

## О ВОЛНОВОМ ТЕЧЕНИИ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЕПАРАТОРЕ

ШЕМАГИН И. А.

Расчет движения отсепарированной влаги в линейном горизонтальном сепараторе производится на основе анализа развития волн при течении тонкого слоя жидкости по вертикальной поверхности без учета поперечного потока массы [1].

1. Рассмотрим плоское течение несжимаемой жидкой пленки в горизонтальном сепараторе квадратного сечения, в котором поперечный поток массы обеспечивается осаждением капель воды из влажного пара под действием силы тяжести. В системе координат с началом в точке возникновения жидкого слоя и осями  $z$ , направленной в сторону основного движения, и  $y$  — по нормали к ней, запишем уравнение движения пленки

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial y} \int_0^y \frac{\partial u}{\partial z} dy = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

кинематическое условие для границы жидкость — пар

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial z} = \frac{j}{\rho_1} \quad (2)$$

и выражения для нормальных и касательных напряжений на свободной поверхности жидкости

$$P(z) = P(0) - \int_0^z \xi_2 \rho_2 \frac{W^2}{2D} dz - \sigma \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \rho_1 g (h - y) \quad (3)$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} = 0,5 \xi_1 \rho_2 W^2 + j W \quad (4)$$

Здесь  $t$  — время,  $u$  — продольная скорость,  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $h$  — толщина слоя жидкости,  $U$  — средняя по сечению жидкого слоя скорость,  $j$  — плотность поперечного потока массы,  $D$  — эквивалентный диаметр сепаратора,  $W$  — приведенная скорость пара,  $\sigma$  — поверхностное натяжение,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\xi_1$  — коэффициент трения пара о границу жидкой пленки,  $\xi_2$  — коэффициент трения, определяющий перепад давления по длине сепаратора, нижние индексы 1 и 2 относятся соответственно к жидкости и пару.

Кинематическое условие (2) получено из уравнения неразрывности с учетом того, что при наличии поперечного потока массы, связанного с гравитационной сепарацией и равного  $j(0) \exp(-Kz/D)$  [1], происходит изменение скорости границы жидкость — пар. Динамическое условие (3) включает в себя изменение давления в жидкости, связанное с потерями на трение внутри сепаратора, наличие поверхностного натяжения и силы тяжести. Касательные напряжения (4) содержат два предельных механизма межфазного взаимодействия, справедливые при наличии и отсутствии поперечного потока вещества. Такая форма записи позволяет учитывать продольное изменение поперечного потока массы на всей длине сепарации влажного пара.

Для определения условий развития волн на поверхности жидкой пленки в горизонтальном сепараторе воспользуемся автоматическим профилем продольной скорости, удовлетворяющим условиям прилипания на стенке и (4)

$$u(z, \eta, t) = U(z, t) (\varphi \eta - \psi \eta^2), \quad \eta = y/h \quad (5)$$

$$\varphi = 2 + \frac{f}{6}, \quad \psi = 0,25f, \quad f = \text{Re} \frac{\rho_2 h_0 W^2}{\rho_1 D U_0^2} \xi_2, \quad \text{Re} = \frac{U_0 h_0}{\nu}$$

Соотношение (5) справедливо в окрестности произвольного состояния равновесия для средней скорости и толщины слоя отсепарированной влаги

$$U_0 = 0,5W \left[ \frac{\rho_2}{\rho_1} \left( 0,5\xi_1 + \frac{\xi_2 h_0}{3D} \right) + \frac{j}{\rho_1 W} \right] \quad (6)$$

$$\frac{dh_0}{dz} = \frac{j}{\rho_1 W} \left( K \frac{h_0}{D} + 2 \frac{v}{Wh_0} \right) \left[ \frac{\rho_2}{\rho_1} \left( \xi_1 + \xi_2 \frac{h_0}{D} \right) + 2 \frac{j}{\rho_1 W} \right]^{-1} \quad (7)$$

$$j(0) = \frac{K \rho_2 W (1-x)}{x [1 - \exp(-KL/D)]} \quad (8)$$

где  $K=0,3$  — опытный коэффициент [1],  $L$  — длина сепаратора,  $x$  — массовое расходное паросодержание, нижний индекс 0 соответствует стационарным значениям величин.

