2. Блох А.Г. Теплообмен излучением // Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. – М.:Энергоатомиздат, 1991. – 432с.
3. АлексеевГ.Ф. Расчетная оценка температуры поверхности отражателя при отоплении прямоточными «темными» трубными излучателями / Г.Ф.Алексеев, И.Г.Яковлева, Дрепин В.В. // Вопросы тепломассообмена, энергосбережения и экологии в теплотехнических процессах. – Иваново: ИГЭУ. – 2003. – С.22-27.

УДК 532.5.072.15

ПАВЛЕНКО А.М., д.т.н., профессор
ОСЕННЯЯ О.С. аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭМУЛЬГИРОВАНИЯ ТОПЛИВ В ВИХРЕВЫХ АППАРАТАХ

Введение. Эмульгированные гомогенные жидкости (ЭГМ) используются во многих технологических процессах в различных отраслях промышленности. Поэтому и методики аппаратного исполнения технологий гомогенизации достаточно хорошо исследованы. Если к структуре данных составов предъявляются более строгие требования по дисперсности и устойчивости, то как правило прибегают к математическому моделированию основных рабочих процессов с целью последующей оптимизации конструкции аппаратов. Примером ЭГМ могут быть гомогенизированные мазуты. Формирование заданной структуры может происходить в вихревом аппарате, который устанавливается непосредственно перед сжигательными устройствами. Разогретый мазут поступает в вихревую смесительную камеру, туда же подается насыщенный водяной пар. В вихревом слое на начальной стадии контакта формируются две среды: сплошная (мазут) и паровые трубки, которые в процессе движения конденсируются и дробятся.

Постановка задачи. Задача исследования состоит в разработке методики количественной оценки гидродинамических характеристик вихревого гомогенизатора.

Результаты работы. В [1] анализируются параметры вихревого аппарата с целью определения их оптимального соотношения. В основу исследований следует заложить модель течения жидкости в вихревой камере, предложенную в работе [1].

В работе [2] установлено существование наиболее выгодного для потока в камере закручивания отношения $r_c/R_к$ (r_c – радиус сопла). Наличие экстремума на графике зависимости угла факела от геометрической характеристики, если последнюю изменять посредством увеличения $R_к$, было отмечено в работе [3].

Поиск оптимальных размеров камеры закручивания является одной из важных задач экспериментальных исследований аэродинамики вихревого испарителя.

В работе [4] автор считает, что по уровню гидравлического сопротивления неприемлемы камеры с $r_c/R_к < 0.33$, а по уровню относительных скоростей и крутке потока неприемлемы камеры с $r_c/R_к > 0.6$. Оптимальное значение $r_0/R_к$ лежит в пределах 0.35…0.5. Исследования аэродинамического сопротивления камер в диапазоне $r_c/R_к$=0.2…1 показали, что минимальные потери достигаются в камере открытого типа с $r_c/R_к$=0.8…1. Анализ опубликованных работ показал, что до настоящего времени вопрос об оптимуме $r_c/R_к$ для камер закручивания остается открытым. Анализ формул для k и газодинамической характеристики камеры показывает, что при увеличении $R_к$ имеет место рост Ar (гидродинамическая характеристика устройства), а затем ее уменьшение вследствие снижения k.

Таким образом, при реализуемом k имеет место только одно значение $r_c/R_к$ с максимальным значением Ar (рис.1). С целью определения зависимости $(r_c/R_к)$ от k исследуем на экстремум соотношение для газодинамической характеристики гомогенизатора [1], переписанное как

$$Ar = \frac{\pi r_c^2}{f_k}\eta\left(\frac{r_c}{R_к}\right)^{1-0.96\lg\left[\frac{Q}{2\pi H\nu}\frac{f_к}{R_к^2}\right]} \qquad (1)$$

с условием $dAr/dR_к=0$.

$$\ln Ar = \ln\frac{\pi r_c^2}{f_к}\eta\left(1-0{,}96\lg\frac{Q}{2\pi H\nu}\frac{f_к}{R_к^2}\right)\ln\frac{r_c}{R_к};$$

$$\frac{1}{Ar}\frac{dAr}{dR_к} = \ln\frac{\pi r_c^2}{f_к}\eta\left(\frac{1.92}{R_к}\right)\ln\frac{r_c}{R_к} + \ln\frac{\pi r_c^2}{f_к}\eta\left(1-0{,}96\lg\frac{Q}{2\pi H\nu}\frac{f_к}{R_к^2}\right)\left(-\frac{1}{R_к}\right). \qquad (2)$$

