

УДК 621.311.22:621.039

ОЦЕНКА НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ

В.С. Логинов, И.П. Озерова

Томский политехнический университет

E-mail: loginov@ped.tpu.ru

Получены расчетные зависимости коэффициента теплоотдачи, скорости движения и трансцендентное уравнение для толщины ламинарной пленки конденсата, справедливые для регулярного теплового режима.

В [1–3] рассмотрены задачи, связанные с расчетом стационарной теплоотдачи при конденсации пара с использованием расчетных зависимостей коэффициента теплоотдачи, впервые полученные Нуссельтом. В условиях управления или регулирования, например, отборов пара в отдельных ступенях турбины тепловой электрической станции процесс конденсации имеет нестационарный характер. Поэтому для такого процесса представляет практический интерес оценка нестационарной теплоотдачи при пленочной конденсации пара на стенке.

Постановка задачи

Пусть в процессе пленочной конденсации вся теплота, выделяющаяся на внешней границе пленки, отводится к поверхности охлаждения. В начальный момент времени движение пленки на стенке отсутствует, а вдали от стенки, т.е. на расстоянии $y = \delta_x$ (рис. [2], с. 354) изменение скорости не происходит. Перенос теплоты через пленку осуществляется путем теплопроводности.

Известна температура стенки, которая поддерживается постоянной во времени, и она меньше по величине температуры насыщения $-T_s$ при данном давлении. Принимается также известное допущение [1] о том, что температура частиц на поверхности пленки конденсата равна температуре насыщения. Теплофизические свойства конденсата и пара считаются известными и постоянными величинами.

Система уравнений, описывающая нестационарный одномерный по координате процесс конденсации пара имеет вид:

а) дифференциальное уравнение энергии

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$\tau > 0; 0 < y < \delta_x;$$

б) уравнение движения несжимаемой вязкой жидкости – уравнение Навье-Стокса

$$\frac{\partial W_x}{\partial \tau} = g_x + \nu \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \quad (2)$$

при следующих краевых условиях:

в) начальные условия

$$T(\tau = 0, y) = T_0, \quad (3)$$

$$W_x(0, y) = 0, \quad (4)$$

д) граничные условия

$$T(\tau, y = 0) = T_c, \quad (5)$$

$$T(\tau, \delta_x) = T_s, \quad (6)$$

$$W_x(\tau, y = 0) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial W_x(\tau, \delta_x)}{\partial y} = 0. \quad (8)$$

Здесь использованы известные обозначения [1–3].

Решение задачи теплопроводности (1), (3), (5), (6), следуя [4–7], имеет вид

$$T(\tau, y) = T_c + (T_s - T_c) \frac{y}{\delta_x} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{T}(n, \tau) \sin \mu_n y, \quad (9)$$

$$\text{где } \bar{T}(n, \tau) = \frac{1}{n} \left\{ \frac{T_0 [1 - (-1)^n] + T_s}{1 + [(-1)^n T_s - T_c]} \right\} \exp(-a \mu_n^2 \tau), \mu_n = n\pi / \delta_x.$$

Аналогично находится решение системы уравнений (2), (4), (7), (8), которое запишем в виде

$$W_x(\tau, y) = \frac{g_x}{\nu} \left\{ \begin{array}{l} y \delta_x \left(1 - \frac{y}{2\delta_x}\right) - \\ - \frac{2}{\delta_x} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_m^3} \exp(-\nu \gamma_m^2 \tau) \sin \gamma_m y \end{array} \right\}, \quad (10)$$

здесь $\gamma_m = (2m - 1)\pi / 2\delta_x$.

Анализ решений (9), (10). Температура и скорость движения пленки конденсата являются функциями, зависящими от координат и времени. Стадия теплового регулярного режима наступает при числе Фурье $F_0 = \alpha \tau / \delta_x^2 > 0,25$. Это означает, что в решении (9) можно пренебречь всеми членами ряда за исключением первого. Пусть максимальная толщина ламинарной пленки конденсата $\delta_x = 1 \cdot 10^{-3}$ м. Температура насыщения $T_s = 127$ °С и физические свойства воды [3]: $\lambda = 0,686$ Вт/(м·К), $\rho_{ж} = 939$ кг/м³, $a = 17,1 \cdot 10^{-8}$ м²/с. Тогда $F_0 = 0,171 \tau$, т.е. процесс выравнивания температуры от T_s до T_c будет проходить в течение 1,5 с. На основе примера [3] можно констатировать, что время наступления регулярного теплового режима будет наблюдаться при $\tau \geq 5,2 \cdot 10^{-4}$ с. Иными словами, нестациона-

нарный процесс конденсации пара является быстропотекающим процессом (табл. 1).

