

УДК 621.928.37

О.В. Матвиенко, М.В. Агафонцева**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕГАЗАЦИИ
В ГИДРОЦИКЛОНАХ**

В работе численно исследован процесс дегазации в гидроциклоне. Показана возможность применения метода гидроциклонирования для удаления воздушной фазы из жидкости.

Ключевые слова: гидроциклон, дегазация, турбулентность, математическое моделирование.

Практика массового обновления и реконструкции систем теплоснабжения в России в последнее время показывает, что большой объем вложенных средств и применение дорогого оборудования зачастую не гарантируют надежной работы системы.

Одной из главных причин многочисленных сбоев и проблем в работе систем теплоснабжения является проблема качества воды, с которой в систему поступают газы. Присутствие их в теплоносителе может вызывать большое количество проблем в системах отопления – коррозию, грязь, шум, проблемы циркуляции, ухудшение теплопередачи и т.д. Примерно 22,1 мл/л воздуха входит в систему в растворенном состоянии [1]. Присутствие азота вызывает образование пузырей и пробок, в то время как присутствие кислорода и углекислого газа – коррозию. Свободный газ в виде пузырьков может существенно нарушить циркуляцию. В результате этого происходит снижение производительности насосов или их поломка.

Пузырьки переносятся в потоке теплоносителя. В большинстве случаев турбулентный поток достаточно силен и практически не дает возможности пузырькам всплывать. Следовательно, необходимы специальные устройства для захвата и удаления микропузырьков, которые практически не заметны для глаза по отдельности и кажутся молочной смесью в массе. Они переносятся вместе с потоком и могут быть удалены только специальными аппаратами. Микропузырьковые сепараторы (гидроциклонные устройства) предназначены для удаления воздуха в процессе работы системы. При этом достигается высокая эффективность и используются различные механизмы работы:

- снижение скорости потока,
- увеличение скорости подъема пузырьков,
- центробежный эффект,

Теоретические основы гидромеханики гидроциклонов и связанных с ней процессов разделения развиваются уже несколько десятилетий. С основными этапами этого развития можно ознакомиться в [2, 3]. На начальном этапе становления теории ограничивались подбором на основе экспериментов эмпирических формул для расчета сепарационных характеристик гидроциклона [3] или при более или менее достоверных данных о характере течений в аппарате стремились к выводу достаточно простых по форме аналитических выражений. Как правило, при этом рассматривалось движение одиночных частиц в детерминированной постановке [4, 5]. Работы в этом направлении выявили ряд особенностей движения частиц в

гидроциклоне и позволили оценить в целом влияние некоторых параметров аппарата и смеси на сепарационные характеристики. В исследованиях [6–9] предложен механизм сепарации твердой фазы в аппарате, в основе которого лежит представление о турбулентной диффузии частиц, вызывающей поток твердых частиц, противоположный седиментационному, обусловленному действием центробежных сил. Математические модели, ориентированные на широкое применение современной компьютерной техники, даны в [10, 11]. Здесь обсуждаются многие важные детали гидромеханики жидкости и движения одиночных частиц в аппарате. Отметим, что подавляющее большинство публикаций относится к изучению процессов разделения твердых частиц. Исследованию движения воздушной фазы в гидроциклонах посвящено заметно меньшее количество работ [11, 12]. В основном они относятся к исследованию движения жидкости в гидроциклонах с низким содержанием воздушной фазы.

Целью настоящей работы является численное исследование процесса дегазации в гидроциклонах и оценка эффективности применения метода центробежной сепарации для удаления микропузырьков из потока жидкости.