Решая уравнение (2), получим трансцендентное уравнение, из которого можно определить соотношение $(r_c/R_к)$:

$$\frac{1}{R_к}\left[1{,}92\ln\left(\frac{\pi r_c^2}{f_к}\right)\ln\frac{r_c}{R_к} - \left(1-0{,}96\lg\frac{Q}{2\pi H\nu}\frac{f_к}{R_к^2}\right)\ln\left(\frac{\pi r_c^2\eta}{f_к}\right)\right]=0. \qquad (3)$$

Решение уравнений (1) и (3) представлены на рис.1.

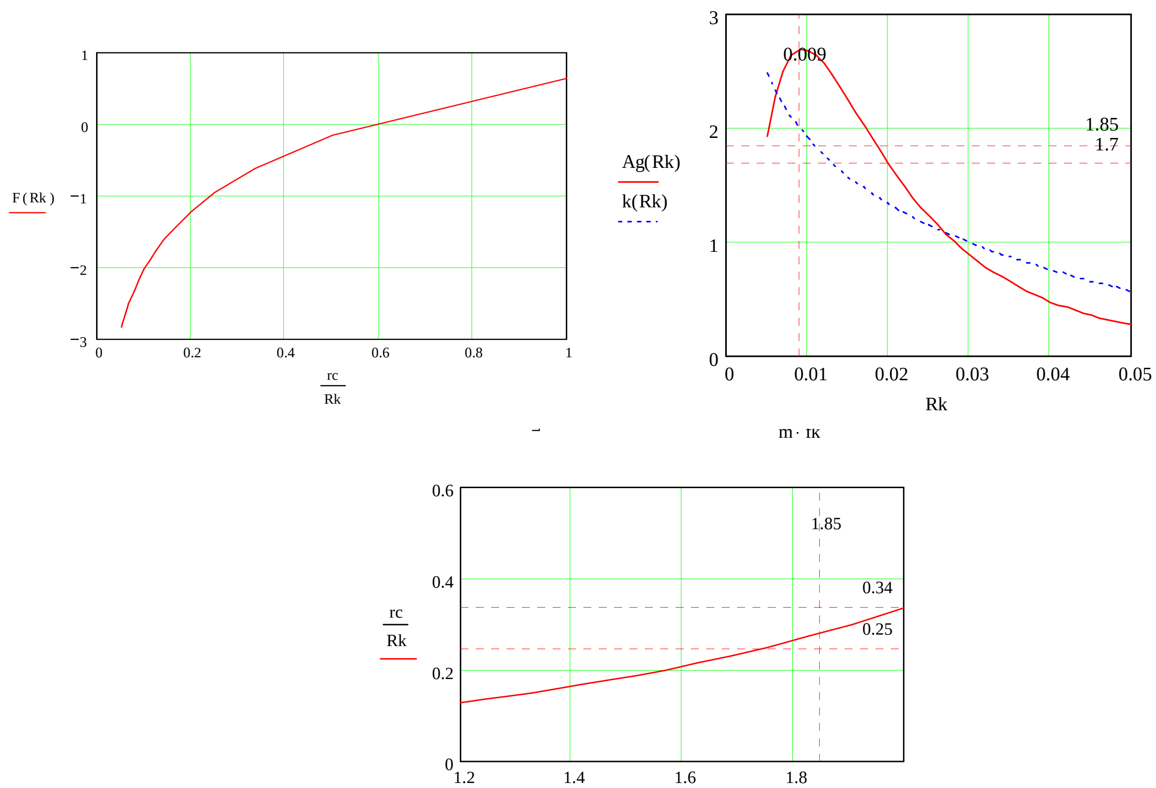


Рисунок 1 – Решение уравнений (1) и (3) при следующих исходных данных: $Q=0.043$ м^3/с; $\nu=1000\ 10^{-6}$ м^2/с; $f_к=2{,}826\ 10^{-5}$ м^2 ; $r_c=3\ 10^{-3}$ м; $R_к=5\ 10^{-3}, 6\ 10^{-3}\ldots50\ 10^{-3}$ м; m=1; $H=20\ 10^{-3}$м

