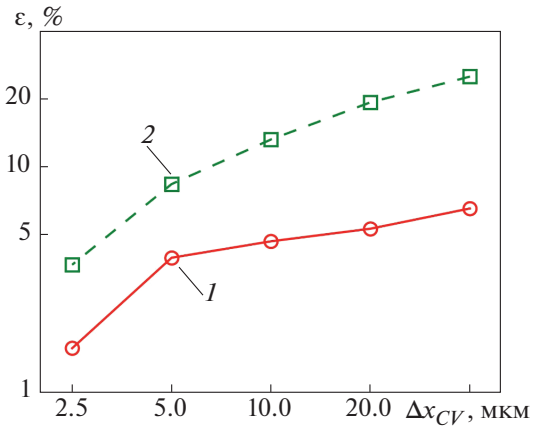


Рис. 3. Зависимости отклонения ϵ от шага сетки Δx_{CV} (плочное кипение пентана). Численное решение, полученное при использовании модели: 1 – TJ; 2 – Lg

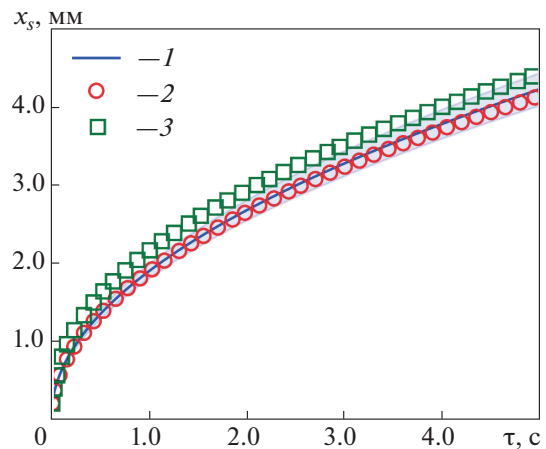


Рис. 4. Зависимости толщины паровой пленки x_s от времени τ (кипение воды). 1 – приближенное решение (15) $\pm 5\%$; численное решение, полученное на сетке с $\Delta x_{CV} = 5.0$ мкм при использовании модели: 2 – TJ; 3 – Lg

Видно, что модель Lg на сетке с $\Delta x_{CV} = 5.0$ мкм приводит к большему отклонению по сравнению с отклонением модели TJ на сетке с $\Delta x_{CV} = 30$ мкм.

Результаты расчета задачи одномерного кипения для воды с применением рассматриваемых моделей для $N_f = 40$ ($\Delta x_{CV} = 5$ мкм) представлены на рис. 4. Видно хорошее согласие между значениями, полученными по (15), и результатами численного расчета.

Задача Стефана для конденсации

Выполнено моделирование задачи об одномерной пленочной конденсации пентана и воды

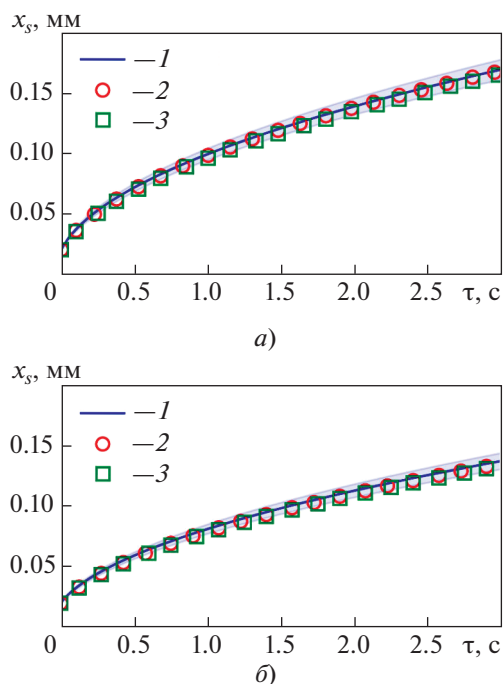


Рис. 5. Зависимости толщины жидкой пленки x_s от времени τ .

Конденсация: *a* – пентана; *b* – воды.

1 – приближенное решение $\pm 5\%$; численное решение для сетки $N_f = 5$ при использовании модели: 2 – TJ; 3 – L1

при 0.1 МПа. Ширина области равна 0.3 мм, исходная толщина жидкой пленки – 0.02 мм. В начальный момент времени задается линейное распределение температуры в пленке жидкости. Время счета – 3 с. Недогрев стенки составляет 10°C . Постановка задачи и приближенное решение аналогичны задаче Стефана для кипения при соответствующей замене свойств паровой фазы на свойства жидкой фазы и смене перегрева стенки на ее недогрев.

На рис. 5 для сравнения показаны результаты расчета с использованием различных моделей для конденсации пентана и воды. Моделирование выполнено при $N_f = 5$, т.е. при $\Delta x_{CV} = 4$ мкм. Видно, что отклонение расчетных данных от приближенного решения не превышает 5%, при этом обе модели дают практически идентичные результаты.

