

Математическая модель течения неизотермического закрученного двухфазного потока внутри горизонтальной трубы

Д-р техн. наук В.Г. БУКИН, канд. техн. наук А.Ю. КУЗЬМИН, Ю.В. МИНЕЕВ

Астраханский государственный технический университет

The method of mathematical simulation of flow of the two-phase twisted stream inside the horizontal pipe is offered. The present model also allows to determine obliquely heat transfer coefficient through magnitude of the part of wetted surface.

В настоящее время достаточно хорошо изучено влияние различных методов интенсификации теплообмена (в том числе и ленточных завихрителей) на теплоотдачу и гидродинамику при движении однофазных потоков [2, 6]. Однако распространять результаты, полученные для однофазных сред, на двухфазные течения было бы неправильно, так как процесс кипения имеет существенные отличия.

Проведенный анализ показал, что в реальных теплообменных аппаратах с кипением в горизонтальных гладких трубах наиболее характерным режимом течения является расслоенный, при котором интенсивность теплоотдачи сравнительно небольшая, так как невелика площадь контакта жидкости с внутренней поверхностью трубы.

Сравнение существующих методов интенсификации [4] выявило, что для двухфазных потоков наиболее целесообразным является применение ленточных вставок. Основным их достоинством является не столько турбулизация пристенного слоя (образование вихрей, увеличение скорости в ламинарном подслое), сколько существенное увеличение смоченного периметра в неэффективных с точки зрения коэффициента теплоотдачи режимах течения (расслоенный, волновой).

Представленная математическая модель учитывает подавляющее влияние доли смоченной поверхности на коэффициент теплоотдачи. Модель построена для двухфазного потока, движущегося внутри горизонтальной трубы с ленточной вставкой, при расслоенном режиме течения на входе и служит для определения коэффициента теплоотдачи при условии смоченности всей поверхности.

Математическая модель предусматривает следующие допущения:

✓ пренебрегаем толщиной закрученной ленты δ и считаем, что термическое сопротивление R между трубой и турбулизатором бесконечно большое (теплообмен отсутствует);

✓ допускаем, что движение частицы жидкости (расчетного элемента) в пристенной области однообразное (т.е.

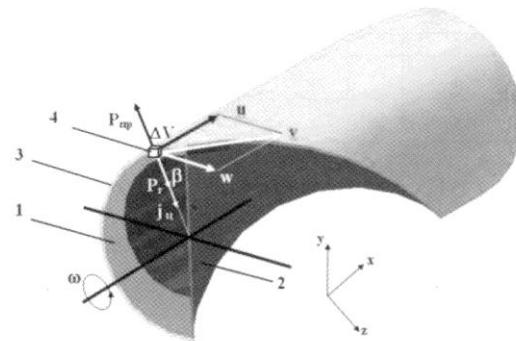


Рис. 1. Расчетная схема математической модели

движения двухфазного закрученного потока:

1 – жидкая фаза; 2 – ленточная вставка;
3 – теплообменная труба; 4 – расчетный элемент ΔV

по постоянной траектории – условие абсолютного прилипания жидкости к твердой поверхности). Из этого допущения вытекает отсутствие радиальной составляющей скорости и силы Кориолиса;

✓ размер расчетного элемента жидкости считаем неизменным в пределах одного расчетного участка;

✓ предполагаем, что основные силы, принимаемые во внимание в процессе расчета, включают силу инерции и отрывную силу на границе раздела фаз;

✓ тепловые свойства жидкости и пара принимаем неизменными в пределах расчетного участка, температуру жидкости приравниваем температуре насыщения.

Из схемы на рис. 1 видно, что течение парожидкостного потока осуществляется по одному из двух каналов, представляющих собой спирально закрученные полуокружности, поэтому построение математической модели будем вести для одного из таких каналов. В слое жидкости выделен единичный расчетный элемент ΔV , по которому и будет производиться расчет.

