

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

КАФЕДРА МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
В МЕХАНИКЕ

Н.И.Клюев, Х.И.Мингулов

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В ПЛЕНКЕ КОНДЕНСАТА

Учебное пособие

Издательство «Самарский университет»

2012

*Печатается по решению Редакционно-издательского совета
Самарского государственного университета*

ББК 22.253

УДК 532.517

Клюев Н.И., Мингулов Х.И. Тепло- и массоперенос в пленке конденсата:
Учебное пособие. - Самара: Изд-во «Самарский университет»,
2012 – 26с.

ISBN

В учебном пособии к спецкурсу «Тепло- и массоперенос в пленке конденсата» даны сведения об основных физических процессах, происходящих при конденсации пара на плоской вертикальной стенке. Представлены сведения о методе осреднения слагаемых уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости по толщине пленки. Рассмотрены математические модели тепло- и массопереноса при конденсации.

Пособие предназначено для подготовки магистров механико-математических факультетов университетов и может быть полезно научным работникам в области гидродинамики гидродинамики двухфазных сред.

Рецензент

профессор кафедры математического моделирования в механике Самарского государственного университета, д.ф.-м.н., профессор Кожевников Е.Н.

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА ПЛОСКОЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ

Введение. Теория теплоотдачи при пленочной конденсации насыщенного пара на вертикальной стенке была разработана Нуссельтом. Течение жидкости в пленке принималось ламинарное. Силы инерции пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости и силой тяжести. Конвективный перенос тепла и теплопроводность вдоль пленки не учитывались. Т.е. задача рассматривалась одномерной с изменением температуры только по толщине пленки. Температура внешней поверхности пленки постоянна и равна температуре насыщения. Процесс считался установившимся при постоянных теплофизических характеристиках [1].

Математическая формулировка задачи включала уравнение теплопроводности, уравнение движения

$$\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0, \quad \nu \frac{d^2 u}{dy^2} = -g, \quad (1)$$

и граничные условия $y = 0, t = t_w, u = 0, y = \delta, t = t_n, \frac{\partial u}{\partial y} = 0,$

где t – температура, y – поперечная координата, u – скорость, ν – кинематическая вязкость, g – ускорение свободного падения.

Найдем зависимость $\delta = \delta(x)$. Интегрирование уравнения теплопроводности дает

$$\frac{\partial t}{\partial y} = (t_n - t_w) / \delta. \quad (2)$$

Из уравнения Фурье имеем $q = \lambda \frac{\partial t}{\partial y}$, и после подстановки получим

$$q = \lambda(t_n - t_w) / \delta. \quad (3)$$

С другой стороны, прошедшая через пленку теплота отдается стенке и может быть найдена по формуле Ньютона

$$q = \alpha(t_n - t_w),$$

где q – тепловой поток, λ – коэффициент теплопроводности, α – коэффициент теплоотдачи, t_w – температура стенки, t_n – температура окружающей среды.

Коэффициент теплоотдачи на стенке определится выражением

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta}. \quad (4)$$

Т.е. коэффициент теплоотдачи в определенной точке поверхности теплообмена прямо пропорционален коэффициенту теплопроводности и обратно пропорционален толщине пленки.

Интегрирование уравнения движения дает распределение продольной скорости

$$u = -\frac{g}{2\nu}(y^2 - 2\delta y).$$

Массовый расход конденсата на единицу ширины пленки определится выражением

$$G = \rho\delta \langle u \rangle, \quad (5)$$

где средняя скорость в поперечном сечении пленки

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} u dy = \frac{\rho g \delta^2}{3\mu}. \quad (6)$$

Тогда расход жидкости переписывается в виде

$$G = \frac{g\rho^2\delta^3}{3\mu}, \quad (7)$$

Возьмем производную от выражения (7) по x , тогда

$$\frac{dG}{dx} = \frac{g\rho^2\delta^2}{\mu} \frac{d\delta}{dx}. \quad (8)$$

С другой стороны увеличение расхода жидкости через поперечное сечение пленки вызвано конденсацией пара на поверхности пленки. И, зная тепловой поток через поверхность пленки (3), можно определить увеличение расхода жидкости по высоте пленки

$$\frac{dG}{dx} = \frac{q}{r} = \frac{\lambda(t_n - t_w)}{r\delta}. \quad (9)$$

Объединяя (8) с (9) и интегрируя, найдем

выражение для толщины пленки

$$\delta = \sqrt[4]{4\mu\lambda(t_n - t_w) \frac{x}{gr\rho^2}} \quad (10)$$

и формулу для локального коэффициента теплоотдачи, используя (4)

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r\rho^2 g\lambda^3}{4\mu(t_n - t_w)x}} \quad (11)$$

Средний коэффициент теплоотдачи по высоте стенки будет определяться выражением

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{\ell} \int_0^\ell \alpha dx = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r\rho^2 g\lambda^3}{4\mu(t_n - t_w)\ell}} \quad (12)$$

Таким образом, решение получено при значительных упрощениях гидродинамических и тепловых процессов, протекающих при конденсации влаги на плоской вертикальной стенке.

1. Течение жидкости в пленке при конденсации пара на плоской стенке

1.1. Актуальность задачи. Современные летательные аппараты эксплуатируются в различных климатических условиях. Так старты ракет носителей в РФ осуществляются, как с северного космодрома Плесецк, так и с космодрома Байконур. Соответственно, окружающая среда оказывает тепловое воздействие на конструкцию ракеты. И если температура стенки меньше или равна температуре насыщения, то происходит конденсация пара. Пусть в качестве окислителя используется жидкий кислород, тогда конденсация возникает, как на внешнем корпусе ракеты, так и внутри бака. На корпусе ракеты конденсируется атмосферная влага; жидкая пленка может превратиться в лед и не оказывает существенного влияния на аэродинамику ракеты.

Бак окислителя наддувается парами кислорода, и конденсация этих паров происходит на поверхности жидкого кислорода и на стенке бака (рис. 1).

