

Литература

1. Zukoski E.E. Motion of long bubbles in closed tubes // J. Fluid Mech. 1966. V. 25. № 4. P. 821.
2. Taha T., Cui Z. F. CFD modelling of slug flow in vertical tubes // Chem. Eng. Sci. 2006. V. 61. P. 676.
3. Абиев Р.Ш. Моделирование гидродинамики снарядного режима течения газожидкостной системы в капиллярах // ТОХТ. 2008. Т. 42. № 2. с. 115.
4. Покусаев Б.Г., Зайцев А.А., Зайцев В.А. Процессы переноса в снарядном режиме течения трёхфазных сред // ТОХТ. 1999. Т. 33. № 6. с. 595
5. Покусаев Б.Г. Процессы переноса в многофазной среде // ТОХТ, 2007. Т. 41. № 1. с. 35.
6. Серавин А.С., Карпенко А.С. Измерение скорости движения газовых снарядов в наклонных трубах // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2010. № 11. с. 4 – 5.
7. Покусаев Б.Г., Казенин Д.А., Карлов С.П., Ермолаев В.С. Скорость движения газового снаряда в наклонных трубах // ТОХТ. 2011. Т. 45. № 5. с. 550.
8. Piegl L., Tiller W. The NURBS Book. 2nd ed. Springer-Verlag Berlin. 1997.

Определение полей скоростей, давления и температуры в конвергентном канале центробежного экструзионного гранулятора

к.т.н. доц. Мишта П.В, Мишта Е.А., к.т.н. доц. Щербакова Н.Л.
ФГБОУ ВПО ВолгИТУ
+7-84422-248028, mapl@vstu.ru

Аннотация. На основе системного подхода рассмотрен процесс течения неньютоновской жидкости в конвергентном криволинейном канале многосекционного ЦЭГ и разработана модель многосекционного центробежно-экструзионного гранулятора. Рассмотрен процесс течения неньютоновской среды, реологические свойства которой описываются «степенным» законом Оствальда – де Вилля, во вращающемся конвергентном криволинейном канале.

Ключевые слова: центробежное поле, неньютоновская жидкость, грануляция, проницаемость, центробежный экструзионный гранулятор.

Рассмотрим физическую модель многосекционного центробежно-экструзионного гранулятора (ЦЭГ) (рисунок 1).

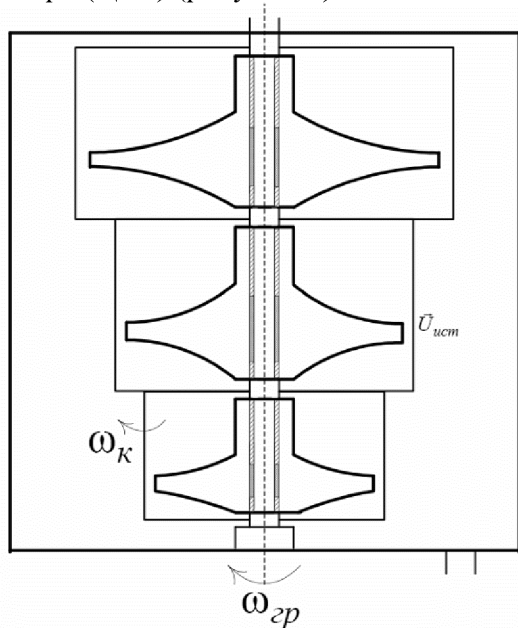


Рисунок 1 – Схема многосекционного ЦЭГ

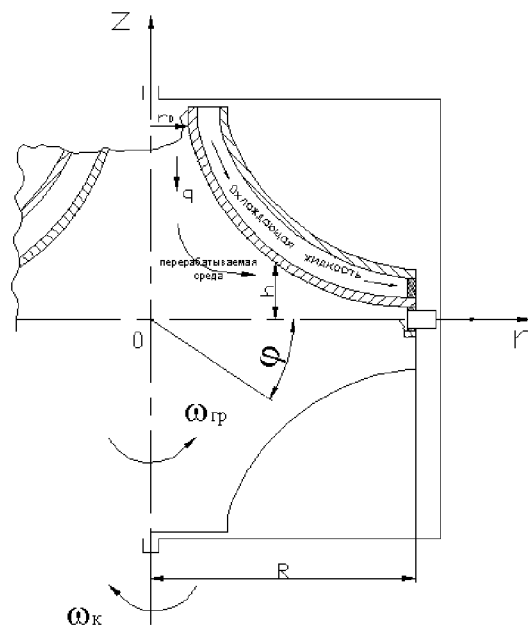


Рисунок 2 – Схема сечения ЦЭГ

Поскольку работа секций гранулятора друг от друга не зависит, то подробно проанализируем работу одной секции. Схема секции ЦЭГ показана на рисунке 2.