Математическая модель процесса гидроциклонирования

В настоящей работе проведено исследование процесса дегазации в гидроциклоне, который представляет собой аппарат, состоящий из двух основных частей: цилиндрической с крышкой и конической (рис. 1.). В цилиндрической части установлен входной патрубок, по которому разделяемая смесь тангенциально подается

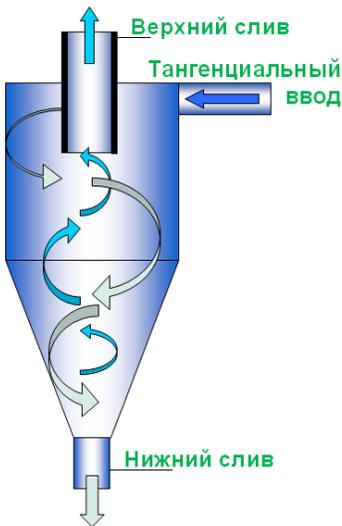


Рис. 1. Схема течения в гидроциклоне

в гидроциклон. Для вывода легкой фазы служит сливной патрубок. В вершине конуса гидроциклона расположена насадка для вывода тяжелой фазы. При тангенциальной подаче исходной смеси образуются два основных вращающихся потока жидкости. В периферийной зоне жидкость движется вниз к вершине конуса. При этом часть ее выходит через насадку, основное же количество изменяет направление своего движения и, образуя внутренний восходящий поток, поднимается вверх, удаляясь из аппарата через сливной патрубок. При движении внешнего потока к вершине конуса из него выделяется часть жидкости, которая, перемещаясь в радиальном направлении, вливается во внутренний восходящий поток.

Расчетные параметры аппарата имели значения, соответствующие экспериментам (рис. 2.) [10]: $d_c = 75$ мм, $d_{in} = 25$ мм, $d_{of} = 25$ мм, $d_{uf} = 12,5$ мм, $L_1 = 75$ мм, $L_2 = 200$ мм, $L_3 = 25$ мм, $l_1 = 100$ мм, $l_2 = 50$ мм.

При формулировке физико-математической модели вводится ряд допущений, которые связаны со стремлением избежать расчетов в трехмерной постановке. Вместо реальной струи, подаваемой из подводящей трубки тангенциально вдоль стенки аппарата, принимаем, что ввод суспензии осуществляется по всему периметру верхней части гидроциклона.

Таким образом, вход в гидроциклон моделируется цилиндрической поверхностью, высота которой выбирается равной диаметру подводящего патрубка. При этом значение радиальной скорости выбираем так, чтобы полный поток через стенку соответствовал задаваемому расходу через входной патрубок.

Для описания гидродинамики и процессов переноса в гидроциклоне использовалась физико-математическая модель, которая включает:

- двумерные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу для описания гидродинамики суспензии (уравнения Навье – Стокса записаны с использованием цилиндрических координат, которые наилучшим образом подходят для описания осесимметричного режима течения);

- модификацию $k - \varepsilon$ -модели турбулентности, учитывающую неизотропность турбулентности и влияние центробежных сил на процессы генерации/диссипации турбулентности;

- модель дрейфа пузырьков с учетом их турбулентной диффузии.

Таким образом, математическая модель может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{eff}} r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] - 2 \frac{\mu_{\text{eff}} v}{r^2} + \frac{\rho v w^2}{r}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v w r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{ef}} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{\text{ef}} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \frac{\rho v w}{r}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v k r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G - \rho \varepsilon; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}; \quad (6)$$

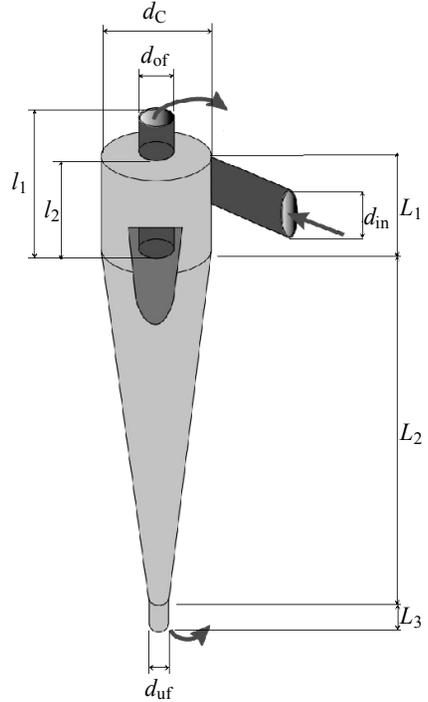


Рис. 2. Внешний вид и схема гидроциклона

$$G_k = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(r \frac{\partial w/r}{\partial r} \right)^2 \right\}.$$

В $k-\varepsilon$ -модели турбулентности коэффициент турбулентной вязкости μ_t определяется как $\mu_t = C_\mu \rho k^2 \varepsilon^{-1}$.