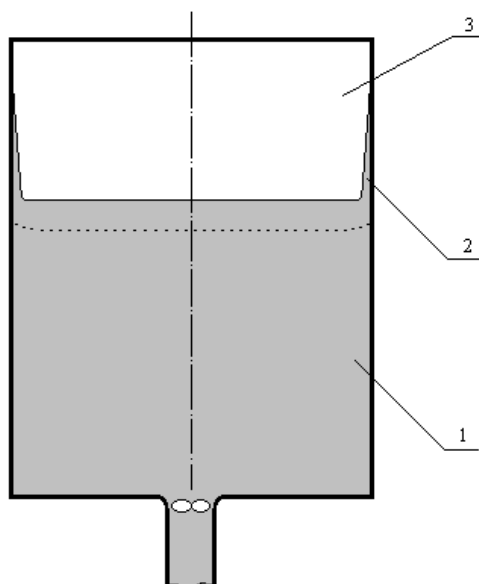


Рис.1. Конденсация паров в баке окислителя. 1-жидкий кислород, 2-пленка конденсата, 3-пары кислорода

Температура жидкого кислорода -183°C ; пары кислорода имеют температуру -160°C , примерно такая же температура и в конденсате. За счет конденсата на межфазной поверхности скапливаются более теплые слои жидкого кислорода. Отметим, что для нагретой жидкости температура и давление насыщения выше, чем для холодной. Жидкий кислород из бака перекачивается в топливную систему с помощью насоса. На крыльчатке насоса жидкость ускоряется и, в соответствии с законом Бернулли, давление падает.

Давление в жидкости может оказаться равным давлению насыщения; в этом случае будет происходить испарение жидкости и формирование пузырьков пара, т.е. возникает процесс кавитации. Кавитация может вызывать периодические колебания давления, что ведет к вибрации трубопровода и его разрушению. Эти явления необходимо учитывать при проектировании ракет с криогенным топливом.

1.2. Гидродинамическая модель течения

Современные ракеты могут иметь радиус топливных баков $R \approx 5\text{ м}$ и более, поэтому кривизной стенки можно пренебречь. Будем рассматривать

установившееся течение пленки конденсата под действием силы тяжести по плоской вертикальной стенке (рис.2).

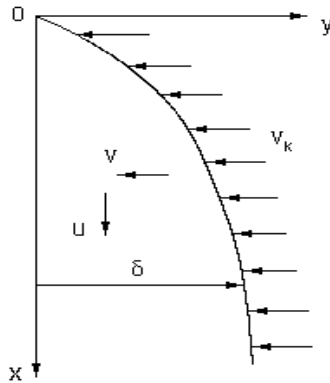


Рис.2. Схема течения пленки конденсата: δ - толщина пленки, u, v – компоненты вектора скорости, v_k - скорость вдува массы

Уравнения движения в проекции на оси x и y имеют вид

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_3}{\partial x} + \nu_3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (13)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_3}{\partial y} + \nu_3 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (14)$$

уравнение неразрывности для несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (15)$$

где p – давление, ρ – плотность, ν – кинематическая вязкость, g – ускорение свободного падения, индекс «3» - соответствует жидкости.

1.3. Оценка слагаемых, входящих в уравнения движения

Очевидно, что толщина пленки δ значительно меньше высоты стенки l , т.е. $l \gg \delta$. Выполним оценку порядка величин отдельных слагаемых, входящих в дифференциальные уравнения (13) – (15). Для чего введем безразмерные величины, учитывающие различные масштабы по координатам x и y :

$$\bar{x} = x/l, \quad \bar{y} = y/\delta, \quad \bar{u} = u/u_0, \quad \bar{v} = v/v_0, \quad \bar{p} = p/\rho u_0^2, \quad (16)$$

где u_0, v_0 - масштабы скоростей по оси x и y .

Подставим (16) в уравнение неразрывности (15)

$$\frac{u_0}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{v_0}{\delta} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 . \quad (17)$$

Чтобы сохранить оба слагаемых уравнения неразрывности необходимо приравнять их масштабы, откуда $v_0 = \frac{\delta}{l} u_0$ и, следовательно, поперечная скорость много меньше продольной $v_0 \ll u_0$. Анализ масштабов в уравнении (2) показывает, что слагаемое, содержащее градиент давления, на порядок больше остальных слагаемых. Отбрасывая малые величины, получим $\frac{\partial p_3}{\partial y} = 0$. С учетом сделанной оценки, запишем систему уравнений для стекающей пленки конденсата по плоской вертикальной стенке

$$\frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v = g - \frac{1}{\rho_3} \frac{\partial p_3}{\partial x} + \nu_3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (18)$$

$$\frac{\partial p_3}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 . \quad (19)$$

Будем считать поверхность пленки гладкой, при отсутствии межфазного трения. Тогда процесс конденсации на вертикальной стенке соответствует течению жидкости с равномерным вдувом массы, и граничные условия задачи будут иметь следующий вид

$$x = 0, \quad u = v = 0, \quad (20)$$

$$x > 0, y = 0, \quad u = v = 0, \quad y = \delta, \quad v = -v_k, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad (21)$$

где $\delta(x)$ - толщина пленки, l - длина участка конденсации, $\langle u \rangle$ - средняя продольная скорость, v_k - скорость вдува массы, условие $x = l, v_k l = \langle u \rangle \delta$ соответствует закону сохранения массы.

1.4. Осреднение слагаемых, входящих в уравнение движения

Воспользуемся равенством давления в поперечном сечении для пленки жидкости и пара ($p_3 = p_1$), а также давлением столба пара $p_1 = \rho_1 g x$, и найдем

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{\partial p_3}{\partial x} = \rho_1 g, \text{ где индекс «1» - соответствует пару.}$$

Тогда уравнение движения (1) переписывается

$$\frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v = g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) + \nu_3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right). \quad (22)$$

Объединим (22) с уравнением неразрывности

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} = g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) + \nu_3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (23)$$

и выполним осреднение слагаемых, входящих в уравнение (23), по толщине пленки [2]. Для чего проинтегрируем по y от 0 до δ , используя среднее значение продольной скорости

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} u(x, y) dy \quad (24)$$

и правило Лейбница (производная от интеграла с переменными пределами)

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta(x)} u(x, y) dy = u(x, \delta) \frac{\partial \delta}{\partial x} + \int_0^{\delta(x)} \frac{\partial u}{\partial x} dy. \quad (25)$$

Откуда найдем

$$\int_0^{\delta(x)} \frac{\partial u}{\partial x} dy = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta(x)} u(x, y) dy - u(x, \delta) \frac{\partial \delta}{\partial x}. \quad (26)$$

С учетом (26) интеграл от первого слагаемого уравнения (6.23) запишется в виде

$$\int_0^{\delta(x)} \frac{\partial u^2}{\partial x} dy = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta(x)} u^2 dy - u^2(x, \delta) \frac{\partial \delta}{\partial x}. \quad (27)$$