Задача о пленочной конденсации насыщенного пара на поверхности гладкой горизонтальной трубы

Представлены результаты моделирования конденсации насыщенных паров пропана, R-21 и R-113 на поверхности гладкой горизонтальной

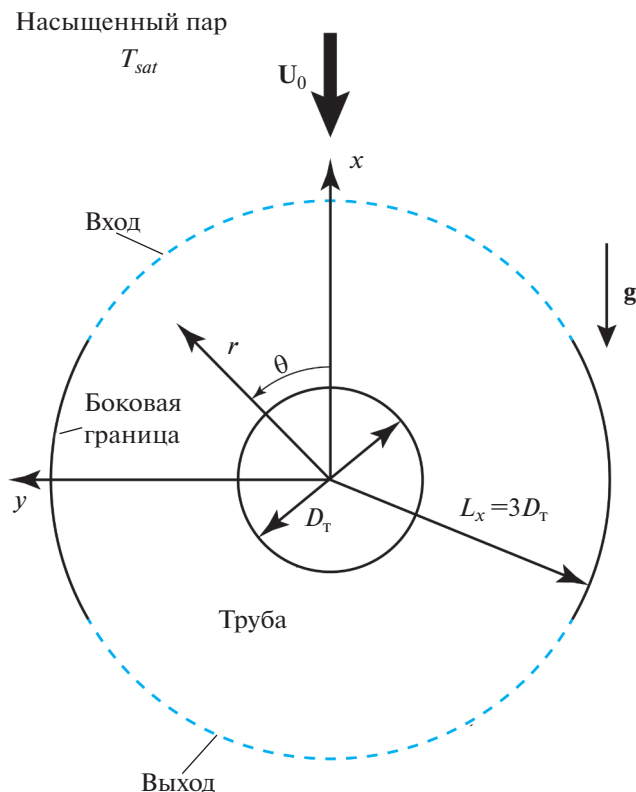


Рис. 6. Постановка задачи о пленочной конденсации на поверхности гладкой горизонтальной трубы.

r – радиальная координата; U_0 – скорость набегающего потока

трубы. Данные, полученные с помощью новой универсальной модели TJ, сравнивались с результатами расчетов, выполненных при использовании модели L1 в предыдущих работах [2, 30, 31]. Схема расчетной области показана на рис. 6.

Радиус расчетной области равен $L_x = 3.0D_T$, где D_T – диаметр трубы. Входная ($-60 \leq \theta \leq 60^\circ$) и выходная ($-120 \leq \theta \leq 120^\circ$) границы проницаемы для пара/жидкости, остальные границы расчетной области непроницаемые. При моделировании конденсации движущегося пара на входной границе задавался постоянный вектор скорости U_0 , направленный вдоль вектора ускорения свободного падения g , на боковых непроницаемых границах – условия равенства нулю касательных напряжений. При применении моделей турбулентности (конденсация движущихся паров R-113) удельные кинетическая энергия турбулентности и скорость диссипации кинетической энергии на входе в расчетную область определялись из условия, что безразмерная турбулентная вязкость равна 10, а пульсационная скорость составляет 5% осредненной скорости пара. На вы-

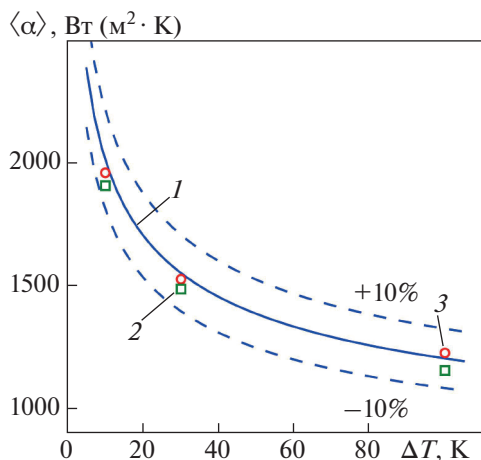


Рис. 7. Зависимости коэффициента теплоотдачи $\langle \alpha \rangle$ от недогрева стенки ΔT для конденсации R-21 при $T_{sat} = 333.15$ К. 1 – решение Нуссельта с учетом переохлаждения конденсата [32] $\pm 10\%$ (отклонение, на рисунке отмечено штриховыми линиями); решение с использованием модели: 2 – TJ; 3 – LI

ходе задавалось $p_{rgh} = (\rho_g - \rho)(\mathbf{g} \cdot \mathbf{x})$ исходя из известного распределения статического давления в паре. Для остальных переменных ставились стандартные выходные граничные условия. Если “выходная” граница становилась “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 применялось до углов $\theta = \pm 160^\circ$, при которых толщина пленки фиксировалась и далее оставалась постоянной. Начальное значение температуры принималось равным T_{sat} , скорости пара и жидкости полагались равными нулю, значения кинетической энергии турбулентности и удельной скорости диссипации при использовании моделей турбулентности принимались равными значениям на входе. Свойства теплоносителя считались постоянными, за определяющую температуру выбиралась температура насыщения.

