

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ ПАРА В ИСПАРИТЕЛЕ ДВУХФАЗНОГО ТЕРМОСИФОНА

к.т.н. доцент Н.П. Попов, А.А. Свидло
(представил д.т.н. проф. Э.Е. Прохач)

Получены уравнения неразрывности, движения и энергии в паровом канале испарителя двухфазного термосифона, учитывающие поступление пара с боковой поверхности канала.

Тепловые трубы, в том числе их разновидность - двухфазные термосифоны (ДТС) находят применение в различных областях техники и технологий. Благодаря специфическим свойствам, определяющим их температурный режим, и особенностям передачи теплоты, круг задач, решаемых с помощью тепловых труб продолжает расширяться [1, 2]. Поэтому исследование характеристик подобных устройств является важной практической задачей.

К настоящему времени наиболее полно исследованы тепловые трубы с фитильным слоем [3]. Внутренние процессы в ДТС исследованы недостаточно, отсутствуют методики расчета их параметров.

Двухфазный термосифон чрезвычайно прост по устройству. Он представляет собой трубу, состоящую из участка испарения **И**, адиабатного участка **А**, участка конденсации **К** и резервуара **Р** с рабочим телом (рис. 1). Участок испарения (испаритель) находится в тепловом контакте с источником теплоты ИТ, а участок конденсации (конденсатор) - с приемником теплоты ПТ. Перенос теплоты от источника к приемнику осуществляется за счет движения пара, образующегося при испарении рабочего тела. Образующаяся в конденсаторе жидкость стекает под действием силы тяжести по внутренней поверхности трубы.

Целью настоящей работы является исследование характеристик испарителя, во многом определяющих параметры термосифона в целом.

Массовый расход жидкости, стекающей по стенке трубы к испарителю, $\dot{m}_ж$, рассчитывается по формуле

© к.т.н. доцент Н.П. Попов, А.А. Свидло, 1998

$$\dot{m}_{ж} = \frac{\pi g D (\rho_{ж} - \rho_{п}) \delta^3}{3 \mu_{ж}} \rho_{ж}, \quad (1)$$

где $\rho_{ж}$, $\rho_{п}$ - соответственно плотность жидкости и пара; $\mu_{ж}$ - динамическая вязкость жидкости; D - диаметр трубы; δ - толщина пленки; g - ускорение земного тяготения.



Рисунок 1 - Схема тепловой трубы

теплоты $Q = qF_u$ и равна $\dot{m}_n = Q / r$, где r - теплота испарения жидкости.

На стационарном тепловом режиме $\dot{m}_n = \dot{m}_{ж}$.

Движение пара по длине испарителя происходит при непрерывном поступлении массы в паровой канал. Выведем уравнение неразрывности, движения и энергии для потока пара в испарителе для случая одномерного его течения по вертикали вверх, используя методический подход, изложенный в [5]. Для этого рассмотрим элементарный объем **аавв** (рис. 2), положение точек "а" и "в" которого в момент времени τ определяется координатами z и $z + \delta z$, а в момент времени $\tau + \delta \tau$ (точка **а'** и **в'**) - координатами $z + W \delta \tau$ и $z + \delta z (W + \frac{\partial W}{\partial z}) \delta \tau$, где W - средняя скорость пара в канале.

Масса пара, образующегося на поверхности парового канала площадью $\Pi \delta z$ за время $\delta \tau$, равна

Выражение (1) получено в предположении, что касательные напряжения на свободной поверхности пленки пренебрежимо малы [4].

Парообразование в испарителе происходит за счет испарения жидкой пленки под действием теплового потока плотностью q_n (Вт/м²). Масса пара \dot{m}_n , образующегося в испарителе в единицу времени со всей поверхности F_n испарения, определяется количеством подведенной

$$m_n(z) = \Pi \delta z \tilde{m} \delta \tau = \Pi \delta z \frac{q}{r} \delta \tau, \quad (3)$$

где Π - периметр, по которому происходит поступление пара в канал;
 \tilde{m} - массовая скорость поступления пара с единицы площади
 $(\tilde{m} = q/r)$.

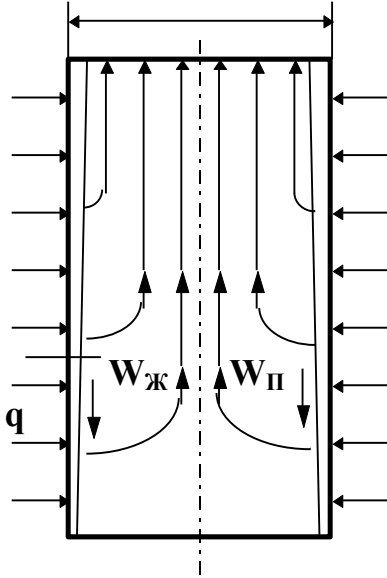


Рисунок 2 - Схема испарителя

Масса жидкой пленки, испарившейся за время δt , равна

$$\rho_{ж} \frac{\partial S}{\partial \tau} \delta z \delta \tau, \quad (4)$$

где S - площадь сечения канала.