Поскольку толщина пленки достаточно мала, то вязкостные силы будут играть определяющую роль в формировании течения. В этом случае можно принять для продольной скорости квадратичный закон распределения в по-

перечном сечении пленки и воспользоваться выражением для скорости пленки постоянной толщины, стекающей по плоской вертикальной стенке

$$u(y) = \frac{g(\rho_1 - \rho_3)\delta^2}{\mu_3} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - \frac{y}{\delta} \right] = 3 \langle u \rangle \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right], \quad (28)$$

где средняя скорость стекания $\langle u \rangle = \frac{g(\rho_3 - \rho_1)\delta^2}{3\mu_3}$. (29)

Для рассматриваемой задачи средняя скорость и толщина пленки являются функциями координаты x . Используя (28) выпишем следующие выражения

$$u(\delta) = \frac{3 \langle u \rangle}{2}, \quad u^2 = \frac{9u^2}{\delta^2} \left(y^2 - \frac{y^3}{\delta} + \frac{y^4}{4\delta^2} \right), \quad u^2(\delta) = \frac{9 \langle u \rangle^2}{4}, \quad (30)$$

$$\int_0^{\delta(x)} u^2 dy = \frac{6}{5} \langle u \rangle^2 \delta, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 3 \langle u \rangle \left(\frac{1}{\delta} - \frac{y}{\delta^2} \right), \quad \frac{\partial u}{\partial y}_{y=\delta} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y}_{y=0} = \frac{3 \langle u \rangle}{\delta}. \quad (31)$$

С учетом (30) и (31) формула (27) примет вид

$$\int_0^{\delta(x)} \frac{\partial u^2}{\partial x} dy = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{6}{5} \langle u \rangle^2 \delta \right) - \frac{9 \langle u \rangle^2}{4} \frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{12}{5} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \langle u \rangle \delta - \frac{21}{20} \langle u \rangle^2 \frac{\partial \delta}{\partial x}. \quad (32)$$

Продолжим интегрирование слагаемых уравнения (23)

$$\int_0^{\delta(x)} \frac{\partial(uv)}{\partial y} dy = (uv)_0^\delta = -\frac{3v_k \langle u \rangle}{2}, \quad \int_0^{\delta(x)} g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) dy = g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) \delta, \quad (33)$$

$$v_3 \int_0^{\delta(x)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) dy = v_3 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0^\delta = -\frac{3v_3 \langle u \rangle}{\delta}, \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \int_0^\delta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dy &= \int_0^\delta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dy = \frac{d}{dx} \int_0^\delta \frac{\partial u}{\partial x} dy - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{y=\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d}{dx} \int_0^\delta u dy - (u)_{y=\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} \right) - \\ &- \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{y=\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{d^2}{dx^2} \int_0^\delta u dy - \frac{d}{dx} \left[(u)_{y=\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} \right] - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{y=\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{d^2}{dx^2} (\delta \langle u \rangle) - \\ &- (u)_{y=\delta} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - 2 \frac{d(u)_{y=\delta}}{dx} \frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{\partial^2 (\delta \langle u \rangle)}{\partial x^2} - \frac{3 \langle u \rangle}{2} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - 3 \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \frac{\partial \delta}{\partial x}. \end{aligned} \quad (35)$$

Используя полученные выражения (33)-(35), уравнение движения переписывается в следующем виде

$$\frac{12}{5} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \langle u \rangle \delta - \frac{21}{20} \langle u \rangle^2 \frac{\partial \delta}{\partial x} - \frac{3v_k \langle u \rangle}{2} = g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) \delta - \frac{3v_3 \langle u \rangle}{\delta} +$$

$$+v_3 \frac{\partial^2(\delta \langle u \rangle)}{\partial x^2} - \frac{3v_3 \langle u \rangle}{2} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - 3v_3 \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \frac{\partial \delta}{\partial x}, \quad (36)$$

где частные производные можно заменить на полные.

Запишем закон сохранения массы, для чего проинтегрируем уравнение неразрывности (15) по y от 0 до δ . Считаем, что при $y = \delta$ нормальная по отношению к стенке составляющая скорости равна $-v_k$, тогда получим

$$-v_k = - \int_0^{\delta(x)} \frac{\partial u}{\partial x} dy = - \frac{d}{dx} \int_0^{\delta(x)} u dy + (u)_{y=\delta} \frac{d\delta}{dx}. \quad (37)$$

Используя профиль скорости (28), из последнего уравнения следует

$$v_k = \frac{d(\langle u \rangle \delta)}{dx} - \frac{3}{2} \langle u \rangle \frac{d\delta}{dx},$$

или

$$v_k = \delta \frac{d \langle u \rangle}{dx} - \frac{1}{2} \langle u \rangle \frac{d\delta}{dx}. \quad (38)$$

Подстановка связи (29) дает дифференциальное уравнение для δ

$$v_k(x) = \frac{g(\rho_3 - \rho_1)}{6\mu_3} \frac{d(\delta^3)}{dx}, \quad (39)$$

интегрируя которое, с начальным условием $\delta = 0$ при $x = 0$, найдем приближенное выражение для пленки конденсата

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{6\mu_3 v_k x}{g(\rho_3 - \rho_1)}}. \quad (40)$$

Строго говоря, соотношение (29) не учитывает подвода массы через внешнюю границу пленки и от него следует отказаться. Если снова использовать аппроксимацию профиля скорости формулой (28), то уравнение (36) остается в силе. Совокупность этого уравнения и закона сохранения массы (38) образует замкнутую систему дифференциальных уравнений. Однако, она содержит вторые производные $\langle u \rangle$ и δ по x .

Система уравнений (36) и (38) описывает течение пленки конденсата по плоской вертикальной стенке. Для решения данной системы требуется знать величины $\frac{d\delta}{dx}$ и $\frac{d \langle u \rangle}{dx}$ при $x = 0$. В нашем случае эти начальные условия неизвестны, поэтому упростим задачу. Оценки слагаемых уравнения

движения (13) показывают, что вклад вязкого члена (для $\delta \ll x$) $v_3 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ мал и этим членом можно пренебречь. Тогда уравнение (36) примет вид

$$\frac{12}{5} \delta \langle u \rangle \frac{d \langle u \rangle}{dx} - \frac{21}{20} \langle u \rangle^2 \frac{d\delta}{dx} - \frac{3v_k \langle u \rangle}{2} = g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_3} \right) \delta - \frac{3v_3 \langle u \rangle}{\delta}, \quad (41)$$

где отсутствуют вторые производные $\frac{d^2 \delta}{dx^2}$ и $\frac{d^2 \langle u \rangle}{dx^2}$.