Вначале рассматривалась задача конденсации R-21 на поверхности гладкой горизонтальной трубы диаметром 16 мм. На рис. 7 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от недогрева стенки для конденсации практически неподвижного пара. Видно, что различие результатов, полученных с помощью модели TJ и с использованием модели LI [2], незначительно. Отклоне-

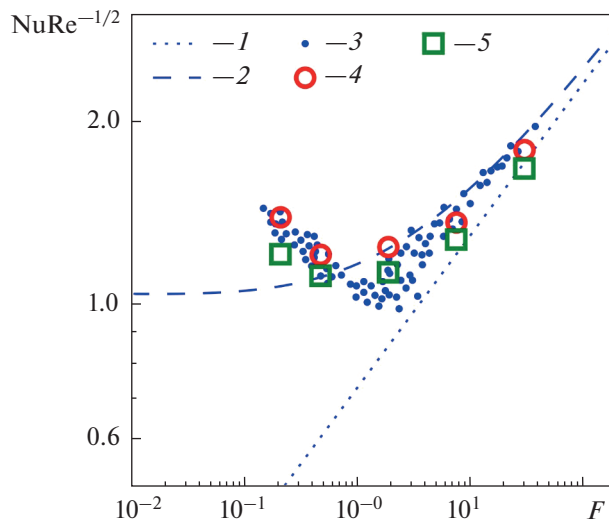


Рис. 8. Зависимости $Nu Re_L^{-1/2}$ от параметра F . Конденсация R-113 ($T_{sat} = 320.74$ К, $\Delta T = 20$ К и $G = 1.7$, где $G = [\Delta \bar{T} \lambda_l / (\mu_l h_{fg})][\rho_l \mu_l / (\rho_g \mu_g)]^{1/2}$ – безразмерный комплекс): 1 – решение Нуссельта [32]; 2 – решение Роуза [33]; 3 – экспериментальные данные [34] (G от 0.7 до 3.1); результаты численного расчета с использованием SST-модели Ментера [29] и модели: 4 – LI; 5 – TJ

ние данных от классического решения Нуссельта [32] с учетом переохлаждения конденсата не превышает 10%.

Выполнено моделирование конденсации хладона R-113 при давлении 0.1 МПа (температура насыщения $T_{sat} = 320.74$ К) на поверхности гладкой горизонтальной трубы. На рис. 8 приведены результаты расчета и экспериментальные данные в виде зависимости комплекса $Nu Re_L^{-1/2}$ от параметра F . Здесь $Nu = \bar{\alpha} D_r / \lambda_l$; $\bar{\alpha}$ – средний коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); $Re_L = \rho_l U_0 D_r / \mu_l$; U_0 – скорость набегающего потока, м/с; $F = g D_r \mu_l h_{fg} / (U_0^2 \lambda_l \Delta \bar{T})$; g – ускорение свободного падения, м/с².

Следует отметить хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных данных; результаты моделирования воспроизводят аномальную интенсификацию тепло- и массообмена с ростом скорости набегающего потока (левее локального минимума на кривой $Nu Re_L^{-1/2}$).

Для демонстрации того, что модель TJ позволяет проводить расчеты процессов конденсации на более грубых сетках без заметной потери точности, был выполнен дополнительный расчет конденсации пропана при $T_{sat} = 313.15$ К и недо-

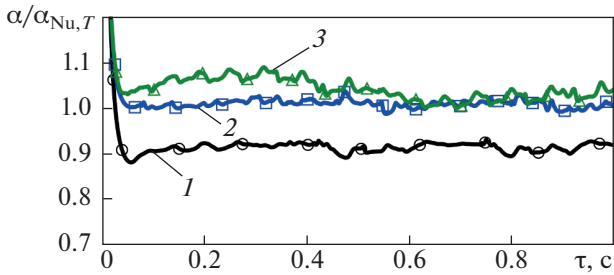


Рис. 9. Зависимости коэффициента теплоотдачи $\alpha/\alpha_{Nu,T}$ от времени τ , полученные с использованием модели LI на “грубой” (1) и “детальной” (2) сетках и модели TJ на “грубой” сетке (3)

греве стенки 40 К. В работе [31] были проведены методические расчеты указанного варианта в двумерной постановке с использованием модели LI. Их целью было подобрать такую “грубую” сетку, в ходе вычислений на которой отличие результатов расчета от тех, что получены на более “детальной” сетке, не превышало бы 10%. На рис. 9 представлены зависимости коэффициента теплоотдачи $\alpha/\alpha_{Nu,T}$ ($\alpha_{Nu,T}$ – значения, следующие из решения Нуссельта) от времени, вычисленные с применением модели LI на “грубой” и “детальной” сетках и модели TJ на “грубой” сетке. Размер КО этих сеток вблизи межфазной границы отличался примерно в 4 раза.