Для

$$Ag(R_к) = 3{,}14\frac{r_c^2\, 0.9\left(\dfrac{r_c}{R_к}\right)^{1-к(R_к)}}{mf_к}$$

$$k(R_к) = 0{,}96\,log\left(\frac{Q\dfrac{f}{R_к^2}}{2\cdot 3{,}14\cdot H\cdot \nu}\right).$$

Уравнение (3) представлено в виде

$$F(R_к) = 2\cdot 0{,}96\cdot ln\left(3.14\frac{r_c^2}{f}\eta\right)\cdot ln\left(\frac{r_c}{R_к}\right) - \left(1-0{,}96\cdot log\left(\frac{Q\dfrac{f}{R_к^2}}{2\cdot 3{,}14\cdot H\cdot \nu}\right)\right)\cdot ln\left(3.14\frac{r_c^2}{f}\eta\right).$$

Рассмотрим вихревое течение среды с целью определения оптимальных гидродинамических параметров. В общей постановке задача может быть представлена в виде

$$V\big|_{r=1} = -1 \tag{4}$$

для уравнения

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(\rho rV) = -\gamma(r), \tag{5}$$

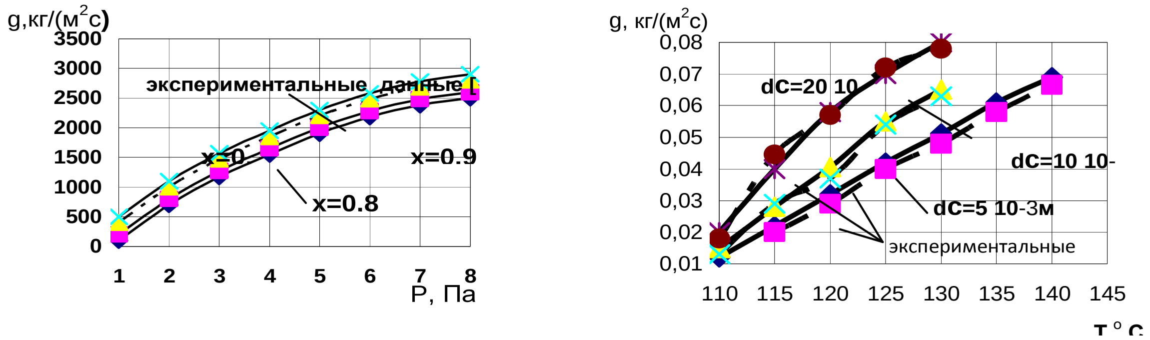
где γ(r) – функция изменения массы вихревого потока (в случае конденсации пара).

Основным фактором, влияющим на давление насыщения, являются начальные давление и температура. Начальное давление формирует определенный потенциальный барьер состояния жидкости, при прохождении которого происходит парообразование или конденсация. Условия существования метастабильного равновесия формируются независимо от условий термодинамического равновесия фаз и обуславливаются содержанием растворенного газа, концентрацией глобул дисперсной фазы и микропузырьков в жидкости и др. [1].

Используя [1], а также диаграммное представление процесса конденсации, можно определить критическую скорость γ [кг/(м^{2}с)], учитывая равенство $\frac{d\gamma}{dP} = 0$.

Опустив выполненные вычисления, приведем расчетные данные в виде графиков (рис.2). Расчетные данные, полученные по диаграммному методу, соответствуют данным работы [1]. На рис.2, а) показана максимально возможная массовая скорость с 1 м^2 площади. При учете площади газового вихря в гомогенизаторе получим значения γ [кг/(м^{2}с)], показанные на графиках. Из рисунков следует, что расчетные и экспериментальные данные согласуются с небольшой погрешностью. Характер зависимостей можно считать общим. Из графиков также следует, что функция γ [кг/(м^{2}с)] имеет степенной вид, поэтому представление массовой скорости в математической модели степенным рядом вполне оправдано.

Наилучшее приближение аппроксимирующей функции можно представить в степенном виде. Показатель степени и коэффициенты определялись по следующим уравнениям:



а) б)

Рисунок 2 – Расчетная массовая скорость с 1 м² площади в зависимости от: а) – давления; б) – температуры

- показатель степени

$$\alpha=\frac{\sum\limits_{i=1}^{N}\ln r_i(T)\sum\limits_{i=1}^{N}\ln G_i-N\sum\limits_{i=1}^{N}\ln r_i(T)\ln G_i}{\left(\sum\limits_{i=1}^{N}\ln r_i(T)\right)^2-N\sum\limits_{i=1}^{N}(\ln r_i(T))^2};$$

- коэффициент

$$A=\exp\left\{\frac{1}{N}\left(\sum_{i=1}^{N}\ln G_i-\alpha\sum_{i=1}^{N}\ln r_i(T)\right)\right\},$$

где N – количество опытов.