1.5. Безразмерные преобразования

Введем безразмерные переменные

$$\xi = \frac{v_k}{v_3} \sqrt[3]{\frac{6v_3 v_k}{g(1-\rho_1/\rho_3)}} x, \quad \delta = \frac{v_3}{v_k} \Delta(\xi), \quad \langle u \rangle = \left(\frac{v_3}{v_k} \right)^2 \frac{g(1-\rho_1/\rho_3)}{3v_3} U(\xi). \quad (42)$$

Для подстановки (42) в (36) и (38) выполним некоторые преобразования. Представим (42) в виде

$$\xi = Ax^{1/3}, \quad \delta = B\Delta(\xi), \quad \langle u \rangle = CU(\xi), \quad (43)$$

где

$$A = \frac{v_k}{v_3} \sqrt[3]{\frac{6v_3 v_k}{g(1-\rho_1/\rho_3)}}, \quad B = \frac{v_3}{v_k}, \quad C = \left(\frac{v_3}{v_k} \right)^2 \frac{g(1-\rho_1/\rho_3)}{3v_3}. \quad (44)$$

Тогда

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{A^3}{3\xi^2}, \quad \frac{d\delta}{dx} = \frac{d\delta}{d\xi} \frac{d\xi}{dx} = \frac{BA^3}{3\xi^2} \frac{d\Delta}{d\xi}, \quad \frac{d \langle u \rangle}{dx} = \frac{d \langle u \rangle}{d\xi} \frac{d\xi}{dx} = \frac{CA^3}{3\xi^2} \frac{dU}{d\xi},$$

и интегральное соотношение (36) примет вид

$$16\Delta^2 U \frac{dU}{d\xi} - 7\Delta U^2 \frac{d\Delta}{d\xi} - 15\xi^2 (\Delta U + 2\Delta^2 - 2U) = 0. \quad (45)$$

Подстановка безразмерных переменных в уравнение сохранения массы (38) дает второе дифференциальное уравнение

$$2\Delta \frac{dU}{d\xi} - U \frac{d\Delta}{d\xi} - 3\xi^2 = 0. \quad (46)$$

В общем случае система уравнений (45) и (46) может быть проинтегрирована численно. Для этого она преобразуется к стандартной форме

$$\frac{dU}{d\xi} = -3\frac{\xi^2}{\Delta} + 15\frac{\xi^2}{U} - 15\frac{\xi^2}{\Delta^2}, \quad (47)$$

$$\frac{d\Delta}{d\xi} = -9\frac{\xi^2}{U} + 30\frac{\xi^2\Delta}{U^2} - 30\frac{\xi^2}{\Delta U}. \quad (48)$$

с начальными условиями

$$\xi = 0: \quad U = \Delta = 0. \quad (49)$$

1.6. Метод малого параметра

Попытка численного решения системы (47) – (48) показала крайнюю неустойчивость решения, поэтому будем использовать другие подходы. Заметим, что для исходных данных $v_k = 10^{-5} \text{ м/с}$, $v_3 \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_1 \approx 10^{-2} \text{ кг/м}^3$, $\rho_3 \approx 10^3 \text{ кг/м}^3$ и длине стенки $l \approx 1 \text{ м}$ безразмерная координата представляет собой малую величину $0 < \xi < 8 \cdot 10^{-4}$, т.е. $\xi \ll 1$. Следовательно, решение системы уравнений (45) и (46) можно представить в виде рядов по степеням малого параметра

$$U = \alpha_0 \xi^2 + \alpha_1 \xi^3 + \alpha_2 \xi^4 + \dots \quad \text{и} \quad \Delta = \beta_0 \xi + \beta_1 \xi^2 + \beta_2 \xi^3 + \dots, \quad (50)$$

в которых коэффициенты α_m и β_m ($m = 0, 1, 2, \dots$) определяются подстановкой этих разложений в (45) и (46) и приравниванием нулю коэффициентов при одинаковых степенях ξ . После очевидных преобразований получаем

$$U = \xi^2 - \frac{1}{18}\xi^3 - \frac{1}{9}\xi^4 + \dots, \quad \Delta = \xi + \frac{5}{36}\xi^2 + \frac{5}{18}\xi^3 + \dots. \quad (51)$$

Отсюда следует, что двух членов разложения в (51) достаточно для многих практических случаев.

Если в разложении (51) ограничиться первым членом, то с учетом преобразований (42) получается результат (40) для δ . Воспользуемся разложением (51) для вычисления производных в начальной точке, тогда

$$\xi = 0: \quad \frac{dU}{d\xi} = 0, \quad \frac{d\Delta}{d\xi} = 1, \quad (52)$$

Условие (52) может быть использовано для решения системы (47) и (48).

1.7. Результаты решения

Результаты решения по формулам (51) для стекающей водяной пленки конденсата по вертикальной плоской стенке при температуре $t = 20^\circ C$; характеристики жидкости: $\nu_3 \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_3 = 998 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\rho_1 = 0,01 \text{ кг}/\text{м}^3$, скорость конденсации или скорость вдува массы $V_k = 10^{-5} \text{ м}/\text{с}$. Результаты решения представлены на графиках в безразмерном и размерном виде (рис. 3- рис. 6)

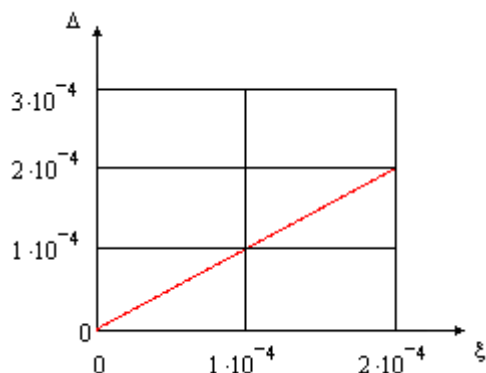


Рис. 3. Безразмерная толщина пленки

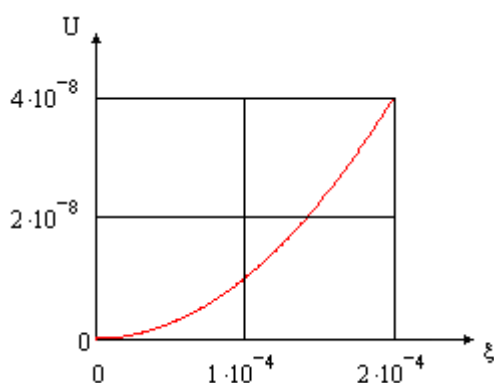


Рис. 4. Безразмерная средняя продольная скорость в пленке

Используя (42) найдем размерные значения толщины пленки и средней продольной скорости в пленке. Полагая при этом, скорость вдува массы $V_k = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}/\text{с}$.