Конвергентный канал в неподвижном или вращающемся с малым количеством оборотов грануляторе предварительно заполняется до момента поступления композиционной среды из проточной части. Затем ЦЭГ приводится во вращение, с постоянной угловой скоростью ω , а выбрасываемая композиция восполняется за счет давления прокачки или гидростатического давления накопительной емкости, что обеспечивает постоянство объемного расхода перерабатываемой среды. Форма канала (зависимость полувысоты канала h от радиуса r) выбирается таким образом, чтобы средняя радиальная скорость в каждом сечении была постоянна.

Поскольку на ЦЭГ перерабатываются сильновязкие жидкости, то при их течении в конвергентном канале наблюдается нагревание среды, происходящее за счет диссипативного разогрева. Излишнее количество теплоты отводится охлаждающей жидкостью, что позволяет предотвратить деструкцию материала, а также избежать слипания гранул.

При рассмотрении течения среды во вращающемся криволинейном осесимметричном конвергентном канале будем полагать, что течение стационарное, ламинарное, осесимметричное.

Композиционная среда поступает через подводящую трубу радиуса $r=r_0$ в конвергентный канал и под действием давления «прокачки» и центробежного давления движется к периферии насадки и выдавливается через проточную часть канала в виде жгутов. Вблизи оси вращения силы инерции такого же порядка, что и силы вязкостного трения.

Силы гравитации имеют значительно меньший порядок по сравнению с центробежными силами и силами вязкостного трения, поэтому с большой степенью точности ими можно пренебречь.

Жидкость прилипает к поверхности насадки, т.е. радиальная компонента скорости на стенке равна нулю и максимальна на оси r . Тангенциальная скорость, напротив, имеет максимальное значение $\omega \cdot r$ на стенке канала и минимальна на оси r .

Течение симметрично относительно горизонтальной оси канала, следовательно, градиенты радиальной и тангенциальной компонент скорости, температуры и давления равны нулю. Также симметрией объясняется равенство нулю осевой компоненты скорости на оси r .

Полагаем, что температура стенки имеет один скачок. В области $r \leq r_0$ температура стенки равна начальной температуре перерабатываемой среды T_0 . При $r = r_0$ происходит скачок температуры стенки от температуры жидкости до новой температуры стенки T_{ct} и в области $r \geq r_0$, $T_{ct} = \text{const}$.

Такая постановка задачи объясняется следующим. Если будет получено решение для одного скачка температуры стенки, то его легко обобщить для бесконечного числа скачков температуры, которыми можно представить любую зависимость $T_{ct} = T_{ct}(r)$ [1]. Температура жидкости на поверхности насадки вследствие эффекта «прилипания» равна температуре стенки канала. Такова физическая модель процесса грануляции в центробежном поле.

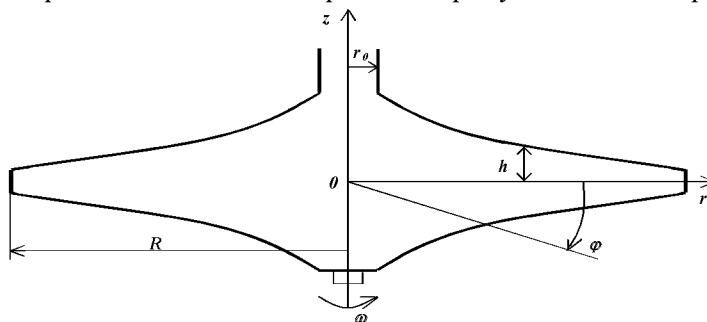


Рисунок 3 – Схема конвергентного канала

Рассмотрим течение неньютоновской жидкости в конвергентном канале ЦЭГ в цилиндрической системе координат r, φ, z (рисунок 3).