Задача о пленочной конденсации R-113 внутри гладкой вертикальной трубы

Рассматривается конденсация при опускном движении пара в круглой трубе диаметром $D_T = 9$ мм (рис. 10). Насыщенный пар температурой $T_{sat} = 333.15$ К и массовой скоростью $m_0 = 88.3$ кг/(м²·с) поступает на вход в трубу длиной $L_T = 1$ м. На стенке трубы задано распределение плотности теплового потока $q_w(z)$ (z – координата вдоль оси трубы). С этой целью использовалась информация о распределении плотности теплового потока по длине канала, полученная в ходе экспериментов. Эти данные аппроксимировались полиномом второй степени, который и применялся в настоящей работе для задания граничных условий. На входе в канал течение считалось гидродинамически стабилизированным. Перед входом в охлаждаемый участок трубы располагался адиабатный участок длиной $0.1L_T$ (на рис. 10 не показан), чтобы избежать особенностей формирования жидкой пленки непосредственно вблизи границы расчетной области. Результаты расчета сопоставлялись с экспериментальными данными Комендантова и др. [35] по

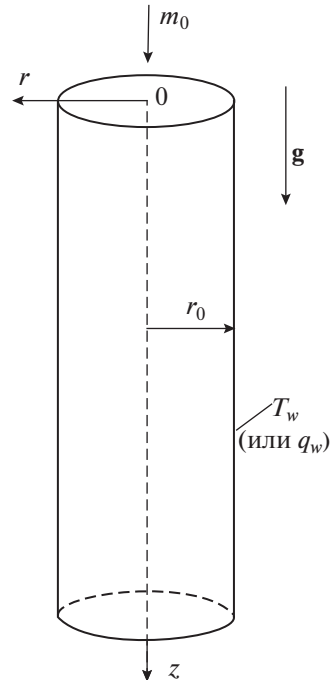


Рис. 10. Постановка задачи о конденсации пара при опускном движении в трубе.

m_0 – массовая скорость; r_0 – радиус трубы

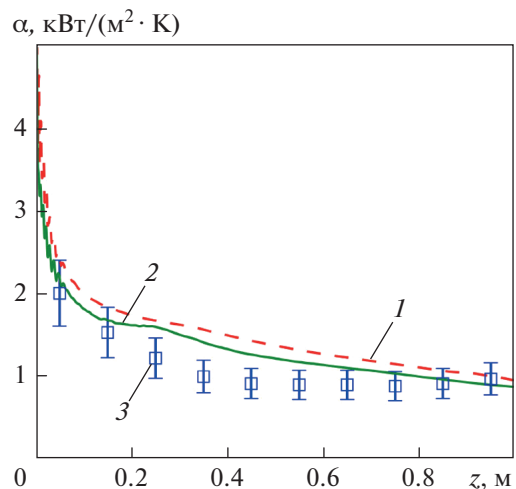


Рис. 11. Распределения коэффициентов теплоотдачи α по длине трубы диаметром 9 мм при конденсации R-113 с массовой скоростью $m_0 = 88.3$ кг/(м²·с) и температурой на входе в трубу $T_{sat} = 333.15$ К. Модель: 1 – TJ; 2 – LI [26]; 3 – данные экспериментов [35] $\pm 20\%$

конденсации фреона R-113. Моделирование всех режимов, доступных в [35], с использованием модели LI было выполнено в работе авторов [26]. Среднее отклонение расчетных данных от опытных составило 17%. На рис. 11 для сравнения

представлены результаты расчетов и данные из [35] для рассматриваемого режима.

Следует отметить неплохое соответствие результатов расчетов, полученных с помощью моделей TJ и LI. Как и в предыдущих расчетах, новая модель TJ приводит к некоторому росту коэффициента теплоотдачи при выборе одинаковых сеток. Отличие от экспериментальных данных может быть менее выражено при переходе к существенно более затратным трехмерным расчетам.

Задача о пленочной конденсации R-142b внутри гладкой горизонтальной трубы

Постановка задачи схожа с задачей из предыдущего раздела с учетом поворота трубы на 90°. Рассматривается конденсация фреона R-142b внутри медной трубы длиной 2.75 м (внутренний диаметр 28 мм) со стенкой толщиной 2 мм при массовой скорости пара 47 кг/(м²·с) и его давления 1.53 МПа. На внешней поверхности трубы задается постоянная плотность теплового потока, равная 23.7 кВт/м². Данные о распределении коэффициента теплоотдачи по длине канала, полученные с использованием модели TJ и при расчете по формуле Shah [36, 37], представлены на рис. 12. Модель из [36, 37] протестирована на большом массиве экспериментальных данных, среднее отклонение расчетных значений от экспериментальных не превышает 20%.

Следует отметить хорошее согласие результатов численного моделирования при применении моделей TJ и LI с расчетами по методике Shah [36, 37].