В результате расчетов получена зависимость

$$G=2{,}5r^{-1{,}39}.$$

Из графиков следует, что при конденсации пара в жидкости составляющие скорости жидкой фазы находятся ниже однофазного потока, а в паровом вихре скорость увеличивается.

Рассмотрим далее

$$W\big|_{r=1}=1, \tag{6}$$

$$rW\big|_{r=0}=0 \tag{7}$$

для уравнения

$$\rho V\frac{d}{rdr}(rW)=\frac{1}{k}\frac{d}{dr}\frac{d}{rdr}(rW)+\gamma W. \tag{8}$$

Решение можно представить в виде $\rho r V=-\int_1^r\gamma(x)xdx-1$.

Коэффициент при интегрировании уравнения (8) можно найти из граничного условия

$$\lim_{r\to 0} C_1 = C_1 = \lim_{r\to 0} r(rW)' + \lim_{r\to 0}\left(k-2+k\int_1^r \gamma(x)xdx\right)(rW) = 0; \tag{9}$$

$$W(r) = r^{1-k}\exp\left[-k\int_1^r \frac{1}{Z}\int_1^Z x\gamma(x)dxdZ\right]. \tag{10}$$

Если функцию изменения массы потока представить в виде $\gamma(r)=A_1+A_2r^{\alpha}$, получим решение

$$f_1(r)=\left[-\frac{A_1}{2}r-A_2\frac{r^{\alpha+1}}{\alpha+2}+\left(\frac{A_1-2}{2}+\frac{A_2}{\alpha+2}\right)\frac{1}{r}\right]\cdot\left[-\frac{A_1}{2\rho}-A_2\frac{(\alpha+1)}{(\alpha+2)\rho}r^{\alpha}-\left(\frac{A_1-2}{2}+\frac{A_2}{\alpha+2}\right)\frac{1}{\rho r^2}\right]+$$

$$+\frac{4}{3k}A_2\frac{\alpha r^{\alpha-1}}{\rho}-\left(A_1+A_2r^{\alpha}\right)\cdot\left[-\frac{A_1 r}{2\rho}-\frac{A_2 r^{\alpha+1}}{\rho(\alpha+2)}+\left(\frac{A_1-2}{2}+\frac{A_2}{\alpha+2}\right)\frac{1}{r\rho}\right];$$

$$f_2(r)=A_1\frac{r^2}{2}+A_2\frac{r^{\alpha+2}}{(\alpha+2)^2}-\left(\frac{A_1}{2}+\frac{A_2}{\alpha+2}\right)\ln r-\frac{A_1}{4}-A_2\frac{1}{(\alpha+2)^2};$$

$$f_3(r)=x\rho M_k^2 f_2^2(r)r^{1-2k}-x\left(\frac{M_k}{B}\right)^2 f_1(r).$$

Распределение давления при оптимальном соотношении радиусов

$$P(r)=1-\int_r^1 f_3(r)dr\,. \tag{1}$$

Выводы. Полученное решение соответствует оптимальным значениям скорости потока, давления и соотношению геометрических параметров вихревого испарителя. По уравнению (11) можно определить давление насыщения и координаты зарождения вторичной фазы. При этом энергетические затраты на реализацию процесса разделения ЭТС будут минимальными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Павленко А.М. Стійкість емульсій при технологічних впливах / Павленко А.М. – Дніпропетровськ: Наука і освіта, 2001. – 140с.
2. Павленко А.М. Структурообразование и дезинтеграция эмульсий в вихревых аппаратах / А.М.Павленко, Б.И.Басок. – Днепродзержинск: ДГТУ, 2009. – 205с**.**
3. Бородин В.А. Распыливание жидкостей/ В.А.Бородин, Ю.Ф.Дитякин. – М: Машиностроение, 1967. – 267с.
4. Ляховский Д.Н. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах / Ляховский Д.Н. – М: Госэнергоиздат, 1958 – 67с.