В качестве реологической модели нелинейновязкой жидкости выберем «степенной» закон Оствальда – де Вилля: $\tau_{ij} = 2kA^{n-1}\dot{\gamma}$ здесь τ_{ij} – тензор напряжений; k – характеристика консистенции среды; $\dot{\gamma}$ – тензор скоростей деформации; A – интенсивность скоростей деформации; n – индекс течения.

Уравнения движения в выбранной системе координат запишутся в виде:

$$\rho \left(\vartheta_r \frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} + \vartheta_z \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} - \frac{\vartheta_\varphi^2}{r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r} + kA^{n-1} \left[\frac{\partial^2 \vartheta_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta_r}{\partial z^2} - \frac{\vartheta_r}{r^2} \right] +$$

$$+ 2k \frac{\partial}{\partial r} (A^{n-1}) \frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} + k \frac{\partial}{\partial z} (A^{n-1}) \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} \right) +$$

$$+ 2A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} + A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial z} \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} \right);$$
(1)

$$\rho \cdot \left(\vartheta_r \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial r} + \vartheta_z \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial z} + \frac{\vartheta_r \cdot \vartheta_\varphi}{r} \right) = kA^{n-1} \left[\frac{\partial^2 \vartheta_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial r} - \frac{\vartheta_\varphi}{r^2} + \frac{\partial^2 \vartheta_\varphi}{\partial z^2} \right] +$$

$$+ k \frac{\partial}{\partial r} (A^{n-1}) \left(\frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial r} - \frac{\vartheta_\varphi}{r} \right) + k \frac{\partial}{\partial z} (A^{n-1}) \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial z} + A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial r} \left(\frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial r} - \frac{\vartheta_\varphi}{r} \right) + A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial z};$$
(2)

$$\rho \left(\vartheta_r \frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \vartheta_z \frac{\partial \vartheta_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + kA^{n-1} \left[\frac{\partial^2 \vartheta_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta_z}{\partial z^2} \right]$$

$$+ k \frac{\partial}{\partial r} (A^{n-1}) \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} \right) + 2k \frac{\partial}{\partial z} (A^{n-1}) \frac{\partial \vartheta_z}{\partial z} + A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial r} \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} \right) + 2A^{n-1} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \vartheta_z}{\partial z},$$
(3)

здесь: P – давление в жидкости, ρ – плотность среды, $\vartheta_r, \vartheta_\varphi, \vartheta_z$ – радиальная, тангенциальная и осевая компоненты скорости.

Интенсивность скоростей деформации определяется зависимостью:

$$A = \left[2 \left(\frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\vartheta_r}{r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial r} - \frac{\vartheta_\varphi}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$
(4)

Уравнение неразрывности принимает вид:

$$\frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} + \frac{\vartheta_r}{r} + \frac{\partial \vartheta_z}{\partial z} = 0.$$
(5)

Для нелинейновязкой жидкости параметр переноса количества движения – эффективная вязкость – зависит от интенсивности скоростей деформаций. В связи с этим можно также предположить зависимость параметра процесса переноса тепла от интенсивности скоростей деформаций [43]:

$$a^* = a \cdot \tau^{n-1} \cdot A^{n-1};$$
(6)

где: a^* – эффективный коэффициент температуропроводности среды;

a – коэффициент температуропроводности среды,

c – удельная теплоемкость,

$\tau = 1/\omega$ – характеристическое время; ω – угловая скорость вращения ротора.

В этом случае уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\vartheta_r \frac{\partial T}{\partial r} + \vartheta_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{a}{\omega^{n-1}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right) A^{n-1} + \frac{k}{\rho c} A^{n+1}.$$
(7)

Зависимость характеристики consistency среды от температуры представим в виде [43]:

$$k = k_0 \cdot e^{-\alpha(T-T_0)}; \quad (8)$$

где: k_0 – характеристика consistency среды в начале участка течения в конвергентном канале (при $r = r_0$); α – коэффициент, определяемый экспериментальным путем.