Рассматривая режимы движения и переноса теплоты в двухфазных потоках, некоторые авторы [5] предлагают для

определения устойчивости вращающегося слоя жидкости использовать безразмерный комплекс Sf , который представляет собой соотношение между прижимающей инерционной массовой силой $P_{\text{пр}}$, действующей на пленку жидкости, и силой воздействия пара P_r на границе раздела фаз. В рассматриваемой задаче массовая сила будет определяться только инерционным ускорением. Сила Кориолиса возникает в системах, связанных с вращением, только при несовпадении вектора угловой скорости вращения ω и скорости течения относительно системы u (т.е. осевой скорости). В нашем случае вышенназванные векторы совпадают (см. рис. 1), а следовательно, сила Кориолиса равна нулю.

С учетом принятых допущений комплекс Sf для данной задачи можно записать как:

$$Sf = \frac{P_{\text{пр}}}{P_r} = \frac{\rho' j_u}{\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}}, \quad (1)$$

где $j_u = \omega^2 r$ – инерционное ускорение;
 r – текущий радиус точки (при движении у поверхности трубы $r = R$);
 ρ'' и ρ' – плотности пара и жидкости соответственно, $\text{кг}/\text{м}^3$;
 $g = 9,81$ – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$;
 σ – коэффициент поверхностного натяжения, $\text{Н}/\text{м}$.

Угловая скорость вращения расчетного элемента жидкости ($\text{рад}/\text{с}$) определяется по формуле

$$\omega = 2\pi\nu, \quad (2)$$

где $\nu = 1/T$ – частота вращения, с^{-1} ;
 $T = s/u$ – период, с;
 s – длина участка, на котором турбулизатор делает поворот на 360° (шаг ленточной вставки), м;
 u – истинная осевая скорость движения расчетного элемента, $\text{м}/\text{с}$.

В соответствии с тем, что траектория движения расчетного элемента жидкости не прямолинейна, уравнение (2) примет окончательный вид:

$$\omega = \frac{2\pi u \cos \phi}{s}, \quad (3)$$

где $\phi = \arctg \frac{\pi d}{s}$ – угол закрутки ленточного турбулизатора, рад;
 d – внутренний диаметр трубы, м.

После преобразования уравнение (3) можно записать как

$$\omega = \frac{2u \sin \phi}{d}. \quad (4)$$

Ввиду отсутствия радиального перемещения движение элемента жидкости характеризуется только окружной w и осевой u компонентами скорости.

Осевая составляющая скорости u и жидкости меняется в зависимости от паросодержания.

$$u = \frac{\omega_p(1-x)}{\rho'(1-\varphi)}, \quad (5)$$

$$\varphi = (\omega_p/\rho')^{0,2} x \rho' / \{1,6 \rho'' [1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]^{0,6} (p/p_{kp})^{-0,085}\}, \quad (6)$$

где ω_p – массовая скорость, $\text{кг}/\text{м}^2\cdot\text{с}$;

φ – истинное объемное паросодержание;

x – массовое паросодержание,

$$x = \frac{4qz}{dr_{\text{пар}} \omega_p}; \quad (7)$$

и p_{kp} – давление кипения и критическое соответственно, Па;

q – удельный тепловой поток, $\text{kВт}/\text{м}^2$;

z – расстояние от входа в трубу до текущего сечения, м;

$r_{\text{пар}}$ – удельная теплота парообразования, $\text{кДж}/\text{кг}$.

Подставляя (5) в уравнение (4), будем иметь

$$Sf = \frac{2\sin\phi}{d} \frac{\omega_p(1-x)}{\rho'(1-\varphi)}. \quad (8)$$

Следовательно, окончательно уравнение (1) примет вид:

$$Sf = \frac{\rho'R}{\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}} \left(\frac{2\sin\phi}{d} \frac{\omega_p(1-x)}{\rho'(1-\varphi)} \right)^2. \quad (9)$$

Условием существования сплошной жидкостной пленки, которая обеспечивает полное смачивание внутренней поверхности трубы в сечении, изображенном на рис.1, является выполнение неравенства

$$Sf \geq 1. \quad (10)$$

Из уравнений (9) и (10) очевидно, что смачиваемость внутренней стенки трубы жидкостью в рассматриваемом сечении будет определяться углом закрутки ленточной вставки. При этом наличие сплошной жидкостной пленки будет обеспечено при условии

$$\phi \geq \arcsin \sqrt{\frac{R\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}}{\rho'}} \left(\frac{\rho'(1-\varphi)}{\omega_p(1-x)} \right). \quad (11)$$