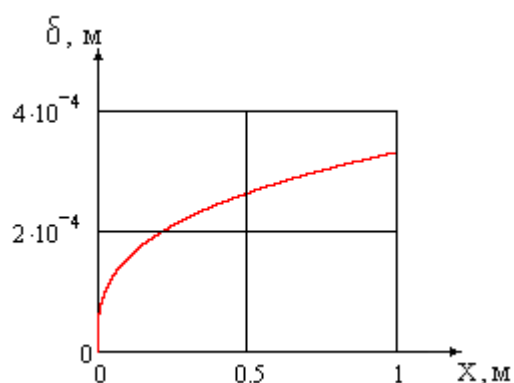


Рис. 5. Толщина пленки конденсата

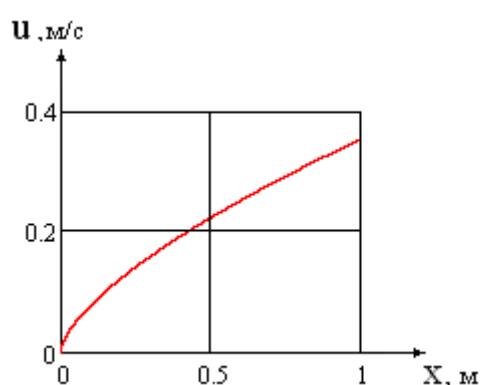


Рис. 6. Средняя продольная скорость в пленке

Из графиков следует, что при стекании пленки конденсата ее толщина и средняя продольная скорость плавно возрастают. На рис. 5 видно быстрое изменение функции в окрестности нулевой точки, что и объясняет сингулярность уравнений (47) и (48).

2. Теплообмен в пленке при конденсации пара на плоской стенке

2.1. Тепловой баланс пленки конденсата

Смоделируем процесс теплообмена при конденсации влаги на плоской вертикальной стенке [3]- [5]. Пусть окружающая среда представляет собой влажный воздух при температуре $T_{\infty} = T_1 = 303^{\circ} K = 30^{\circ} C$, атмосферном давлении $p_1 = 101320 Pa$ и относительной влажности $\varphi = 0,9$. Рассмотрим тепловой баланс в пленки конденсата. Для установившегося процесса теплообмена

$T_1 > T_2 > T_w$, где T_1 – температура внешней среды, T_2 – температура поверхности пленки, T_w – температура стенки. Общее количество теплоты, передаваемое поверхности пленки из окружающей среды, равно конвективному потоку тепла $q_1 = \alpha_{12}(T_1 - T_2)$ и теплоте фазового перехода $q_2 = \frac{r}{S} \frac{dm}{dt}$, тогда

$$q = \alpha_{12}(T_1 - T_2) + \frac{r}{S} \frac{dm}{dt}, \quad (53)$$

где r – скрытая теплота парообразования, S – поверхность пленки, α_{12} – средний коэффициент теплоотдачи от влажного воздуха к пленке конденсата, dm/dt – массовый расход жидкости.

Кроме того, поскольку температура стенки меньше температуры поверхности пленки, стенке отдается часть тепла конденсата q_3 . Происходит переохладение конденсата. Подведенный тепловой поток (53) уравновешивается тепловым потоком q_w , отводимым от стенки, и тепловым потоком от переохлажденного конденсата q_2 .

$$q_w + q_3 = \alpha_{12}(T_1 - T_2) + \frac{r}{S} \frac{dm}{dt}. \quad (54)$$

Большей частью теплота переохлажденного конденсата q_3 невелика и во многих случаях ею можно пренебречь. Тогда уравнение теплового баланса примет вид

$$q_w = \alpha_{12}(T_1 - T_2) + \frac{r}{S} \frac{dm}{dt}. \quad (6.55)$$

Коэффициент теплоотдачи при свободной конвекции около вертикальной плоской стенки, определяется из критериального уравнения

$$Nu = 0,63(Gr \cdot Pr)^{0,25}. \quad (56)$$

где $Nu = \frac{\alpha_{12} h}{\lambda_1}$ – число Нуссельта, h – высота стенки, λ_1 – коэффициент тепло-

проводности воздуха, $Gr = \frac{g h^3 \beta (T_1 - T_2)}{\nu_1^2}$ – число Грасгофа, $\beta = \frac{1}{T_1}$ – коэффи-

циент объемного расширения, $Pr = \frac{\nu_1}{a_1}$ – число Прандтля, a_1 – коэффициент тем-

пературопроводности. Отметим, что в соответствии с (68) коэффициент теплоотдачи зависит от температурного напора $T_1 - T_2$.

Запишем тепло фазового перехода через массовый расход пара

$$q_1 = \frac{r}{S} \frac{dm}{dt}. \quad (57)$$

Молекулы пара будут переноситься из окружающей среды на поверхность пленки за счет разности парциальных давлений пара у поверхности конденсации p_2 и окружающей среде p_1 ($p_1 > p_2$). Массообмен в пленке определяется уравнением

$$\frac{dm}{dt} = NSM, \quad (58)$$

где $N = k_c(C_1 - C_2)$ – поток массы, M – молярная масса воды, k_c – коэффициент массообмена, определяемый из соотношения Шервуда для естественной конвекции около вертикальной стенки

$$\frac{k_c \ell}{D} = 0,6(Gr \cdot Sc)^{0,26}, \quad (59)$$

$Sh = \frac{k_c h}{D}$ – число Шервуда, D – коэффициент диффузии паров, $Sc = \frac{\nu_1}{D}$ – число

Шмидта, $C_2 = \frac{p_2}{RT_2}$ – молярная концентрация пара у поверхности пленки,

$C_1 = X \frac{p_n}{RT_1}$ – молярная концентрация пара во влажном воздухе,

$R = 8314 \text{ Дж} / \text{моль} \cdot \text{град}$ – универсальная газовая постоянная, p_2 – парциальное давление пара у поверхности пленки, p_n – парциальное давление пара в ок-

ружающем воздухе, $\frac{R}{M} = R_n$ – газовая постоянная (для водяного пара

$R_n = 461,5 \text{ Дж} / \text{кг} \cdot \text{град}$), X – мольная доля пара во влажном воздухе.