Система уравнений (1) – (8) решалась при следующих граничных условиях:

$$\text{при } z = 0; \quad \frac{\partial \vartheta_r}{\partial z} = \frac{\partial \vartheta_\varphi}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial z} = 0; \quad \vartheta_z = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0; \quad (9)$$

$$\text{при } z = \pm h; \quad \vartheta_r = 0; \quad \vartheta_\varphi = \omega r; \quad T = T_{\text{ст}}.$$

Условия постоянства средней радиальной скорости течения в любом сечении канала:

$$\bar{\vartheta}_r = h \cdot r = \text{const}. \quad (10)$$

Высота конвергентного канала равна $2h$, причем $h=h(r)$. Функции $h=h(r)$ будем определять из (10). Выражение для осевой скорости следует из интегрального уравнения неразрывности:

$$\frac{2\pi}{r-r_0} \int_{r_0}^r r^2 \vartheta_z dr = 4\pi r \int_0^h \vartheta_r dz. \quad (11)$$

Тогда:

$$\vartheta_r = \left(\frac{n}{n+1} \right) \left[\frac{1}{k_0} \left(-\frac{\partial P}{\partial r} + \rho \omega^2 r \right) \right]^{\frac{1}{n}} h^{\frac{n+1}{n}} \left[1 - \left(\frac{z}{h} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]. \quad (12)$$

Интегрирование зависимости (12) дает возможность определить распределение давления среды по радиусу:

$$P = \rho \omega^2 r^2 - \left\{ q^n k_0 / \left[4\pi \left(\frac{n}{2n+1} \right) \right]^n h_0^{2n+1} r_0^{2n+1} \right\} \left(\frac{r^{n+2}}{n+2} \right) + C, \quad (13)$$

где константу C находим с помощью граничного условия: при $r = R$ давление $P=P_0$ – давлению за пределами канала.

Для решения полных уравнений движения воспользуемся подстановкой:

$$\begin{aligned} \vartheta_r &= U_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{n}{2-n}} f(\delta); \quad \vartheta_\varphi = U_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{n}{2-n}} \varphi(\delta); \quad \vartheta_z = U_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{n}{2-n}} G(\delta); \\ \frac{P-P_0}{\rho} &= U_0^2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{2n}{2-n}} F(\delta); \quad \frac{T-T_0}{T_{\text{ст}}-T_0} = \left(\frac{r_0}{r} \right)^{\frac{n}{2-n}} J(\delta); \quad k = k_0 \psi(\delta), \end{aligned} \quad (14)$$

где: $U_0 = \omega \cdot r_0$ – характерная для вращающихся потоков скорость; $\delta = z/r$ – автомодельная переменная; f, φ, G, F, J – соответственно безразмерные радиальная, тангенциальная и осевая скорости, давление, температура.

Безразмерная характеристика consistency определяется как:

$$\psi = e^{-\alpha^* \cdot J}, \quad (15)$$

где: $\alpha^* = \alpha \left(r_0/r \right)^{\frac{n}{2-n}} T_0 (T_{\text{ст}}/T_0 - 1)$.

Сводим с помощью вида решения (15) систему уравнений в частных производных (1) – (7) в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Методика решения подробно рассмотрена в работах [2, 3, 4, 5].

Некоторые результаты численного интегрирования системы уравнений показаны на рисунках 4 ÷ 10.

Как видно из рисунков 4 и 5, безразмерная радиальная скорость увеличивается с увеличением n . Аналогичное поведение можно наблюдать и у безразмерного давления.