Таблица 1. Изменение во времени τ толщины пленки конденсата δ_x и локального коэффициента теплоотдачи α_x при $x = 3$ м

τ, c	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	Стационарный режим
$\delta_x, 10^{-3} \text{ м}$	1,86954	4,17691	5,89155	12,0618	13,1307
$\alpha_x, \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$	12,6	138	388	3535	5224

Для стадии теплового режима изменение температуры конденсата во времени будет подчиняться следующей зависимости:

$$T(\tau, y) = T_c + (T_s - T_c) \frac{y}{\delta_x} - \frac{2}{\pi} (T_s + T_c) \exp\left(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2} \tau\right) \sin \frac{\pi y}{\delta_x}. \quad (11)$$

Тогда плотность теплового потока, согласно закону теплопроводности Фурье, будет равна

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{\lambda}{\delta_x} \left[\begin{matrix} T_s - T_c - \\ -2(T_s + T_c) \exp\left(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2} \tau\right) \end{matrix} \right]. \quad (12)$$

Если привести аналогию с явлением теплопроводности [4], то движение пленки конденсата, согласно решению (10), происходит за счет увеличения во времени скорости движения пленки. При этом на твердой стенке ее скорость во времени равна нулю, а на поверхности, граничащей с паром, она не превосходит скорости невозмущенного потока.

При значениях $\nu\tau\pi^2/(4\delta_x^2) > 0,25$ в решении можно пренебречь всеми членами ряда, кроме первого. При этом возникает погрешность, расчет которой оценивается по методу, изложенному в [4]. Для выше рассмотренного примера с использованием данных [3]: $\nu = 0,24 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ получим $\tau \cong 0,45 \text{ с}$, т.е. наблюдается быстропотекающий процесс. Для регулярного режима средняя скорость движения пленки конденсата будет равна

$$\bar{W}_x(\tau) = \frac{1}{\delta_x} \int_0^{\delta_x} W_x(\tau, y) dy = \frac{g_x \delta_x^2}{\nu} N(\tau);$$

массовый расход конденсата через поперечное сечение пленки шириной в 1 м запишется так:

$$G(\tau) = \rho_w \bar{W}_x(\tau) \delta_x = \frac{g_x \rho_w \delta_x^3}{\nu} N(\tau),$$

здесь $N(\tau) = \frac{1}{3} - \frac{32}{\pi^4} \exp\left(-\frac{\pi^2}{4\delta_x^2} \nu\tau\right)$.

Если приравнять количество теплоты, выделяемое при конденсации пара, к теплоте, которая переносится теплопроводностью к твердой поверхности стенки, можно получить уравнение для определения толщины пленки. Оно имеет вид

$$\rho_w g_x r \delta_x^4 N(\tau) = \lambda \Delta T \nu M(\tau), \quad (13)$$

где $\Delta T = T_s - T_c$, $M(\tau) = 1 - 2 \left(\frac{T_s + T_c}{\Delta T} \right) \exp\left(-\frac{a\pi^2}{\delta_x^2} \tau\right)$.

Это уравнение решается методом последовательных приближений.

Следуя [2], находим искомый коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x} M(\tau). \quad (14)$$

При стационарном тепловом режиме $M(\tau)=1$ и

$$\alpha_x = \lambda / \delta_x,$$

здесь $\delta_x = \sqrt[4]{\frac{3\lambda\Delta T\nu x}{\rho_w g_x r}}$.

Обсуждение результатов

В качестве примера рассмотрим задачу 8–1 [3].

На поверхности вертикальной трубы высотой $H = 3$ м происходит пленочная конденсация сухого насыщенного водяного пара. Давление пара $P = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Температура поверхности трубы $T_c = 123 \text{ }^\circ\text{C}$. Необходимо определить толщину пленки конденсата δ_x и значение местного коэффициента теплоотдачи α_x в зависимости от расстояния x от верхнего конца трубы. При расчете следует считать режим пленки конденсата ламинарным по всей высоте трубы.