Очевидно, что

$$\Pi \delta z \frac{q}{r} \delta \tau = \rho_{ж} \frac{\partial S}{\partial \tau} \delta z \delta \tau. \quad (5)$$

Масса пара в элементарном объеме $aabb$ в момент времени t равна

$$m_n(\tau) = \rho_n S \delta z. \quad (6)$$

В момент времени $t + \delta t$ получаем

$$m_n(\tau + \delta \tau) = \left(\rho_n + \frac{d\rho_n}{d\tau} \delta \tau\right) \left(S + \frac{dS}{d\tau} \delta \tau\right) \left(1 + \frac{\partial W}{\partial z} \delta \tau\right) \delta z \quad (7)$$

где $\left[1 + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right) \delta \tau\right] \delta z$ - расстояние между точками a' и b' (рис. 3) в момент времени $t + \delta t$.

Изменение массы пара, обусловленное испарением жидкости в пленке, равно

$$m_n(\tau + \delta \tau) - m_n(\tau) = \frac{\Pi q}{r} \delta z \delta \tau. \quad (8)$$

Уравнение (8) является уравнением неразрывности. После его преобразования с учетом выражения (5) и известного для любой гидродинамической величины φ [5]

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + W \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (9)$$

получим:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial \tau} + W \frac{\partial \rho_n}{\partial z} + \rho_n \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\rho_n W}{S} \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\rho_{ж} - \rho_n}{S} \frac{\Pi q}{r \rho_{ж}}. \quad (10)$$

Для цилиндрического парового канала $\partial S / \partial z = 0$. Пренебрегая значением ρ_n по сравнению с $\rho_{ж}$ ($\rho_{ж} \gg \rho_n$) из (10) получим:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial \tau} + W \frac{\partial \rho_n}{\partial z} + \rho_n \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\Pi q}{Sr}. \quad (11)$$

Уравнение движения выводится аналогично, исходя из условия равенства импульса силы и изменения количества движения пара.

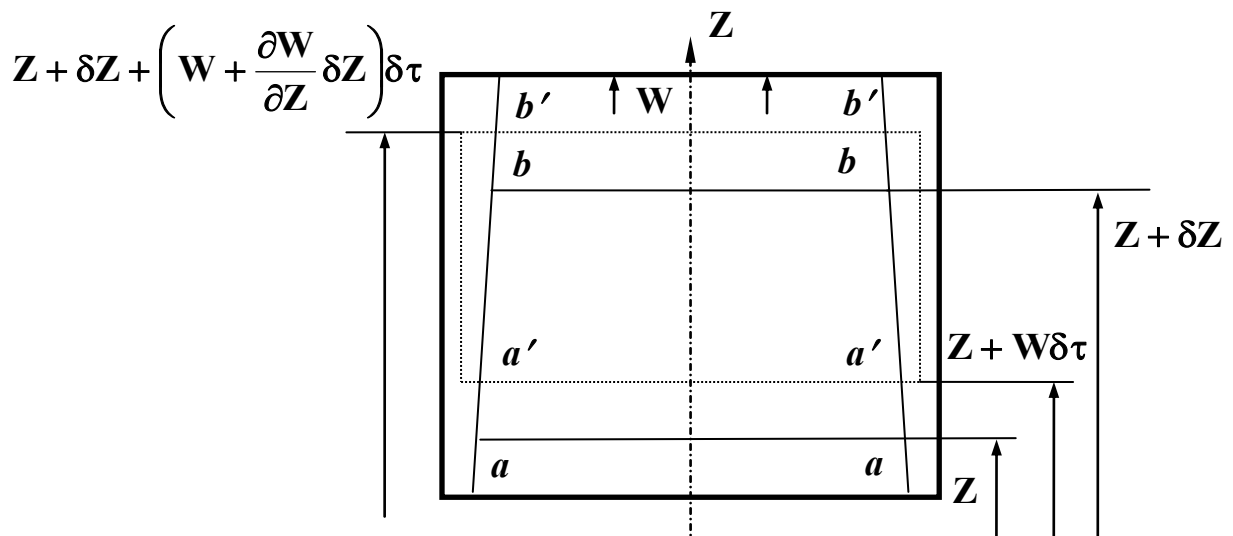


Рисунок 3 - К описанию процессов в испарителе

Изменение количества движения $K(t + \delta t) - K(t)$ за время t составляет

$$\left(S + \frac{dS}{d\tau} \delta\tau\right) \left(\rho_n + \frac{d\rho_n}{d\tau} \delta\tau\right) \left(W + \frac{dW}{d\tau} \delta\tau\right) \left(1 + \frac{\partial W}{\partial z} \delta\tau\right) \delta z - \rho_n S W \delta z. \quad (12)$$

Равнодействующая сил давления, трения и тяжести равна

$$Sp - \left(S + \frac{\partial S}{\partial z} \delta z\right) \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} \delta z\right) - \Pi_{тр} \tau_{пж} \delta z - \rho_n S g \delta z, \quad (13)$$

где p - давление пара.