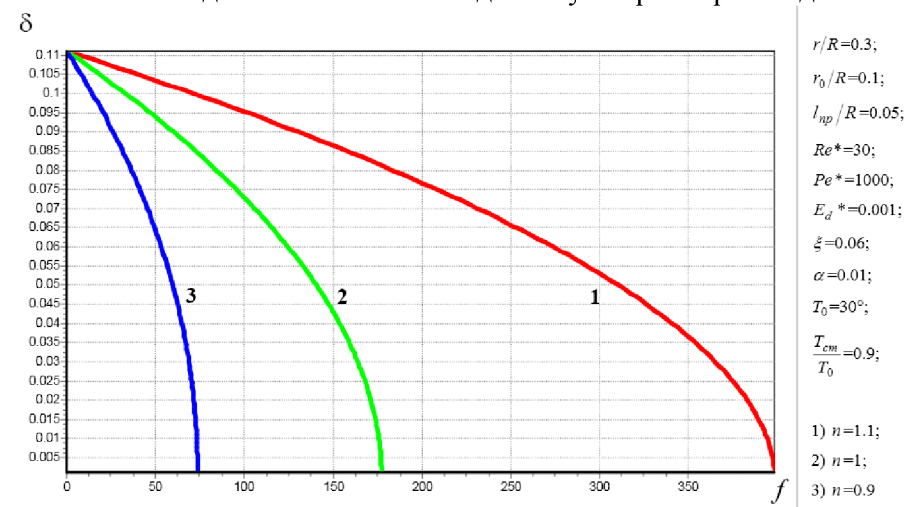


Рисунок 4 – Распределение безразмерной радиальной скорости от n

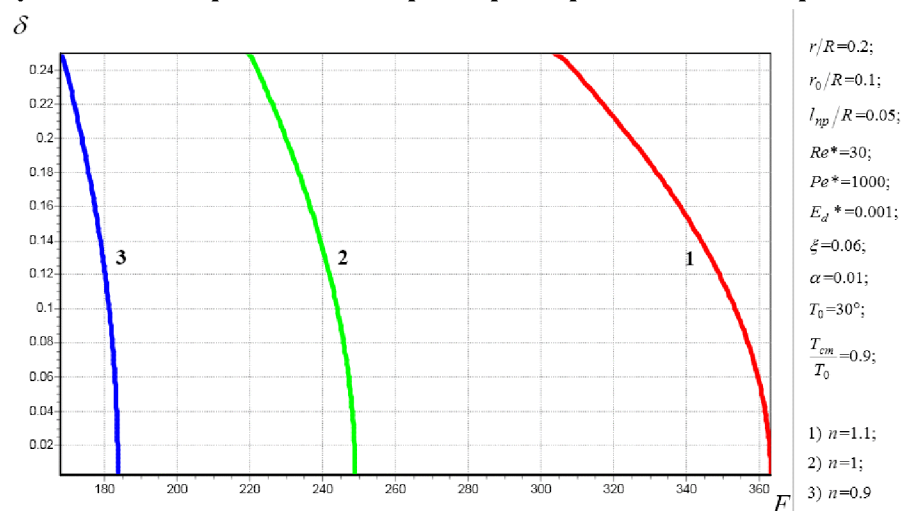


Рисунок 5 – Распределение безразмерного давления от n

Это объясняется эффектом «разжижения» степенной жидкости при сложном сдвиге, т.е. с уменьшением индекса течения n уменьшается эффективная вязкость, а по оценке Шлихтинга [6], порядок высоты слоя жидкости, увлекаемой вращающимся диском, определяется зависимостью $h_{сл} \sim (\mu_{эф}/(\rho\omega))^{\frac{1}{2}}$. Поэтому с увеличением n на жидкость действует большая центробежная сила, что приводит к увеличению радиальной скорости и давления.

На рисунке 6 показано распределение безразмерной тангенциальной скорости по высоте канала при различных индексах течения n . Как видно из рисунка, жидкость в канале вращается практически без отставания от стенок канала. Безразмерная тангенциальная скорость уменьшается с уменьшением индекса течения n , что согласуется с эффектом разжижения.

Поскольку безразмерная радиальная и осевая скорости связаны дифференциальным уравнением неразрывности, то, как и следовало ожидать, с увеличением индекса течения n осевая скорость по модулю также возрастает (рисунок 7). При значениях индекса течения $n > 1$ во всех сечениях наблюдается циркуляция жидкости. Следует отметить, что наблюдаемый эффект циркуляции приводит к дополнительному перемешиванию жидкости, что значительно улучшает качество получаемых гранул и является дополнительным аргументом к ши-

рокому внедрению центробежноэкструзионных грануляторов в промышленность.