Интегрирование уравнения (1) по поперечной координате в пределах слоя жидкости с использованием (3) и (5) позволяет записать

$$\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial t} U h + \frac{\beta}{h} \frac{\partial}{\partial z} U h^2 = \frac{\sigma}{\rho_1} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \xi_2 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{W^2}{2D} - g \frac{\partial h}{\partial z} - 2v\psi \frac{U}{h^2} \quad (9)$$

$$\beta = \varphi^2/3 + 0,5\varphi\psi + 0,2\psi^2$$

2. Используя полученное уравнение совместно с (2), рассмотрим устойчивость ламинарного течения относительно малых возмущений средней скорости и толщины слоя жидкости, представленных в виде

$$U' = U^* \exp [i(kz - \omega t)]; \quad h' = h^* \exp [i(kz - \omega t)] \quad (10)$$

Здесь  $U^*$  и  $h^*$  — амплитуды возмущающих движений;  $k$  — волновое число,  $\omega$  — круговая частота. Всякое реальное возмущение, имеющее более сложную, чем (10), вид, сводится к нему с помощью разложения в ряд Фурье.

Условие нетривиальности решений линеаризованных с учетом (10) уравнений (9) и (2) сводит задачу анализа развития неустойчивости к определению корней выражения

$$\Omega^2 + \Omega \{ -2\alpha\beta + i [ w (2\beta + 1) + 2\psi / \text{Re} - 2dh_0/dz ] \} + i\alpha \{ 6\psi / \text{Re} + dh_0/dz (2\beta - \text{Fr}^{-1}) \} + \alpha^2 (\beta - \text{Fr}^{-1}) + i\alpha^3 \text{We}^{-1} - dh_0/dz (4\psi / \text{Re} + \beta dh_0/dz) - 2(\beta w + \psi / \text{Re}) (w - dh_0/dz) = 0 \quad (11)$$

Здесь  $\text{Fr} = U_0^2 / (gh_0)$  — число Фруда,  $\text{We} = \rho U_0^2 h_0 / \sigma$  — число Вебера,  $w = j / (\rho_1 U_0)$  — безразмерная скорость поперечного потока массы,  $\Omega = \omega h_0 / U_0$ ;  $\alpha = kh_0$ . При действительных значениях  $\alpha$  из дисперсионного уравнения (11) получаем комплексное значение  $\Omega$ . Если мнимая часть положительна — неустойчивость развивается, в противоположном случае все отклонения параметров затухают. Граница между устойчивостью и неустойчивостью ( $\Omega$  и  $\alpha$  действительные) соответствует значениям, удовлетворяющим условиям

$$\Omega / \alpha = a - \alpha^2 b \quad (12)$$

$$\alpha^6 b^2 - \alpha^4 (2ab + \text{We}^{-1} - 2\beta b) + \alpha^2 (a^2 + \beta - 2\beta a - \text{Fr}^{-1}) + \frac{dh_0}{dz} \left( \frac{f}{\text{Re}} + \beta \frac{dh_0}{dz} \right) - 2 \left( \beta w + \frac{f}{4 \text{Re}} \right) \left( w - \frac{dh_0}{dz} \right) = 0 \quad (13)$$

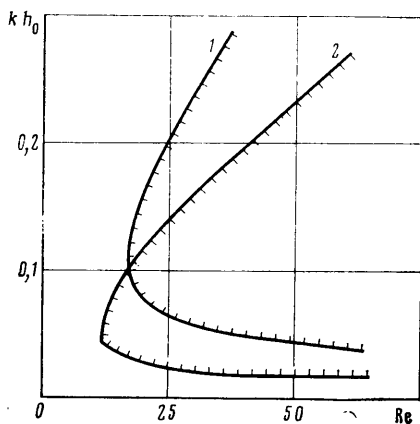
$$a = [1,5f / \text{Re} + (2\beta - \text{Fr}^{-1}) dh_0/dz] / c; \quad b = (dh_0/dz) / (\text{We} c);$$

$$c = 0,5f / \text{Re} + w (2\beta + 1) - 2dh_0/dz$$

При нулевом поперечном потоке массы течение жидкости, как и в [2], становится абсолютно неустойчивым с безразмерной фазовой скоростью  $\Omega / \alpha = 3$ .