Приравнивая выражения (12) и (13) и учитывая равенства (5), (9), для $\mathbf{S} = \mathbf{const}$ получим уравнение движения пара в виде

$$\rho_n \frac{\partial W}{\partial \tau} + \rho_n W \frac{\partial W}{\partial z} = - \frac{\partial P}{\partial z} - W \frac{\Pi q}{rS} - \frac{\Pi_{тр}}{S} \tau_{пж} - \rho_n g, \quad (14)$$

где $\Pi_{тр}$ - периметр трения; $\tau_{пж}$ - напряжение трения между паром и жидкостью.

Для получения уравнения энергии воспользуемся выражением первого закона термодинамики

$$dE = \delta Q - \delta L, \quad (15)$$

где dE - изменение полной энергии потока пара за время \mathbf{t} ; δQ - теплота, поступившая в систему за время $\delta \mathbf{t}$; δL - элементарная работа, совершаемая системой за время $\delta \mathbf{t}$.

Под полной энергией здесь понимается сумма энтальпии пара \mathbf{i}_n и кинетическая энергия пара $W^2/2$, т.е.

$$E = \mathbf{i}_n + \frac{W^2}{2}. \quad (16)$$

Поскольку уравнение (15) справедливо для систем с постоянной массой, его необходимо записать для системы: пар объемом $\mathbf{a a}$ $\mathbf{b b}$ плюс объем испарившейся жидкой пленки, равный $(\partial S / \partial \tau) \delta z \delta \tau$ - для момента времени \mathbf{t} , и пар объемом $\mathbf{a' a'}$ $\mathbf{b' b'}$ - для момента времени $\mathbf{t} + \delta \mathbf{t}$. В соответствии с этим: полная энергия системы в момент времени \mathbf{t} -

$$\rho_n S \delta z E + \rho_{ж} \frac{\partial S}{\partial \tau} \tilde{\mathbf{i}}_{ж} \delta z \delta \tau; \quad (17)$$

полная энергия системы в момент времени $\mathbf{t} + \delta \mathbf{t}$ -

$$\left(\rho_n + \frac{d\rho_n}{d\tau} \delta \tau \right) \left(S + \frac{dS}{d\tau} \delta \tau \right) \left(E + \frac{dE}{d\tau} \delta \tau \right) \left(1 + \frac{\partial W}{\partial z} \delta \tau \right) \delta z; \quad (18)$$

работа сил давления, трения и тяжести на границах системы

$$\begin{aligned} - \delta L = & p S W \delta \tau - \left(S + \frac{\partial S}{\partial z} \delta z \right) \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} \delta z \right) \times \\ & \times \left(W + \frac{\partial W}{\partial z} \delta z \right) \delta \tau - \Pi_{тр} \tau_{пж} \delta z - \rho_n S g \delta z. \end{aligned} \quad (19)$$

Подводимая в паровой канал испарителя энергия учитывается вторым слагаемым выражения (17), где энтальпия $i_{ж}$ должна быть приравнена к энтальпии сухого насыщенного пара i_n'' , поскольку это слагаемое представляет собой энергию, поступившую в канал с испарившейся жидкостью. В этой связи теплота δQ в уравнении (15) представляет собой потери из системы, которые, исходя из условий задачи, можно принять равными нулю.

Вычитая из уравнения (18) уравнение (17) и приравнявая полученную разность к уравнению (19) после преобразования с учетом (5) и (9) получим

$$\begin{aligned} \frac{di_n}{d\tau} = & \frac{\rho_{ж}}{\rho_n S} (i_n'' - i_n + \frac{W^2}{2} + \frac{p}{\rho_{ж}}) \frac{\Pi q}{r \rho_{ж}} + \\ & + \frac{W}{\rho_n l S} \Pi_{тр} \tau_{пж} + W \rho_n g + \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{W}{\rho_n} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad (20)$$

Уравнения (11), (14) и (20) представляют собой систему уравнений, описывающую нестационарный процесс в испарителе с непрерывным поступлением пара при его движении вдоль оси.