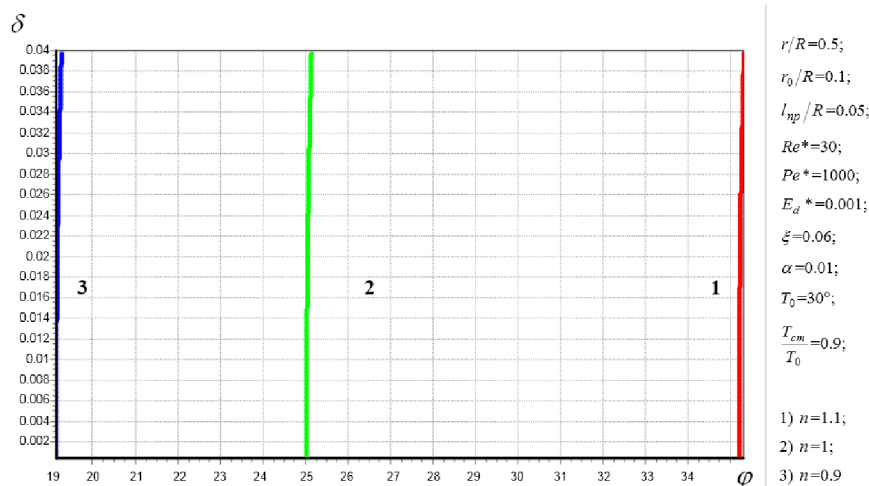


Рисунок 6 – Распределение безразмерной тангенциальной скорости от n

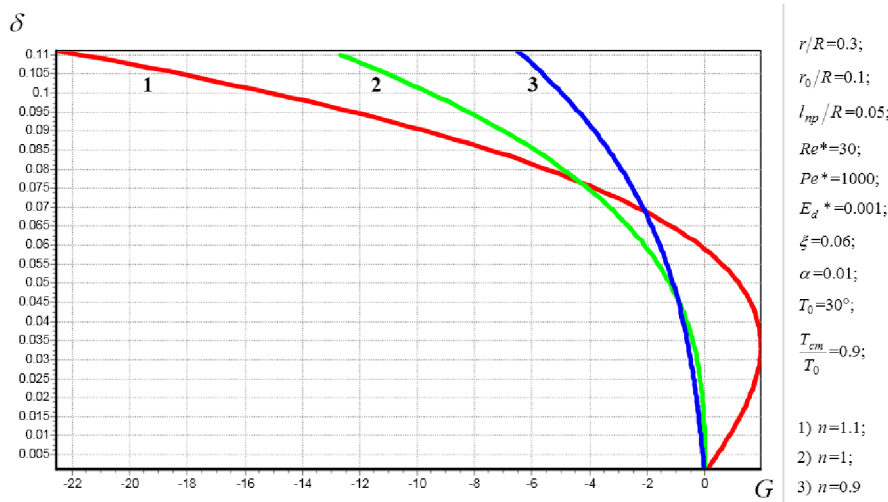


Рисунок 7 – Распределение безразмерной осевой скорости от n

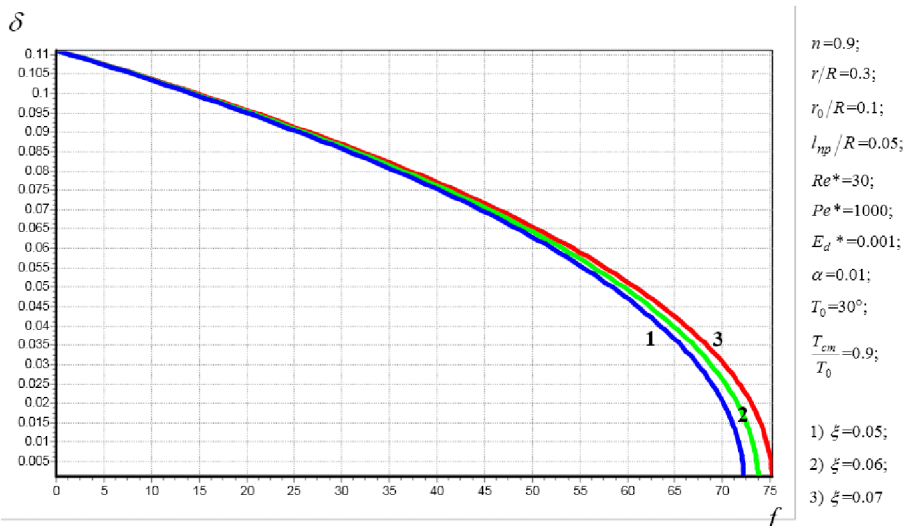


Рисунок 8 – Распределение безразмерной радиальной скорости от ξ

Кроме того, при учете взаимосвязи расхода с коэффициентом проницаемости неоспоримым является факт увеличения безразмерной радиальной скорости с увеличением коэффициента проницаемости ξ (рисунок 8), безразмерное давление при этом уменьшается (ри-

сунок 9). Безразмерная температура растет с увеличением коэффициента проницаемости (рисунки 9, 10), так как в связи с увеличением безразмерной радиальной скорости увеличивается диссипативный разогрев среды и соответственно повышается температура.