Зависимость коэффициентов  $a$  и  $b$  от продольной координаты приводит к изменению скорости распространения возникающих колебаний в направлении движения. Такие волны границы жидкость — пар являются диспергированными.

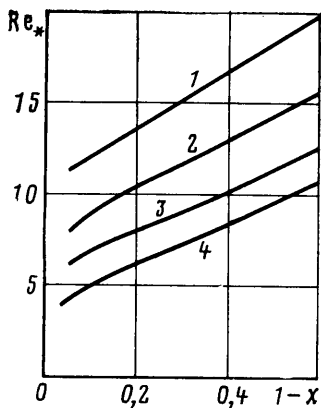
3. Расчет возникновения волн при осушении водяного пара проводился для сепаратора с эквивалентным диаметром  $D=0,1$  м. Зависимости нейтральной устойчивости, полученные из (13), при давлении 4 МПа, скорости пара  $W=5$  м/с приведены на фиг. 1, где кривая 1 соответствует значению  $(1-x)=0,6$ ; 2 —  $(1-x)=0,2$



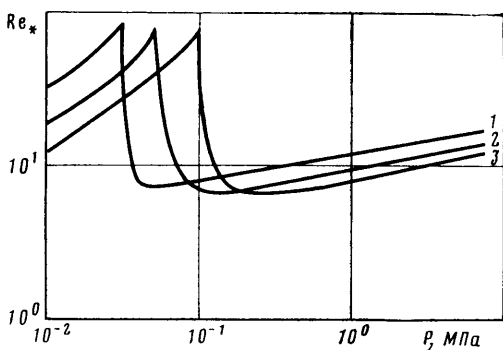
Фиг. 1

(штриховка направлена внутрь области неустойчивости). Из результатов следует, что существует критическое число Рейнольдса ( $Re_*$ ), соответствующее пределу устойчивости ламинарного течения отсепарированной влаги в горизонтальном линейном сепараторе. Изменения этой границы для  $P=2$  МПа при различных значениях влагосодержания и скорости пара (кривая 1 —  $W=2,5$  м/с; 2 — 5 м/с, 3 — 10 м/с; 4 — 20 м/с) представлены на фиг. 2. Снижение устойчивости с ростом  $W$  определяется уменьшением  $dh_0/dz$ . При росте влагосодержания на входе в сепаратор наблюдается противоположное явление, характеризующееся увеличением устойчивости слоя жидкости.

Влияние давления на величину критического числа Рейнольдса продемонстрировано при  $W=5$  м/с на фиг. 3, где кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям  $1-x=0,4$ , 0,2; 0,1. Значительное увеличение устойчивости при малых давлениях связано с изменением плотности пара, которая при прочих равных условиях ( $W=\text{const}$ ;  $1-x=\text{const}$ ) определяет начальное значение поперечного потока



Фиг. 2



Фиг. 3

осаждаемой жидкости. Рост скорости приведет к вырождению эффекта стабилизации пленочного течения жидкости, наблюдаемого при малых давлениях.

Проведенные расчеты позволяют выделить преобладающее влияние поперечного потока сепарируемой влаги на условия развития неустойчивости границы раздела жидкость — пар.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кемельман Д. Н. Линейная сепарация влажного пара. М.: Энергоиздат, 1982. 133 с.
2. Шкадов В. Я. К теории волновых течений тонкого слоя вязкой жидкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 2, с. 20–25.

Горький

Поступила в редакцию  
25.VI.1984