Значения констант выбираются в соответствии с рекомендациями [13]:

$$C_1 = 1,44, C_2 = 1,92(1 - C_3 \text{Ri}), C_3 = 0,001, \sigma_k = 1, \sigma_\varepsilon = 1,3, \sigma_{r\varphi} = 2,5,$$

$$\text{Ri} = \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{w}{r^2} \frac{\partial(wr)}{\partial r}, C_\mu = 0,09.$$

Для определения скорости дрейфа пузырьков относительно несущей фазы предполагалось равновесие между действующими на пузырек массовыми силами и силой сопротивления [14]. В соответствии с принципом динамического баланса сил скорость движения дисперсной фазы относительно несущей жидкости может быть определена как

$$\vec{V}_{rel} = \frac{4}{3} d_b^2 \frac{(\rho_b - \rho_{liq})}{\mu_{liq} C_d \text{Re}_{rel}} \cdot \vec{a}_b, \quad \vec{a}_b = \left\{ g, \frac{(w_b)^2}{r}, -\frac{v_b w_b}{r} \right\}. \quad (7)$$

В работе [15] исследовано несколько подходов определения коэффициента сопротивления C_D . Сравнение существующих зависимостей с результатами экспериментов позволило авторам работы [15] рекомендовать следующую зависимость, которая позволяет рассчитать движение пузырька при больших и малых относительных числах Рейнольдса:

$$C_D = \frac{16}{\text{Re}_{rel}} \left[1 + \left[\frac{16}{\text{Re}_{rel}} + \frac{1}{2} (1 + 3,315 \text{Re}_{rel}^{-1/2}) \right]^{-1} \right], \quad \text{Re}_{rel} = \rho_{liq} |V_{rel}| d_b / \mu_{liq}.$$

Баланс массы дисперсной фазы определялся с помощью уравнения турбулентной дисперсии, которое описывает конвективный перенос пузырьков осредненным потоком и стохастическое движение пузырьков вследствие турбулентных пульсаций (турбулентную диффузию).

$$\frac{\partial \rho(u + u_{rel}) M_j}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(v + v_{rel}) r M_j}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho D_{pt} \frac{\partial M_j}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho D_{pt} \frac{\partial M_j}{\partial r} \right]. \quad (8)$$

Коэффициент турбулентной диффузии дисперсной фазы определяется следующим образом:

$$D_{pt} = \frac{\mu_t}{\rho_b} \psi.$$

где μ_t – коэффициент турбулентной вязкости несущей фазы, ψ – параметр, характеризующий инерционность дисперсной фазы. Для низких значений турбулентного числа Рейнольдса $\text{Re}_t = (\rho \sqrt{k} d_b) / \mu < 1$ параметр инерционности рассчитывается следующим образом:

$$\psi = 1 - \frac{1}{2\alpha} \frac{d_b}{L} \left[3 - \exp\left(-\alpha \frac{L}{d_b}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{L}{d_b}\right) \right],$$

где $\alpha = 18 \frac{\rho}{\rho_b} \text{Re}_t^{-1}$ – безразмерный параметр, обратный времени релаксации пузырьков, $L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ – масштаб турбулентности.