На стационарном режиме работы ДТС с постоянной по длине испарителя плотностью теплового потока

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{di_n}{d\tau} = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial \tau} = 0; \quad q = \text{const}.$$

Для этого режима при условии $S = \text{const}$ система уравнений принимает вид:

$$\frac{d}{dz} (\rho_n W) = \frac{\Pi q}{Sr}; \quad (21)$$

$$\frac{dp}{dz} + W \rho_n \frac{dW}{dz} = - \frac{\Pi q}{Sr} W - g \rho_n; \quad (22)$$

$$W \frac{dp}{dz} + W \rho_n g = \frac{\Pi q}{Sr} A, \quad (23)$$

где $A = i_n'' - i_n + \frac{W^2}{2} + \frac{p}{\rho_{ж}}$.

Выражения (21), (22) и (23) представляют собой математическую модель процесса генерации и движения пара в испарителе ДТС.

Анализ полученных уравнений позволяет сделать ряд общих выводов:

1. Массовая скорость пара по длине канала увеличивается при его движении вдоль оси испарителя по линейному закону

$$\dot{m}(z) = \rho_n S W = \frac{\pi D}{r} q z. \quad (24)$$

2. При движении пара при условии его “вдува” со стенок испарителя уравнение импульсов в виде $p + \rho W^2 = \text{const}$ не справедливо. Действительно, принимая для грубой оценки $\rho_n = \text{const}$, из (22) получим:

$$\frac{d}{dz} \left(p + \frac{\rho_n W^2}{2} \right) = - \frac{4q}{Dr} W - \rho_n g \neq 0. \quad (25)$$

3. При принятых допущениях движение пара в паровом канале будет однофазным со степенью сухости, равной единице. При движении пара вдоль оси его давление уменьшается, а скорость возрастает, при этом параметры пара (ρ_n , T_n) смещаются в область перегретого пара. Взаимосвязь параметров реального газа, каким является пар, может быть описана уравнением Дж. Майера

$$p v = RT \left[1 - \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{k}{k+1} \frac{B_n}{v^k} \right], \quad (26)$$

в котором вариальные коэффициенты B_n являются функциями температуры T и потенциальной энергии $v_{\text{пот}}$. Для реальных газов малой плотности уравнение (26) упрощается и имеет вид:

$$p v = RT \left(1 - \frac{1}{2} \frac{B_n}{v} \right). \quad (27)$$

Для приближенных расчетов можно считать пар идеальным газом.

Характер изменения параметров пара вдоль испарителя представлен на рис. 4.

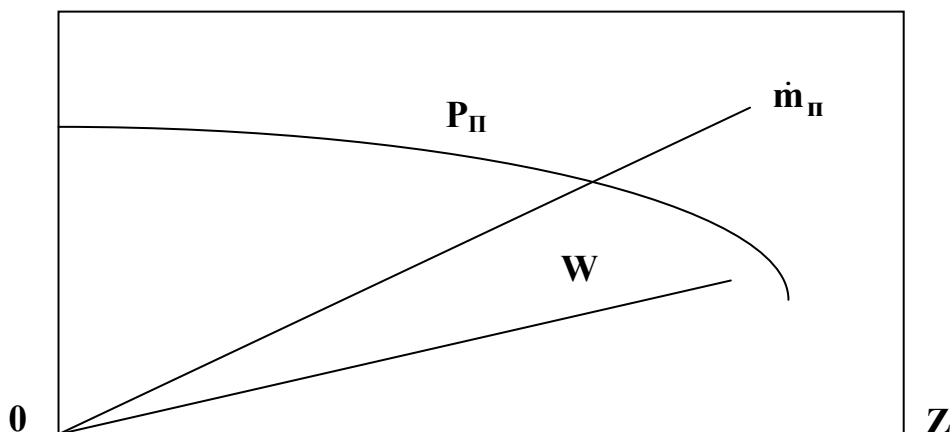


Рисунок 4 - Характер изменения параметров пара по длине испарителя

Выявленные закономерности изменения параметров в испарителе ДТС согласуются с данными исследований движения пара в паровом канале тепловых труб с фитильным слоем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дан П., Рей Д. Тепловые трубы. - М.: Энергия, 1979. - 272 с.
2. Различные области применения холода. //Под ред. А.В.Быкова. - М.: Агропромиздат, 1985. - 272 с.
3. Присняков В.Ф., Неврузов Ю.В., Гонтарев Ю.К. Рабочие режимы тепловых труб. - Днепропетровск: АН УССР, 1987. - 149 с.
4. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. Пер. с английского В.С. Данилина и Ю.А. Зейгарника. //Под ред. профессора И.Т. Аладьева. - М.: Мир, 1972. - 440 с.
5. Алемасов В.Е., Дрегаллин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. //Под ред. В.Е.Алемасова. - М.: Машиностроение, 1969. - 574 с.