Учтем, что конденсация происходит при атмосферном давлении. Для нахождения коэффициента диффузии пара в поток воздуха используем зависимость

$$D = D_0 \left(\frac{T_1}{273} \right)^{1,89}, \quad (60)$$

где $D_0 = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / \text{с}$.

Запишем выражение для теплового потока, определяющего теплоту фазового перехода

$$q_1 = \frac{r}{S} \frac{dm}{dt} = rNM = rk_c (C_1 - C_2)M = \frac{rk_c}{R_n} \left(\frac{p_n}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right). \quad (61)$$

Суммарный приток тепла из внешней среды через поверхность пленки конденсата запишется в виде

$$q_1 + q_2 = \alpha_{12}(T_1 - T_2) + \frac{k_c r}{R_n} \left(\frac{p_n}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right). \quad (62)$$

Для установившегося процесса конденсации такое же тепло необходимо отводить от стенки, т.е. $q_w = q_1 + q_2$.

Тогда

$$q_w = \alpha_{12}(T_1 - T_2) + \frac{k_c r}{R_n} \left(\frac{p_n}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right). \quad (63)$$

2.2. Температура поверхности пленки конденсата

Конденсация влаги начнется в том случае, если концентрация паров воды в воздухе будет больше концентрации пара у поверхности пленки. Найдем парциальное давление паров воды в окружающем воздухе. Для чего, вычислим плотность паров воды в окружающем воздухе. По таблице сухого насыщенного пара, для заданной температуры, найдем плотность и давление пара $\rho_n = 0,03036 \text{ кг} / \text{м}^3$, $p_{1n} = 4297 \text{ Па}$, тогда плотность паров воды в окружающем воздухе будет

$$\rho_n = \rho_n \varphi = 0,03036 \cdot 0,9 = 0,02732 \text{ кг} / \text{м}^3. \quad (64)$$

Найдем мольную массу влажного воздуха

$$M_g = 28,95 - 10,937 \cdot \varphi \frac{p_{1n}}{p_1} = 28,53 \frac{\text{кг}}{\text{моль}},$$

тогда мольная доля пара во влажном воздухе будет

$$X = \frac{M_n}{M_g} = \frac{18,016}{28,53} = 0,637, \quad (65)$$

где мольная масса водяного пара $M_n = 18,016 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$.

Определим парциальное давление пара во влажном воздухе

$$p_n = X \rho_n R_n T_\infty = 0,637 \cdot 0,02732 \cdot 461,5 \cdot 303 = 2434 \text{ Па} . \quad (66)$$

Коэффициенты теплоотдачи α_{12} и массообмена k_c , входящие в уравнение (63) определяются из уравнений (56) и (59). В уравнение (63) входит парциальное давление p_2 – давление насыщения у поверхности конденсации. Эта величина является функцией температуры T_2 . Воспользуемся уравнением Клапейрона для насыщенных паров и, после его интегрирования, получим

$$p_2 = p_0 \exp \left[\frac{r}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_2} \right) \right], \quad (67)$$

где индекс "0" соответствует известным параметрам, так при температуре $T_0 = 273^0 \text{ K}$ давление насыщения для водяного пара составляет $p_0 = 610,8 \text{ Па}$.

Найдем пороговое значение температуры поверхности пленки, ниже которой начнется процесс конденсации. Воспользуемся уравнением Клапейрона (67) и учтем, что парциальное давление пара во влажном воздухе $p_n = 2434 \text{ Па}$ (66). Положим $p_2 = 2434 \text{ Па}$ и найдем пороговое значение температуры $T = 21^0 \text{ C}$. Таким образом, при температуре $T < 21^0 \text{ C}$ начнется конденсация влаги.

Для вычисления по приведенным формулам необходимо знать температуру поверхности пленки T_2 . Температуру конденсации T_2 найдем по величине отводимого от стенки теплового потока q_w . Задавая q_w и решая систему уравнений (56),(59),(63) и (67), определим температуру поверхности пленки T_2 .

Вычисления, по изложенной процедуре, дают температуру поверхности пленки конденсата $T_2 = 15^0 \text{ C} = 288^0 \text{ K}$ для теплового потока $q_w = 5,7 \text{ Вт} / \text{ м}^2$.

средний коэффициент теплоотдачи $\alpha_{12} = 0,12 \text{ Вт} / \text{ м}^2 \text{ град}$;

коэффициент массообмена $k_c = 3,311 \cdot 10^{-4} \text{ м} / \text{ с}$;

тепловый поток от конденсации пара $q_1 = 3,857 \text{ Вт} / \text{ м}^2$;

конвективный приток тепла $q_2 = 1,792 \text{ Вт} / \text{ м}^2$.

Для определения скорости конденсации запишем расход массы в виде

$$\frac{dm}{dt} = v_k S \rho_2, \quad (68)$$

где v_k – скорость пара у поверхности пленки, S – поверхность конденсации, плотность пара $\rho_2 = 0,01 \text{ кг/м}^3$ при температуре $T_2 = 15^\circ \text{C}$.

Объединяя выражения (58) и (68), получим

$$v_k \rho_2 = k_c (C_1 - C_2) M. \quad (69)$$

Из (69) найдем скорость пара у поверхности пленки

$$v_k = \frac{k_c (C_1 - C_2) M}{\rho_2} = \frac{k_c}{\rho R_n} \left(\frac{p_n}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right), \quad (70)$$

откуда найдем $v_k = 1,593 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$.

2.3. Температурное поле в пленке конденсата

При установившемся процессе краевая задача теплопроводности для пленки конденсата имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial y} v + \frac{\partial T}{\partial x} u = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right), \quad (71)$$

Оценки слагаемых уравнения (71) показывают, что величина $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$

(поскольку толщина пленки значительно меньше её длины) и этим слагаемым можно пренебречь. Тогда система переписется

$$\frac{\partial T}{\partial y} v + \frac{\partial T}{\partial x} u = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (72)$$

$$y = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = q_w = \text{const}, \quad y = \delta, \quad T = T_2 = \text{const}, \quad (73)$$

$$x = 0, \quad T = T_2. \quad (74)$$

Используя полученное поле скоростей, выполним приближенное решение уравнения теплопроводности (72) с граничными условиями (73) и (74).