Таблица 2. Стационарная теплоотдача при конденсации пара на поверхности вертикальной трубы

Координата x , м		0,1	0,2	0,4	0,6	1,0	1,5	2,0	3,0
Расчет по [3]	δ_x , м	0,06	0,0715	0,0845	0,094	0,107	0,118	0,127	0,140
	$\bar{\alpha}_x$, Вт/(м ² К)	11430	9620	8150	7320	6530	5880	5410	4900
Расчет по формуле (13)									
δ_x , м		0,056105	0,06672	0,079346	0,08781	0,099772	0,11042	0,11865	0,131307
Расчет по формуле (14)									
α_x , Вт/(м ² К)		12227	10281	8645	7812	6875	6213	5782	5224
Погрешность, %		7,0	7,0	6,1	6,7	5,3	5,7	6,98	6,6

В табл. 2 приведено сравнение δ_x , α_x , величины которых рассчитаны по приближенным формулам Нуссельта [1–3] и полученным в работе зависимостям (13) и (14).

Из таблицы видно, что теория Нуссельта дает заниженные значения коэффициентов теплоотдачи по сравнению с соответствующими данными по предлагаемой зависимости (14). Отклонение не превышает 7 %, что можно объяснить заменой истинных значений на среднеинтегральные величины. Следует обратить внимание на "кажущуюся" высокую точность проведенного расчета, особенно для нестационарного процесса. Так, например, при $x = 0,1$ м и $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$ с получены точные значения $\delta_x = 1,8677 \cdot 10^{-5}$ м, $\alpha_x = 360,4$ Вт/(м²·К) при невязки между правой и левой частью уравнения (13) $\Delta = 1,84 \cdot 10^{-11}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галин Н.М., Кириллов Л.П. Тепломассообмен (в ядерной энергетике): Учебн. пособие для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 376 с.
2. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов / С.И. Исаев, И.А. Кожинов, В.И. Кофанов и др.; Под ред. А.И. Леонтьева. — М.: Высшая школа, 1979. — 495 с.
3. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. — М.: Энергия, 1980. — 287 с.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967. — 499 с.

При $\delta_x \approx 1,868 \cdot 10^{-5}$ м, $\alpha_x \approx 304$ Вт/(м²·К) ($\Delta = -2 \cdot 10^{-10}$), соответственно; если $\delta_x = 1,87 \cdot 10^{-5}$ м, $\alpha_x \approx -74,6$ Вт/(м²·К) ($\Delta = 8,1 \cdot 10^{-10}$), что противоречит физическому смыслу. Поэтому все расчеты были приведены при невязке $\Delta \leq 2 \cdot 10^{-10}$. Результаты расчетов показали, что характер изменения толщины пленки и коэффициент теплоотдачи в стадии регулярного режима по высоте вертикальной трубы ничем не отличается от стационарного режима.

Вывод

Нестационарный процесс конденсации водяного пара при давлении менее 2,5 бар протекает в пределах от 1 до 5 мс. Показано, что в стадии регулярного теплового режима толщина пленки и коэффициент теплоотдачи возрастают в пределах 2–3 порядков.

5. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. — М.: Изд-во АН СССР, 1948. — 730 с.
6. Карташов Э.М. Метод интегральных преобразований в аналитической теории теплопроводности твердых тел // Изв. РАН. Энергетика. — 1993. — № 2. — С. 99–127.
7. Карташов Э.М. Расчеты температурных полей в твердых телах на основе улучшенной сходимости рядов Фурье-Ханкеля (Ч. II) // Изв. РАН. Энергетика. — 1993. — № 3. — С. 106–125.

УДК 669.86:536.21

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ С ЛОКАЛЬНО СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ

Г.В. Кузнецов*, М.А. Шеремет**

* Томский политехнический университет

** Томский государственный университет

E-mail: Mechael@mail2000.ru

Решена пространственная нелинейная нестационарная задача теплопроводности для составного параллелепипеда с локально сосредоточенными источниками тепловыделения и неоднородными граничными условиями. Использован метод конечных разностей и неравномерная разностная сетка. Сделан вывод о существенной неоднородности температурных полей в сечениях, проходящих через источники тепловыделения.

Одной из актуальных проблем настоящего времени является проблема теплоэнергосбережения, решение которой невозможно путём эмпирического анализа различных технологических, проектных, материаловедческих и конструкторских решений и предложений. Эффективным инструментом поиска решений проблемы теплоэнергосбережения может быть только математическое моделирование комплекса процессов, протекающих в реальных системах, потребляющих тепловую энергию, с последую-

щей опытной проработкой наиболее привлекательных решений и схем. Но до настоящего времени не опубликованы результаты исследований по созданию теоретических основ процессов пространственного нестационарного теплопереноса в системах-потребителях тепловой энергии. Целью данной работы является решение задачи пространственного нестационарного теплопереноса в объекте, представляющим собой замкнутый объем с локально сосредоточенными источниками тепловыделе-