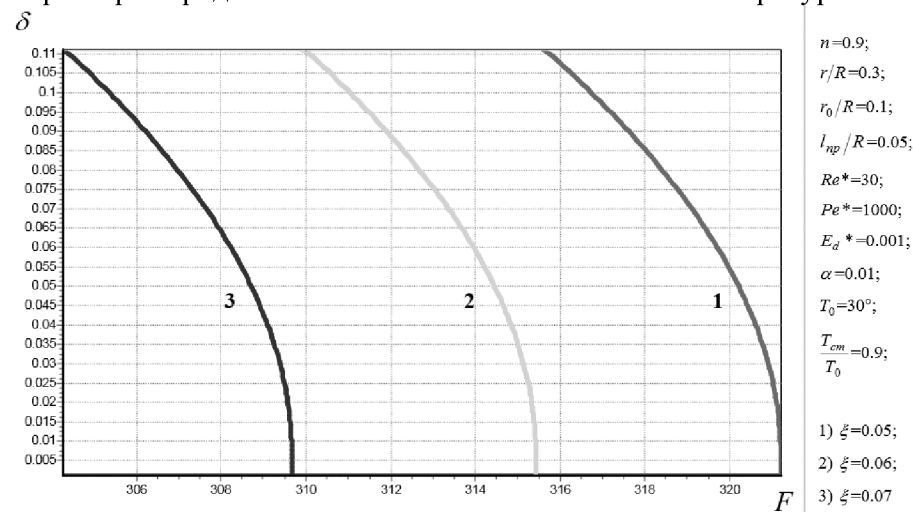


Рисунок 9 – Распределение безразмерного давления от ξ

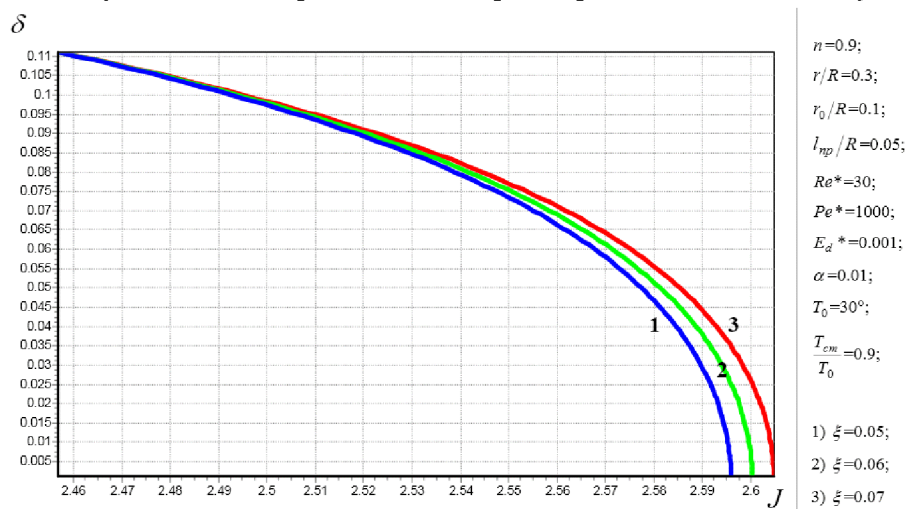


Рисунок 10 – Распределение безразмерной температуры от ξ

На основе системного подхода рассмотрен процесс течения в конвергентном криволинейном канале многосекционного ЦЭГ и разработана модель многосекционного центробежно-экструзионного гранулятора. Рассмотрен процесс течения неньютоновской среды, реологические свойства которой описываются «степенным» законом Оствальда - де Вилля, во вращающемся конвергентном криволинейном канале. Полученные результаты позволяют дать рекомендации по разработке методики инженерного расчета многосекционных центробежно-экструзионных грануляторов с целью внедрения их в практику

Литература

1. Аверкина Е.А., Рябчук Г.В., Тябин Н.В. Теплообмен к пленке неньютоновской жидкости, текущей по поверхности нагретого диска // Сб. науч. тр. -Волгоград, 1997, с. 151–157.
2. Дегазация нелинейно-вязкой жидкости при течении по нагретой поверхности конического ротора /Беднарская Е.А., Валентинова В.В., Мишта П.В., Рябчук Г.В., Щукина А.Г. // Теоретические основы химической технологии. 2005. Т. 39. № 2. с. 163-169.
3. Математическое моделирование процесса течения вязко-пластической среды по вращающейся конической насадке / Анохин Д.А., Рябчук Г.В., Балашов В.А., Мишта П.В. // Химическая технология. 2007. Т. 8. № 1. с. 44-47.