Введем безразмерные величины $\bar{y} = \frac{y}{\ell}$, $\bar{x} = \frac{x}{\ell}$, $\bar{v} = \frac{v}{v_k}$, $\bar{u} = \frac{u}{v_k}$, $\bar{T} = \frac{T}{T_2}$, $\bar{q}_w = \frac{q_w \ell}{T_2 \lambda}$. И

краевая задача о распространении тепла в пленке жидкости запишется

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} v + \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} u = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}, \quad (75)$$

$$\bar{y} = 0, \quad -\frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \bar{q}_w, \quad \bar{y} = \frac{\delta}{\ell}, \quad \bar{T} = 1, \quad (76)$$

$$\bar{x} = 0, \quad \bar{T} = 1. \quad (77)$$

где ℓ – длина пленки конденсата, $Pe = \frac{v_k \ell}{a}$ – число Пекле, a – коэффициент температуропроводности.

2.4. Численное решение тепловой задачи и анализ результатов

Для решения уравнения (77) необходимо знать поле скоростей жидкости в пленке. Для определения поля скоростей воспользуемся решением (28), средняя по толщине пленки скорость вычисляется согласно (42). Поскольку наличие конденсации изменяет профиль продольной скорости, перепишем (28) в виде

$$u(y) = 3 \langle u \rangle [ay + by^2], \quad (78)$$

и воспользуемся прежними граничными условиями для свободно стекающей пленки.

$$u(0) = 0, \quad \frac{\partial u(\delta)}{\partial y} = 0.$$

Первое из граничных условий выполняется автоматически, второе приводит к соотношению

$$\frac{\partial u(\delta)}{\partial y} = 3 \langle u \rangle [a + 2b\delta] = 0,$$

откуда

$$a = -2b\delta. \quad (79)$$

Константа b остается пока не определенной и будет использована для вычисления поперечной скорости. После подстановки константы (79) в (78) получаем

$$u(x, y) = 3 \langle u(x) \rangle b [-2\delta(x)y + y^2]. \quad (80)$$

Выражение для поперечной скорости определим из условия неразрывности течения (15)

$$\frac{\partial u(x, y)}{\partial x} = 3 \frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} b [-2\delta(x)y + y^2] - 3 \langle u(x) \rangle 2by \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} = -\frac{\partial v(x, y)}{\partial y},$$

Интегрируя по текущей толщине пленки получаем

$$v(x, y) = -b \int_0^y \left\{ 3 \frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} [-2\delta(x)y + y^2] - 3 \langle u(x) \rangle 2y \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right\} dy,$$

или

$$v(x, y) = -3 \frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} b \left[-2\delta(x) \frac{y^2}{2} + \frac{y^3}{3} \right] + 3 \langle u(x) \rangle 2b \frac{y^2}{2} \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \quad (81).$$

Условие прилипания жидкости к стенке $v(x, 0) = 0$ выполняется автоматически, определим константу b из условия

$$y = \delta, v(x, \delta) = -v_\kappa.$$

$$v(x, \delta) = -3 \frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} b \left[-2\delta(x) \frac{\delta^2}{2} + \frac{\delta^3}{3} \right] + 3 \langle u(x) \rangle 2b \frac{\delta^2}{2} \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} = -v_\kappa,$$

после преобразований получаем

$$b \left(\frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} 2\delta^3 - 3 \langle u(x) \rangle \delta^2 \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right) = -v_\kappa.$$

Перегруппировывая слагаемые и выражая b , приходим к следующему соотношению

$$b = \frac{-v_\kappa}{\delta^2 \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} 2\delta - 3 \langle u \rangle \frac{\partial \delta}{\partial x} \right)}. \quad (82)$$

Подставляя последнее выражение в (80) и (81) получаем выражения для продольной и поперечной скорости течения жидкости в пленке

$$u(x, y) = \frac{-v_\kappa 3 \langle u(x) \rangle [-2\delta(x)y + y^2]}{\delta^2 \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} 2\delta - 3 \langle u \rangle \frac{\partial \delta}{\partial x} \right)} \quad (83)$$

$$v(x, y) = \frac{-3v_\kappa y^2}{\delta^2 \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} 2\delta - 3 \langle u \rangle \frac{\partial \delta}{\partial x} \right)} \left\{ \langle u(x) \rangle \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} - \frac{\partial \langle u(x) \rangle}{\partial x} \left[\frac{y}{3} - \delta(x) \right] \right\} \quad (84)$$

Таким образом, все константы определены, и уравнения (83)-(84) описывают поле скоростей жидкости в пленке и могут быть использованы при интегрировании уравнения (75) для определения температуры жидкости в пленке.

При проведении численного решения необходимо учитывать, что с одной стороны производная δ' имеет в нуле особенность порядка $x^{-2/3}$ и, следовательно, решение необходимо начинать с некоторого положительного значения x , с другой стороны при численном решении начальные условия на температуру задаются на вертикальной прямой $x = const$ в то время как реальная граница пленки описывается уравнением $\delta = \delta(x)$. Следовательно, эта прямая должна находиться как можно ближе к начальной точке, для уменьшения погрешности решения. В качестве оценки погрешности начальных условий будем считать отклонения касательной к поверхности пленки от вертикали. Будем считать, что угол касательной с вертикалью в 10 градусов дает несущественное отличие наклона поверхности пленки от вертикальной линии и примем это значение как базовое для определения начальной точки области решения вдоль оси x . Используя выражение (42), (43) и зависимость $\xi(x)$ для вычисления производной $\delta'(x)$ получаем

$$\delta'(x) = \frac{\partial \delta(\xi(x))}{\partial \xi} \frac{\partial \xi(x)}{\partial x} = \frac{v_3}{v_k} \left(1 + \frac{10}{36} \xi + \dots\right) A x^{-2/3}.$$

Вблизи точки $x=0$ наиболее быстро растущей функцией будет первое слагаемое, поэтому при оценке необходимого начального смещения будем ограничиваться только им. Тогда получим

$$\delta'(x) = \frac{v_3}{v_k} A x^{-2/3} = \frac{v_3}{v_k} \frac{v_k}{v_3} \sqrt[3]{\frac{6v_3 v_k}{g(1 - \rho_1/\rho_3)}} x^{-2/3} = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-5}}{9.81(1 - 10^{-5})}} x^{-2/3} \approx \sqrt[3]{6 \cdot 10^{-4}} x^{-2/3} \approx 1.8 \cdot 10^{-4} x^{-2/3}$$