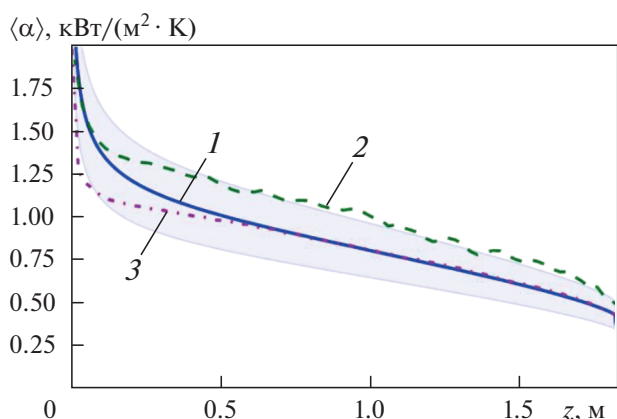


Рис. 12. Распределения осредненного по периметру трубы коэффициента теплоотдачи $\langle \alpha \rangle$ по длине канала. 1 – методика из [36, 37] (ширина затонированной области соответствует диапазону 20%-ного отклонения от расчетных значений); результаты расчета с использованием модели: 2 – TJ; 3 – LI

Задача о пленочном кипении воды на поверхности гладкой горизонтальной трубы

Рассмотрена задача пленочного кипения воды на поверхности гладкой горизонтальной трубы диаметром 25.4 мм при атмосферном давлении. Перегрев стенки относительно температуры насыщения составил 200°C. Временная зависимость среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи α , отнесенного к значению α_{Br} , полученному с помощью решения Бромли [38], представлена на рис. 13.

Стоит упомянуть, что, несмотря на заметные пульсации, амплитуда которых достигает 0.25 α , значение α хорошо согласуется с решением Бромли (α_{Br}).

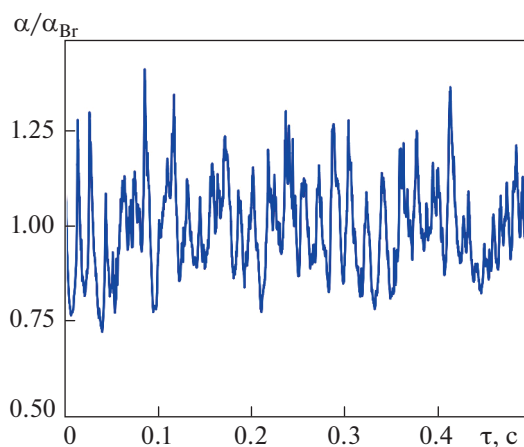


Рис. 13. Временная зависимость α/α_{Br} при пленочном кипении воды на трубе диаметром 25.4 мм при атмосферном давлении

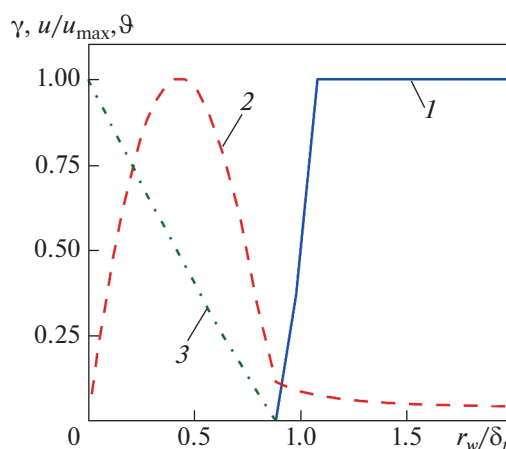


Рис. 14. Зависимости объемной доли жидкой фазы γ (1), скорости u/u_{max} (2), нормированной на максимальное значение, и безразмерной температуры $\vartheta = (T - T_{sat})/(T_w - T_{sat})$ (3) от безразмерного расстояния r_w/δ_f

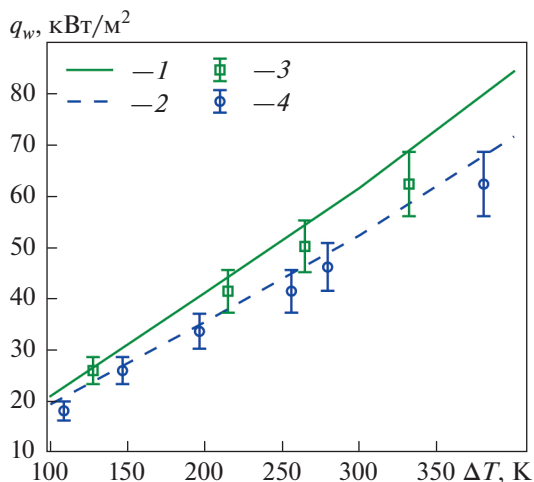


Рис. 15. Зависимости плотности теплового потока q_w от перегрева стенки ΔT (пленочное кипение). Диаметр цилиндра, мм: 1, 3 – 2; 2, 4 – 3. 1, 2 – результаты моделирования с использованием модели ТЖ; 3, 4 – экспериментальные данные $\pm 10\%$ [36]

На рис. 14 показаны зависимости объемной доли жидкой фазы, скорости, нормированной на максимальное значение, и безразмерной температуры $\vartheta = (T - T_{sat}) / (T_w - T_{sat})$ от безразмерного расстояния от стенки r_w / δ_f , где r_w – расстояние от стенки, δ_f – локальная толщина пленки.