4. Определение основных гидродинамических параметров процесса течения степенной жидкости по проницаемой поверхности насадки произвольной формы / Рябчук Г.В., Никулин И.А., Голованчиков А.Б., Попович Г.А., Мишта П.В. // Известия Волгоградского государственного технического университета. 2010. Т. 1. № 3. с. 20-26.
5. Определение меридиональной, тангенциальной и осевой скоростей течения степенной жидкости по внутренней поверхности криволинейной насадки и насадки с произвольным профилем / Никулин И.А., Голованчиков А.Б., Кузнецов А.В., Мишта П.В. // Известия Волгоградского государственного технического университета. 2010. Т. 1. № 3. с. 26-31.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. – 743с.

Движение твердой сферической частицы в пленке двухслойной неньютоновской жидкости, текущей по внутренней поверхности центробежной конической насадки

к.т.н. доц. Мишта П.В, Мишта Е.А., к.т.н. Блинов Д.С.
 ФГБОУ ВПО ВолгГТУ, ООО «Научный подход»
 +7-84422-248028, mapt@vstu.ru

Аннотация. В статье рассмотрено движение твердой сферической частицы в пленке двухслойной неньютоновской жидкости при течении ее по внутренней поверхности центробежной конической насадки, при реализации процесса нанесения пленкообразующих покрытий на гранулированные материалы.

Ключевые слова: *центробежное поле, неньютоновская жидкость, коническая насадка, пленочное покрытие, твердая частица.*

Системный подход и анализ информации по существующим технологическим процессам получения гранулированных продуктов позволил установить, что улучшение потребительских свойств, связанное с приданием гранулам сферической формы, улучшение качества материала гранул за счет экстракции ими необходимых дополнительных веществ, растворимых в жидкости, обкатка гранул для увеличения плотности, возможно на стадии после процесса гранулирования, то есть только после формирования гранул.

Поскольку этот процесс должен быть непрерывным, высокоэффективным и совмещать в одном аппарате все необходимые операции по улучшению потребительских свойств гранул, нами предлагается центробежный аппарат с комбинированной насадкой.

Процесс улучшения потребительских свойств сферических гранул с нанесением на их поверхность двухслойного покрытия реализуется следующим образом (рисунок 1).

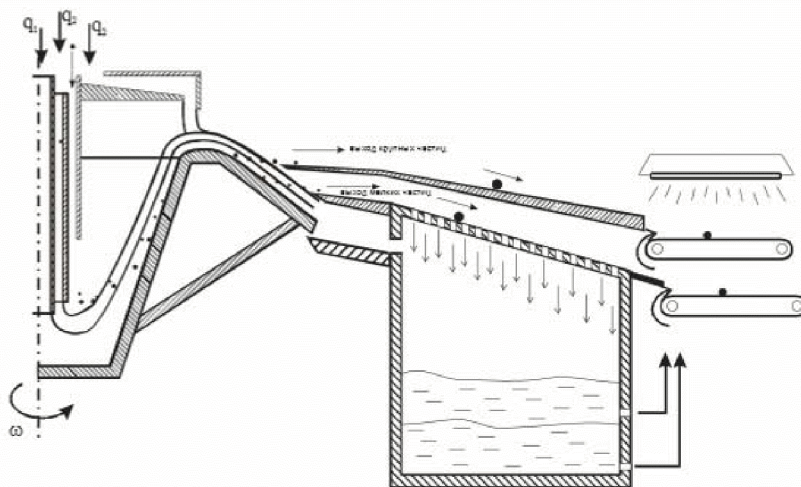


Рисунок 1 – Физическая модель процесса нанесения двухслойной оболочки на сферические гранулы