Пусть $\delta'(x_0) = \operatorname{tg}(80) \approx 5.6$, тогда

$$1.8 \cdot 10^{-4} x_0^{-2/3} = 5.6 \text{ и } x_0^{2/3} = \frac{1}{3 \cdot 10^4}; \quad x_0 = \left(\frac{1}{3 \cdot 10^4}\right)^{3/2} = \sqrt{27} \cdot 10^{-8} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

При расчетах начальное положение точки принималось $x_0 = 10^{-8}$ м, таким образом, погрешностью начальных условий можно пренебречь. Для чис-

ленного решения был использован метод сеток [Ошибка! Источник ссылки не найден.], [7Ошибка! Источник ссылки не найден.]. На расчетную область накладывалась сетка, в узлах которой определялись значения всех искомых величин. По толщине пленки количество узлов было постоянным, и расстояние между узлами определялось заново на каждом этапе вычислений. Поскольку толщина пленки растет по степенному закону с показателем степени меньше единицы, то на некотором расстоянии от начала она становится слабо меняющейся функцией. Если в начальной области шаг сетки должен быть малой величиной для получения правильного решения, но на удалении от начала пленки сохранение малого шага по длине приводит к неоправданно большому числу операций, а следовательно к затратам временных и машинных ресурсов. Поэтому расчеты проводились с переменным расстоянием между узлами сетки. Расстояние между узлами сетки по толщине пленки вычислялось по формуле

$$\Delta y_i = \frac{\delta}{N_y + 1},$$

где i - номер слоя сетки по толщине пленки, N_y - количество узлов сетки по толщине пленки. Расстояние между узлами по длине пленки вычислялось по формуле

$$\Delta x_i = q^i \cdot \Delta x_0,$$

где q - число больше единицы, $\Delta x_0 = 10^{-5}$ м.

При расчетах уравнение (75) аппроксимировалось неявной абсолютно устойчивой разностной схемой. Трехдиагональность матрицы коэффициентов полученной системы уравнений, позволила использовать для их решения метод прогонки. Результаты решения представлены на рис.7, рис.8. На рис. 7 изображены графики продольной и поперечной скоростей, в зависимости от расстояния по нормали к стенке. Видно, что скорости имеют квадратичную зависимость. На рис. 8. изображено распределение температуры по толщине пленки. Видно, что на начальном участке распределение нелинейное, что вызвано конденсационным потоком жидкости. По мере удаления от начала

пленки площадь поперечного сечения пленки увеличивается влияние потока со свободной поверхности уменьшается и распределение температуры стремится к линейному, как случае твердого тела.

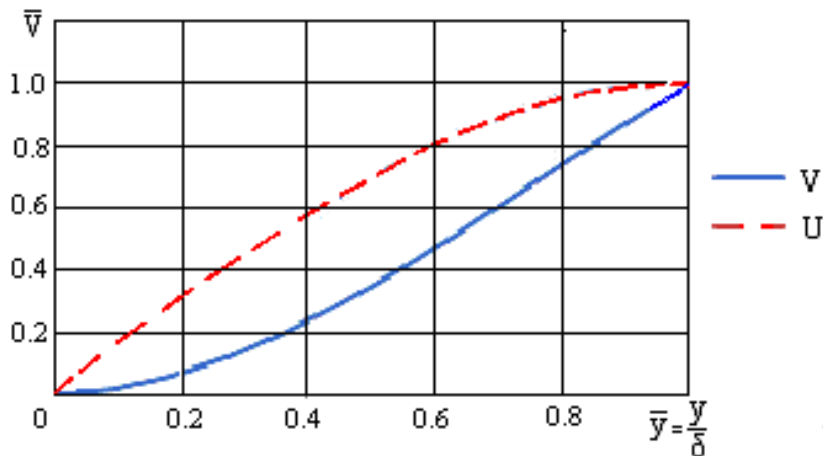


Рис. 7. Изменение поперечной и продольной скорости

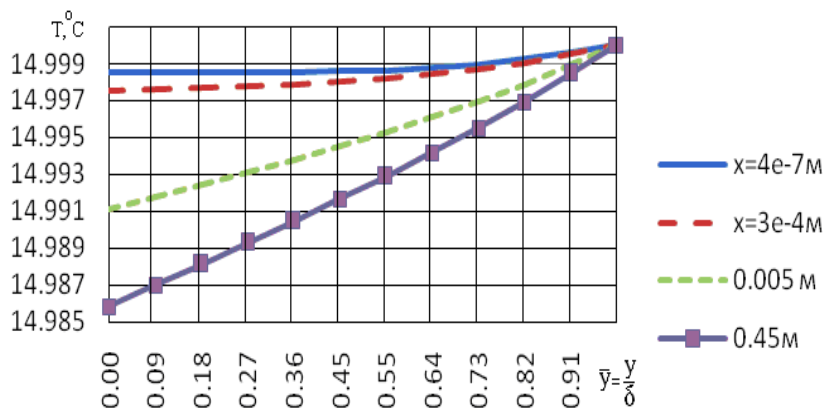


Рис. 8. Распределение температуры по нормали к стенке для различных расстояний от начала пленки

ВЫВОДЫ

1. Сформулирована математическая модель стекающей пленки конденсата на плоской вертикальной стенке.
2. Выполнено приближенное аналитическое решение гидродинамической задачи методом возмущения по малому параметру.

3. Решение тепловой задачи получено численным методом.
4. Результаты решения могут быть использованы при проектировании испарительно-конденсационных теплообменников.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная математическая модель течения пленки конденсата по плоской вертикальной стенке позволяет описать различные режимы течения и теплообмена и получить численные решения для характеристик процесса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Леонтьев А. И. Теория тепломассообмена. М.: Высшая школа, 1979. С. 495.
2. Ключев Н. И., Мингулов Х. И., Мурышкин А. В. Течение испаряющейся пленки по плоской вертикальной стенке // Вестник СамГУ. Естественно-научная серия. 2011. №8 (89). С.134-141.
3. Нестеренко А. В. Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. М. : Высшая школа, 1971. 460 с.
4. Крюков А. П. Левашов В. Ю., Павлюкевич Н. В. Конденсация из парогазовой смеси // Инженерно физический журнал 2011. №4. Т. 84. С. 637-644.
5. Кузнецов В. В. Тепломассообмен на поверхности раздела жидкость-пар // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 5. С. 97-107.
6. Самарский А. А. Введение в численные методы. М.: Наука, 1982. 271 с.
7. Самарский А. А. и Гулин А. В. Численные методы. М. : Наука, 1989. 430 с.