Отсюда следует, что турбулизатор должен иметь шаг

$$s \leq \frac{\pi d}{\arcsin \left[\sqrt{\frac{R\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}}{\rho'}} \left(\frac{\rho'(1-\varphi)}{\omega_p(1-x)} \right) \right]}. \quad (12)$$

Далее можно определить смоченный периметр $F_{\text{см}}$ для интенсифицированной и гладкой трубы. На рис.2 представлена принципиальная схема для определения доли смоченного периметра.

Составляем пропорцию, учитывая при этом, что расчет ведется для половины окружности:

$$\pi R - \pi;$$

$$F_{\text{см}} - (\pi - \beta),$$

откуда смоченный периметр определится как

$$(13)$$

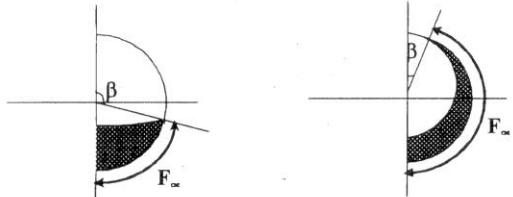


Рис. 2. Схема для определения доли смоченного периметра:
а – без интенсификации; б – с закруткой потока;
 β – расчетный угол положения материальной точки, рад
 $\beta, \text{рад}$

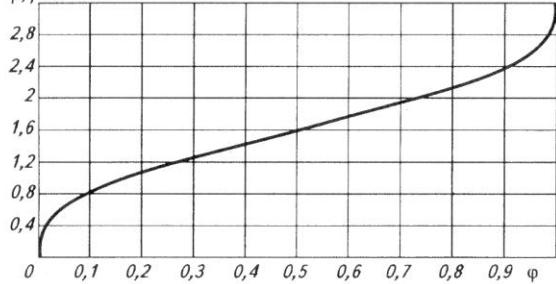


Рис. 3. График зависимости $\beta=f(\phi)$ для расслоенного режима течения без интенсификации

$$F_{\text{см}} = \frac{\pi R(\pi - \beta)}{\pi} = R(\pi - \beta). \quad (14)$$

Очевидно, что если используемый интенсификатор соответствует условию (12), то угол $\beta = 0$ и периметр $F_{\text{см}} = \pi R$.

Для расслоенного режима течения без интенсификации угол β можно определить при условии, что имеется четкий раздел фаз, и рассчитав ϕ по формуле (6). При этом часть площади сечения канала, занимаемая жидкостью, определится как

$$A' = (1 - \phi)A, \quad (15)$$

где $A = \frac{\pi R^2}{2}$ – площадь сечения всего канала, м^2 .

Площадь сегмента с углом $(\pi - \beta)$ (рис. 2, а) также можно найти по формуле:

$$A' = \frac{R^2}{4} [(2\pi - 2\beta) - \sin(2\pi - 2\beta)]. \quad (16)$$

Выразить угол β , как функцию A' , используя уравнение (16), – задача достаточно сложная и аналитически не решаемая. Однако был получен алгоритм ее численного решения. На рис. 3 приведен график для определения угла β при наличии в трубе расслоенного режима течения без интенсификации, построенный по результатам численного расчета. В области существования расслоенного режима ($\phi \approx 0,64 \dots 0,9$) зависимость $\beta = f(\phi)$ имеет экспоненциальный характер. Поэтому для данного диапазона изменения истинного объемного паросодержания ϕ была предложена зависимость

$$\beta = 0,854e^{1,13\phi}. \quad (17)$$

Определив угол, можно вычислить соответствующий смоченный периметр по формуле (14).