Следует отметить, что профили скорости и температуры соответствуют автомодельным профилям, используемым Бромли в своем решении.

Скорость пара на границе пар – жидкость не превышает 10% максимального значения.

Для подтверждения работоспособности модели и возможности прогнозировать с ее помощью локальные характеристики волнового движения поверхности паровой пленки было выполнено моделирование кипения R-113 на горизонтальных цилиндрах, изготовленных из стали 1X18Н9Т, диаметром 2 и 3 мм без покрытия. Результаты расчета и экспериментальные данные из работы [39] представлены на рис. 15. Можно отметить как количественное, так и качественное согласие полученных данных с результатами экспериментальных исследований [39].

На рис. 16 приводятся функции распределения для толщины пленки $\Omega(\delta_f)$ вблизи нижней образующей на цилиндре диаметром 2 мм, определенные при расчете и в ходе экспериментов [39]. Под $\Omega(\delta_f)$ понимается отношение времени, в течение которого толщина пленки была меньше заданного значения δ_f , ко всему времени сигнала. В подписочной подписи к рис. 16 указан диапазон значений плотности теплового потока, в котором находятся расчетные и экспериментальные данные [39].

Видно, что эти данные согласованы качественно и близки количественно. Возможная причина их различий заключается в особенностях измерений толщины пленки, изменяющейся во времени, методом зондирования пристенного слоя пучком непрерывного лазерного излучения.

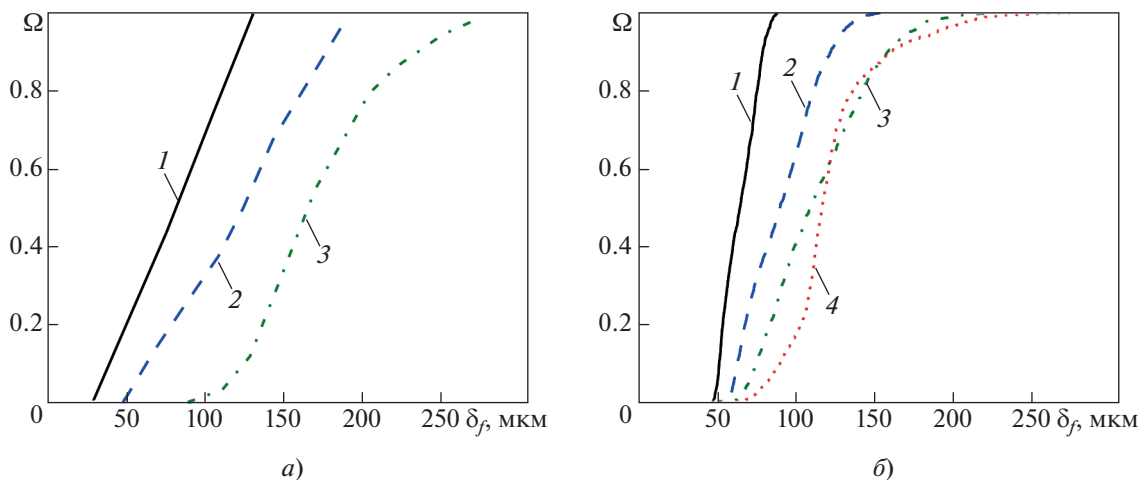


Рис. 16. Функция распределения толщины паровой пленки $\Omega(\delta_f)$ при кипении R-113 на горизонтальной трубе диаметром 2 мм.

а – экспериментальные данные [39]; б – результаты расчета.

Плотность теплового потока, кВт/м²: 1 – 20–30; 2 – 35–45; 3 – 55–65; 4 – 75–85

Важно отметить схожую трансформацию функции распределения при увеличении плотности теплового потока. При ее низких значениях толщина пленки равномерно распределена в диапазоне от минимального до максимального значения и функция распределения близка к линейной. С ростом плотности теплового потока помимо центральной линейной части в функции распределения вследствие относительно низкочастотных высокоамплитудных пульсаций появляются нелинейные “хвосты”.

ВЫВОДЫ

1. Показана работоспособность модели массообмена (12) при расчетах методом VOF процессов конденсации внутри труб и на их внешней поверхности, а также процессов пленочного кипения теплоносителей с широким диапазоном изменения теплофизических свойств (вода, пентан, пропан, R-113, R-21, R-142b), в том числе при отношении плотностей фаз $\rho_l/\rho_g = 1600$.

2. При замене плотности газовой фазы ρ_g на приведенную плотность паровой фазы $\rho_g(1 - \gamma)$ появилась возможность использовать соотношение (12) для моделирования задач конденсации методом VOF. Насколько известно авторам настоящей статьи, ранее схожие модели совместно с методом VOF применялись только для задач испарения/кипения.