В переходной области ($1 < \text{Re}_t \leq 10^3$) можно использовать зависимость

$$\psi = 1 + \frac{\rho_b d_b}{\rho L} \sqrt{6} \left[\arctg \sqrt{z_1} - \arctg \sqrt{z_2} + \arctg \sqrt{z_3} - \arctg \sqrt{z_4} + \frac{1}{\sqrt{z_1}} - \frac{1}{\sqrt{z_2}} + \frac{1}{\sqrt{z_3}} - \frac{1}{\sqrt{z_4}} \right]$$

где

$$z_1 = (6\text{Re}_t^{-2/3} + 1) \exp\left(\frac{12}{\text{Re}_t} \frac{\rho}{\rho_b} \frac{L}{d_b}\right) - 1, \quad z_2 = 6\text{Re}_t^{-2/3},$$

$$z_3 = 6 \left[\frac{1}{6} + \left(2\text{Re}_t - \left(\text{Re}_t^{-2/3} + \frac{1}{6} \right) \exp\left(\frac{12}{\text{Re}_t} \frac{\rho}{\rho_b} \frac{L}{d_b}\right) - \frac{1}{6} \right)^{-1.5} \right]^{-2/3} \exp\left(\frac{12}{\text{Re}_t} \frac{\rho}{\rho_b} \frac{L}{d_b}\right) - 1,$$

$$z_4 = 6 \left[\frac{1}{6} + \left(2\text{Re}_t - \left(\text{Re}_t^{-2/3} + \frac{1}{6} \right) \exp\left(\frac{12}{\text{Re}_t} \frac{\rho}{\rho_b} \frac{L}{d_b}\right) - \frac{1}{6} \right)^{-1.5} \right]^{-2/3} - 1.$$

В случае высоких значений турбулентного числа Рейнольдса ($\text{Re}_t > 1000$) параметр инерционности вычисляется как

$$\psi = 1 - \frac{\rho_b}{6\rho} \left(\frac{d_b}{L} \right) \ln \left[1 + 6 \frac{\rho}{\rho_b} \left(\frac{L}{d_b} \right) + 18 \left(\frac{\rho}{\rho_b} \frac{L}{d_b} \right)^2 \right].$$

При расчете движения совокупности пузырьков предполагалось, что их начальное распределение по размеру подчиняется функции плотности распределения Розина – Раммлера – Шперлинга – Боннета (RRSB) [16]. Перейдем от непрерывного распределения пузырьков по размерам к дискретному. Для этого выберем число рассматриваемых фракций N , характерный диаметр пузырька, характеризующий эту фракцию δ_{i0} и ширину каждой фракции: $\delta_{i0}^I < \delta_{i0} < \delta_{i0}^{II}$.

Массовую концентрацию пузырьков каждой фракции можно определить следующим образом:

$$M_i(\delta_{i0}) = \frac{\int_{\delta_{i0}^I}^{\delta_{i0}^{II}} \delta_0^3 \exp\left[-\left(\frac{\delta_0}{\delta_*}\right)^m\right] \left(\frac{\delta_0}{\delta_*}\right)^{m-1} d\delta_0}{\int_0^{\infty} \delta_0^3 \exp\left[-\left(\frac{\delta_0}{\delta_*}\right)^m\right] \left(\frac{\delta_0}{\delta_*}\right)^{m-1} d\delta_0} \quad (9)$$

где m – параметр распределения, δ_* – характерный размер пузырька, связанный с медианным диаметром δ_m следующим соотношением: $\delta_* = (\ln 2)^{-1/n} \delta_m$.

Предполагалось, что в процессе движения пузырьки испытывают адиабатической расширение и сжатие, так что их текущий диаметр может быть определен следующим образом:

$$d_b = \delta_0 \left(\frac{p_d}{p} \right)^{1/3\gamma}, \quad (10)$$

где p_d – давление на входе в гидроциклон, γ – постоянная адиабаты.