Таким образом, для неинтенсифицированного расслоенного течения (степень закрутки $d/s=0$, шаг вставки s бесконечно большой) угол β определяется по уравнению (17), а для закрученного двухфазного потока [$d/s>0$, шаг вставки s удовлетворяет условию (12)] угол $\beta=0$. В тех случаях, когда условие (12) не выполняется, угол положения материальной точки можно определить, учитывая тот факт, что при уменьшении степени закрутки d/s от

$$\operatorname{tg} \arcsin \left(\sqrt{\frac{R\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}}{\rho'}} \left(\frac{\rho'(1-\phi)}{\omega_p(1-x)} \right) \right) \text{ до } 0, \text{ значение } \beta$$

возрастает от 0 до $0,854e^{1,13\phi}$. Составив пропорцию, после соответствующих преобразований получим

$$\beta = 0,854e^{1,13\phi} \times \left(1 - \frac{d\pi}{\operatorname{tg} \arcsin \left(\sqrt{\frac{R\sqrt{g\sigma(\rho' - \rho'')}}{\rho'}} \left(\frac{\rho'(1-\phi)}{\omega_p(1-x)} \right) \right)} \right). \quad (18)$$

Очевидно, что при расслоенном режиме течения двухфазного потока наблюдается разделение фаз. При этом часть внутренней поверхности трубы омывается кипящей жидкостью, а часть паром. Таким образом, теплообмен будет определяться как конвективной составляющей, вносимой паром, так и составляющей, вносимой кипящей жидкостью. Для того чтобы использовать полученный в математической модели смоченный периметр для определения среднего коэффициента теплоотдачи в сечении при наличии на входе расслоенного режима, рассмотрим следующее выражение, предложенное Михеевым:

$$\alpha_{\text{двухфаз}} = \alpha_{\text{ж}}(1 - \phi) + \alpha_{\text{п}}\phi, \quad (19)$$

где $\alpha_{\text{двухфаз}}$ – коэффициент теплоотдачи двухфазного потока;

$\alpha_{\text{ж}}$ – коэффициент теплоотдачи от стенки жидкости;

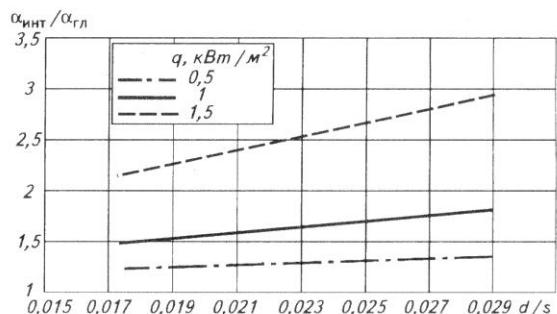


Рис. 4. График зависимости относительного увеличения коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{int}}/\alpha_{\text{gl}}$ от степени закрутки d/s ленточной вставки при наличии на входе расслоенного режима течения

$\alpha_{\text{п}}$ – коэффициент теплоотдачи от стенки пару.

Формула (19) показывает степень влияния пара и кипящей жидкости на суммарный коэффициент теплоотдачи в зависимости от количества соответствующих фаз в общем потоке. Проведенный анализ показывает, что в данном выражении целесообразнее было бы заменить параметр φ на отношение смоченного периметра к общему периметру внутренней поверхности трубы $F_{\text{общ}}$. Это вызвано тем, что в некоторых случаях возможно такое разделение фаз (например, при кольцевом режиме течения), когда одна из них может напрямую не участвовать в теплообмене даже при $\varphi > 0$. Параметр $\frac{F_{\text{см}}}{F_{\text{общ}}}$ учитывает эту специфику в полной мере, поэтому в нашем случае уравнение (19) можно записать как:

$$\alpha_{\text{двухфаз}} = \alpha_{*} \frac{F_{\text{см}}}{F_{\text{общ}}} + \alpha_{\text{п}} \left(1 - \frac{F_{\text{см}}}{F_{\text{общ}}} \right). \quad (20)$$

Здесь коэффициенты теплоотдачи от стенки движущимся пару $\alpha_{\text{п}}$ и кипящей жидкости α_{*} можно определить по формулам, предложенными в [1] и [3].