3. Предложенная модель обеспечивает получение результатов на более грубых сетках без заметной потери точности, что является чрезвычайно важным при проведении крайне ресурсоемких расчетов с применением метода VOF. Указанное различие особенно заметно при решении задачи испарения/кипения. Для того чтобы отклонение от решения классической задачи Стефана не превышало 5%, можно выбрать сетку, в 8 раз более “грубую” по сравнению с той, что необходима при использовании модели Lee (8) с константой, определенной по соотношению (10).

4. Предложенная модель может быть рекомендована для проведения расчетов пленочного кипения, конденсации на поверхности гладких горизонтальных труб и при моделировании конденсации внутри труб различной ориентации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hirt C.W., Nichols B.D. 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)
- Минко К.Б., Артемов В.И., Клементьев А.А. Моделирование процессов пленочной конденсации движущегося пара фреона-21 на пакете горизонтальных труб методом VOF // *Теплоэнергетика.* 2024. № 6. С. 15–33. <https://doi.org/10.56304/S0040363624060031>
- 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>
- Wang J., Li Y., Wang L. Numerical study on pool film boiling of liquid hydrogen over horizontal cylinders // *Energies.* 2022. V. 15. Is. 3. P. 1044. <https://doi.org/10.3390/en15031044>
- Kumar R., Premachandran B. A numerical study of saturated pool film boiling over a sphere // *Int. Commun. Heat Mass Transfer.* 2023. V. 146. P. 106897. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.106897>
- Modelling of evaporative falling-film heat transfer over a horizontal tube / C.-Y. Zhao, L.-W. Liang, L.-Y. Yang, F.-F. Zhang, A. Karmakar, D. Qi, J.-M. Jiang, C.N. Markides // *Appl. Therm. Eng.* 2024. V. 255. P. 123997. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2024.123997>
- A comprehensive review on computational studies of falling film hydrodynamics and heat transfer on the horizontal tube and tube bundle / C.-Y. Zhao, D. Qi, W.-T. Ji, P.-H. Jin, W.-Q. Tao // *Appl. Therm. Eng.* 2022. V. 202. P. 117869. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.117869>
- 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>
- Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. М.: Изд-во МЭИ, 2000.
- Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // *J. Comput. Phys.* 1992. V. 100. Is. 2. P. 335–354. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90240-Y](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90240-Y)
- Aghanajafi C., Hesampour K. Heat transfer analysis of a condensate flow by VOF method // *J. Fusion Energy.* 2006. V. 25. P. 219–223. <https://doi.org/10.1007/s10894-006-9025-6>
- Kunkelmann C. Numerical modeling and investigation of boiling phenomena: PhD thesis. Darmstadt University of Technology, 2011.
- Tsui Y.-Y., Lin S.-W. A VOF-based conservative interpolation scheme for interface tracking (CISIT) of two-fluid flows // *Numer. Heat Transfer. Part B: Fundamentals: An Int. J. Comput. Methodology.* 2013. V. 63. Is. 4. P. 263–283. <https://doi.org/10.1080/10407790.2013.756251>
- Schrage R.W. A Theoretical study of interphase mass transfer. N.Y.: Columbia University Press, 1953. <https://doi.org/10.7312/schr90162>

