

Для повышения удельной производительности технологических аппаратов довольно часто используется внешний подвод энергии, в частности, в виде центробежной. Центробежные аппараты, в которых реализуется пленочное течение жидкости широко применяются в разных отраслях промышленности для проведения разнообразных гидродинамических, тепло- и массообменных процессов [1,2]. Процессы переноса тепла и массы в центробежную жидкую пленку в большой степени определяется ее гидродинамикой. Основу этих аппаратов составляет ротор, представляющей собой вал с насадками в виде плоского диска, конуса, сферы или иной криволинейной чаши, цилиндрической трубы или их комбинаций. Обычно жидкость подается в виде сплошной струи в центр вращающегося рабочего элемента аппарата-насадки. При этом реализуется тонкая центробежная сплошная пленка со свободной поверхностью. Обработке в аппаратах центробежного действия подвергаются материалы, характеризующиеся различными реологическими свойствами: вязкие жидкости, вязко-пластические среды, аномально-вязкие и нелинейно-упруго-вязкие жидкости. Гидродинамика пленочного течения в центробежном поле изучена, в основном, для вязкой жидкости. Вязкая жидкость была исследована И.О. Хинце и Х. Мильборном, Р.Х. Мухутдиновым, К.Д. Вачагиным, К. Гейзли и А. Чарватом, Н. Фрайденрейхом, Н.В. Тябиным, В.Г. Рябчуком и некоторыми другими авторами в ламинарной постановке. Анализ этих работ представлен в работах [3,4]. Пленочное течение аномально-вязких жидкостей в поле центробежных сил изучались, в основном, Н.Х. Зиннатуллиным и В.Г. Рябчуком [5-7]. В экспериментальных работах, посвященных пленочному течению сплошной пленки жидкости по поверхности вращающегося диска, отмечается волнообразование [8-10] и переход ламинарного режима в турбулентный [12]. В работе [10] разработана номограмма для определения средней толщины жидкой пленки в зависимости от определяющих параметров. В работе [12] по длине радиуса диска выделяется четыре зоны с различными характеристиками течения: входная (начальная), ламинарно-волновая, турбулентная и вторая ламинарно-волновая с мелкомасштабными возмущениями на поверхности пленки жидкости. Авторы работы для характеристики перехода от ламинарно-волнового течения пленки к турбулентному предлагают использовать приведенное число Рейнольдса Re_p , учитывающее влияние газового потока, и центробежно-пленочное число Вебера We_c . Авторами работы [12] отмечено, что значительное волнообразование наблюдается в центральной области вращающегося плоского диска, а по мере движения жидкости по диску волны постепенно затухают. Таким образом, для плоского диска на гидродинамическом начальном участке значение критерия Рейнольдса (Re_p) растет, а затем в области стабилизированного течения с ростом радиуса диска – уменьшается. Определению гидродинамического начального участка l_0 при растекании жидкой пленки по поверхности вращающейся насадки были посвящены, в

частности, работы Гейзли и Чарвата [13] и Николаевой С.Г.[14]. Ими были получены аналогичные результаты при разных начальных уравнениях движения. В работе [13] были проанализированы численным методом полные уравнения гидродинамики, а в работе [14] – приближенные уравнения, получены методом оценки значимости его членов. Рассмотрим изотермическое стабилизированное турбулентное течение вязкой жидкости ($l > l_0$) по поверхности вращающейся насадки в виде тонкой открытой сплошной пленки. Пусть криволинейная насадка имеет форму поверхности вращения (рис.1). Систему координат выбираем таким образом, чтобы границы насадки входили в число координатных поверхностей. Для выбранной системы координат коэффициенты Ляме равны: $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = 1, \lambda_3 = 1$. Рис.1 - Схема течения жидкости

Форма насадки характеризуется через θ, ϕ , которые равны: $\theta = \theta(r), \phi = \phi(r)$. (1) Примем следующие допущения: - компоненты скорости имеют следующие соотношения: - геометрия течения такова, что - течение осесимметричное и установившееся, т.е. $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, - турбулентность течения жидкости характеризуется полуэмпирической теорией Прандтля. При этих допущениях уравнения движения имеют вид: (2) $\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \phi^2} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r}$, (3) $\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \phi^2} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta}$, (4) Уравнение неразрывности запишется в виде: (5) $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} = 0$. Здесь ρ – плотность среды, μ – меридиональная, осевая и тангенциальная компоненты скорости соответственно, p – давление, δ – толщина пленки, ν – коэффициент динамической вязкости, коэффициент турбулентной вязкости соответственно. Турбулентная вязкость, как известно, определяется в зависимости от длины пути перемешивания l . По Прандтлю можно записать как $l = K y$, где K – коэффициент Кармана (обычно $K = 0.4$), а y – расстояние от твердой стенки. Зависимость справедлива при $y^+ > 30$, поэтому примем $l = K y$. Аналогичный результат для центробежной пленки был получен Булатовым А.А. [4]. Отметим, что для стабилизированного участка, скорость отставания пленки жидкости как показывает практика, гораздо меньше меридианальной составляющей. Поэтому, учитывая выше сказанное для (8) можно записать: (8) Для решения системы уравнений (2)-(5) запишем граничные условия: при $r = r_0$, $v_r = 0$, $v_\theta = 0$, $v_\phi = 0$, (9) при $r = r_1$, $p = p_0$ (10) Решение системы уравнений (2)-(5) с граничными условиями (9-10) искали в виде: (11) $v_r = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(\frac{r}{r_0} \right)^n$, (12) $v_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left(\frac{r}{r_0} \right)^n$, (13) $v_\phi = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{r_0} \right)^n$, (14) Вид решения позволил свести уравнения движения в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, где ω – угловая скорость, ν – кинематическая вязкость, м²/с. Система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Неизвестная толщина пленки жидкости определялась из условия постоянства расхода жидкости по длине образующей насадки ротора: $\dot{V} = \text{const}$. Система дифференциальных уравнений интегрировалась на отрезке $[0, 1]$, причем значение безразмерной переменной h уточнялось на каждом шаге итерации из уравнения постоянства расхода. В результате численного интегрирования были получены распределения скоростей и давления по толщине пленки. Некоторые полученные результаты при $\dot{V} = 10^{-4}$ м³/с, $\omega = 500$ 1/с, $\rho = 800$ кг/м³, $\mu = 0,001$ Па·с в

безразмерных параметрах представлены на рисунках 2-4. Рис. 2 - Изменение меридиональной функции по толщине пленки Рис. 3 - Изменение тангенциальной функции по толщине пленки Рис. 4 - Распределение безразмерной толщины пленки жидкости по поверхности насадка Для принятой модели турбулентности получены необходимые параметры течения вязкой пленкижидкости, которые будут использованы при расчете центробежного пленочного теплообменника.