При выполнении условия (10) жидкость будет полностью смачивать внутреннюю поверхность трубы, а выражение (19) примет вид

$$\alpha_{\text{двухфаз}} = \alpha_{*}. \quad (21)$$

Таким образом, опираясь на формулу (20) и определенный с помощью данной математической модели смоченный периметр (14), можно определить относительное увеличение коэффициента теплоотдачи закрученного кипящего двухфазного потока $\alpha_{\text{инт}}/\alpha_{\text{пл}}$ при наличии на входе расслоенного режима течения. На рис.4 изображен график зависимости $\alpha_{\text{инт}}/\alpha_{\text{пл}} = f(d/s)$ при различных значениях удельного теплового потока q , построенный по результатам представленной модели.

Математическая модель позволяет также производить оптимизацию параметров ленточного завихрителя, т.е. выявить наиболее целесообразный для применения в конкретных условиях турбулизатор. Другими словами, необходимо подобрать вставку с такими параметрами (шаг s , толщина ленты δ), чтобы при данных диаметре трубы d , массовой скорости ω_p , паросодержании φ и рабочем веществе обеспечивалась полная смачиваемость внутренней теплообменной поверхности.

Анализ полученных с помощью представленной модели данных позволяет сделать вывод, что выбор оптимальной геометрии ленточной вставки для интенсификации теплоотдачи при внутритрубном кипении необходимо производить с учетом переменного истинного объемного паросодержания потока по ходу движения рабочего вещества. Каждому φ (а следовательно, и режиму течения) соответствует свой наиболее целесообразный шаг ленточного турбулизатора, который позволяет добиться полно-

го смачивания. Причем, как видно из уравнения (12), чем ниже паросодержание двухфазного потока φ , тем меньше должен быть шаг интенсификатора.

На основе разработанной математической модели можно предложить ряд практических рекомендаций по применению исследуемых турбулизаторов для интенсификации теплообменных процессов. Современные теплообменные аппараты с внутритрубным кипением (воздухохладители, охлаждающие батареи, испарители), широко используемые в различных отраслях промышленности, как правило, имеют в одном ходе несколько последовательно соединенных труб. Очевидно, что истинное объемное паросодержание в каждой последующей по ходу движения рабочего вещества трубе увеличивается. В соответствии с уравнением (12) использование вставки с постоянным шагом при переменном паросодержании нецелесообразно. Поэтому для обеспечения максимальной эффективности применения ленточных завихрителей имеет смысл в каждую последующую по ходу движения двухфазного потока трубу вставлять турбулизатор с большим шагом. Для каждой трубы при известных номинальных параметрах работы теплообменного аппарата (удельный тепловой поток q , массовый расход двухфазного потока, давление кипения p_o , диаметр d и длина L трубы, рабочее вещество) можно определить среднее значение истинного объемного паросодержания φ для всех труб одного хода аппарата. Затем по данной модели можно определить шаг завихрителя, который обеспечивает наибольшее значение площади контакта жидкости со стенкой данной трубы. Таким образом, устанавливая в каждую трубу наиболее целесообразный для соответствующего среднего значения ф турбулизатор, можно добиться максимальной эффективности его применения.

Список литературы

- Букин В.Г., Кузьмин А.Ю. Холодильные машины, работающие на неизеотропных смесях хладагентов. – Астрахань.:ФГОУ ВПО «АГТУ», 2003.
- Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1990.
- Кутателадзе С.С., Стырович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. – М., 1976.
- Минеев Ю.В., Букин В.Г., Кузьмин А.Ю. Исследование влияния турбулизаторов на гидродинамику двухфазного потока при его вынужденном движении внутри горизонтальных труб / XXIV Российская школа по проблемам науки и технологий, посвященная 80-летию со дня рождения академика В.П. Макеева. Краткие сообщения. – Екатеринбург: УрО РАН, 2004.
- Тарасевич С.Э. Гидродинамическая теория кипения Кутателадзе С.С. и кипение криогенных жидкостей в полях массовых сил // Известия Академии наук. Энергетика. 1996. № 2.
- Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. – М.: Машиностроение. 1980.