15. **Kartuzova O., Kassemi M.** Modeling interfacial turbulent heat transfer during ventless pressurization of a large scale cryogenic storage tank in microgravity // Proc. of the 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibition. San Diego, California, USA, 31 July–3 Aug. 2011. <https://doi.org/10.2514/6.2011-6037>
16. **Non-equilibrium condensation** / I.A. Graur, M.A. Batueva, M. Wolf, E.Y. Gatapova // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. V. 198. P. 123391. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123391>
17. **Gatapova E.Y.** Evaporation into half-space: Experiments with water at the molecular mean free path scale // Phys. Fluids. 2024. V. 36. P. 091707. <https://doi.org/10.1063/5.0228893>
18. **Wayner P.C., Jr., Kao Y.K., LaCroix L.V.** The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film // Int. J. Heat Mass Transfer. 1976. V. 19. Is. 5. P. 487–492. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(76\)90161-7](https://doi.org/10.1016/0017-9310(76)90161-7)
19. **Tanasawa I.** Advances in condensation heat transfer // Adv. Heat Transfer. 1991. V. 21. P. 55–139. [https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70334-4](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70334-4)
20. **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.
21. **Bahreini M., Ramiar A., Ranjbar A.A.** Numerical simulation of bubble behavior in subcooled flow boiling under velocity and temperature gradient // Nucl. Eng. Des. 2015. V. 293. P. 238–248. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.08.004>
22. **De Schepper S.C.K., Heynderichx G.J., Marin G.B.** Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker // Comp. Chem. Eng. 2009. V. 33. Is. 1. P. 122–132. <https://doi.org/10.1016/j.compchemeng.2008.07.013>
23. **Liu Z., Sundén B., Yuan J.** VOF modeling and analysis of film wise condensation between vertical parallel plates // Heat Transfer Res. 2012. V. 43. Is. 1. P. 47–68. <https://doi.org/10.1615/HeatTransRes.2012004376>
24. **ANSYS Fluent Theory Guide.** ANSYS, Inc., Canonsburg, PA, 2023.
25. **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>
26. **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>
27. **Моделирование** процессов конденсации хладона R113 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>
28. **Giustini G., Issa R.I.** A method for simulating interfacial mass transfer on arbitrary meshes // Phys. Fluids. 2021. V. 33. P. 087102. <https://doi.org/10.1063/5.0058987>
29. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32. No. 8. P. 1598–1605. <https://doi.org/10.2514/3.12149>
30. **Моделирование** процессов конденсации насыщенного пара из нисходящего потока на поверхности горизонтальной трубы методом VOF / К.Б. Минко, В.И. Артемов, А.А. Клементьев, С.Н. Андреев // Теплоэнергетика. 2023. № 12. С. 31–46. <https://doi.org/10.56304/S004036362312010X>
31. **Minko K.B., Artemov V.I., Klementiev A.A.** CFD simulation of the inundation effect for saturated propane vapor condensation on the surface of a horizontal tube using the volume of fluid method // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2024. V. 154. P. 107432. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107432>
32. **Nusselt W.** Die oberflächenkondensation des wasserdampfes. Germany: Verein Deutscher Ingenieure, 1916.
33. **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)
34. **Lee W.C., Rahbar S., Rose J.W.** Film condensation of refrigerant-113 and ethanediol on a horizontal tube – effect of vapor velocity // J. Heat Transfer. 1984. V. 106. Is. 3. P. 524–530. <https://doi.org/10.1115/1.3246710>
35. **Local condensation heat transfer in vertical tubes** / A.S. Komendantov, Yu.B. Smirnov, S.G. Avdeyev, N.B. Smirnova // Heat Transfer Res. 1992. V. 24. P. 857–865.
36. **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>
37. **Shah M.M.** Improved general correlation for condensation in channels // Inventions. 2022. V. 7. Is. 4. P. 114. <https://doi.org/10.3390/inventions7040114>
38. **Bromley L.A.** Heat transfer in stable film boiling. US Atomic Energy Commission, Technical Information Division, 1949. T. 2295.
39. **Кузма-Кичта Ю.А.** Исследование теплообмена и механизма кипения на металлической поверхности без покрытия и с малотеплопроводным покрытием: дис. ... канд. техн. наук. М.: Ин-т высоких температур АН СССР, 1974.

A Model for Determining the Rate of Interfacial Heat and Mass Transfer Using the VOF Method for Numerically Solving Evaporation and Condensation Problems

K. B. Minko^{a, *}, G. G. Yan'kov^{a, b}, T. A. Gataulin^a, V. I. Artemov^{a, b}, and A. P. Zheleznov^{b, c}

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

^b Tsiolkovski Kaluga State University, Kaluga, 248023 Russia

^c ZAO Scientific-and-Production Implementation Enterprise (NPVK) Turbokon, Kaluga, 248010 Russia

*e-mail: minkokb@gmail.com

Abstract—The volume-of-fluid (VOF) method, supplemented by models of interfacial heat and mass transfer, is a universal and very effective tool for simulation and detailed analysis of intricate processes occurring in systems with phase transitions. The key feature of this method is that it can quite accurately and in detail describe the physical pattern of running processes in the presence of a clearly seen phase boundary and provide quantitative data on the distribution of local heat-transfer characteristics and the dynamics of the interphase boundary and associated phenomena, thereby making the VOF method advantageous in researches and engineering practice. Development and improvement of heat and mass transfer models and efficient numerical VOF algorithms, as well as preparation of recommendations for the application of these approaches, are an urgent problem. This paper proposes an approach to the prediction of interfacial heat and mass transfer rate, which is based on the analysis of phase transitions in single-component systems using the linear theory of nonequilibrium processes. The results are presented of verification calculations performed for several standard problems. The classical problems of one-dimensional boiling and condensation (the Stefan problem) are examined as are such problems as vapor condensation in tubes of different orientations, condensation from stagnant or moving vapor on the surface of smooth horizontal tubes, and film boiling on the surface of horizontal cylinders. The predictions are verified against classical solutions and available experimental data. Calculations were carried out for fluids with different thermophysical properties, including water, pentane, propane, R-113, R-21, and R-142b. The maximum ratio of the densities of liquid and vapor phases was as high as 1600 (water at atmospheric pressure). The simulation results demonstrate the versatility of the proposed approach, which allows us to recommend it for solving a variety of engineering problems.

Keywords: model of heat and mass transfer at interphase boundary, numerical simulation, VOF method, condensation, film boiling, moving vapor