Плотность среды выразим через массовые концентрации компонентов:

$$\rho = \left[\frac{1}{\rho_l} \left(1 - \sum_{j=1}^N M_j \right) + \sum_{j=1}^N \frac{M_j}{\rho_b} \right]^{-1}.$$

Зависимость вязкости среды от концентрации воздушной фазы может быть учтена, например, с помощью формулы Томаса [17].

$$\frac{\mu_m}{\mu_l} = 1 + 2,5 \frac{\rho_l}{\rho_b} \sum_{j=1}^N M_j + 0,0275 \left(\frac{\rho_l}{\rho_b} \right)^2 \sum_{j=1}^N M_j^2 \cdot \exp \left(16,6 \frac{\rho_l}{\rho_b} \sum_{j=1}^N M_j \right).$$

Эффективная вязкость (μ_{eff}) определяется как сумма молекулярной вязкости среды (μ_m) и турбулентной вязкости (μ_t).

Эллиптический вид используемых уравнений требует задания условий в выходных отверстиях, что в рамках решаемой задачи не является тривиальным. Строго говоря, условия истечения из гидроциклона должны сопрягаться с условиями течения за пределами аппарата, например в отводящих трубках. В частности, если в выходном отверстии истекающая среда сохраняет вращательное движение, то возникающая приосевая область пониженного давления приводит к тому, что в аппарате может подсасываться воздух и внутри гидроциклона может образовываться воздушный столб. Граничные условия в настоящей работе исключают контакт истекающей жидкости с воздухом в непосредственной близости у выходного отверстия.

Таким образом, граничные условия на входе формулируются в виде

$$v = \frac{Q_{\text{in}}}{4\pi R_C R_{\text{in}} \rho}, \quad u = \frac{\gamma Q_{\text{in}}}{4\pi R_C R_{\text{in}} \rho}, \quad w = \frac{Q_{\text{in}}}{S_{\text{in}} \rho}, \quad k = Tu \cdot w_{\text{in}}^2, \quad \varepsilon = \frac{k_{\text{in}}^{3/2}}{\eta R_C}, \quad M_j = M_{j,\text{in}}.$$

Здесь $\gamma = 0,15$, $\eta = 0,005$, $Tu = 0,03$ – константы модели, Q_{in} – массовый расход, $R_C = D_C / 2$ – радиус гидроциклона, R_{in} – радиус подводящего патрубка, S_{in} – площадь сечения подводящего патрубка.

На оси симметрии предполагаются равными нулю радиальные составляющие градиентов всех функций, за исключением радиальной и тангенциальной скоростей, которые здесь равны нулю:

$$r = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial M_j}{\partial r} = 0.$$

На стенках гидроциклона выполняется условие прилипания, и все касательные к стенкам гидроциклона компоненты скорости равны нулю. Также нулю равняется нормальная к стенке компонента скорости. Для определения турбулентных характеристик предполагается локальное равновесие в пристеночной области:

$$v = 0, \quad u = 0, \quad w = 0, \quad k_{mw} = \frac{\tau_w}{\rho \sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon_{mw} = \frac{k_{mw}^{3/2} C_\mu^{3/4}}{\kappa r_{mw}}, \quad \frac{\partial M_j}{\partial n} = 0.$$

Здесь $\kappa = 0,4$ – константа фон Кармана, τ_w – напряжения на стенке, r_{mw} – расстояние от стенки гидроциклона до ближайшего пристеночного узла, отмеченного индексом – mw .

На выходе из гидроциклона (как в верхнем, так и в нижнем сливе) осевые составляющие градиента тангенциальной скорости, а также турбулентных характеристик k и ε предполагаются равными нулю. Значения радиальной скорости v в выходных сечениях берутся равными нулю. Давление p в верхнем сливе определяется из предположения о радиальном равновесии потока, в то время как давление в нижнем сливе предполагается равным атмосферному. Для осевой составляющей скорости в выходных сечениях граничные условия не формулируются, а задается распределение давления, которое и определяет неявным образом распределения осевой скорости. Таким образом, в выходных сечениях граничные условия можно записать в виде

$$v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho w^2}{r} \text{ (верхний слив)}, \quad p = p_{env} \text{ (нижний слив)},$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial M_j}{\partial x} = 0.$$

Анализ результатов

Ниже рассматривается задача сепарации пузырьков воздуха в гидроциклоне. Моделирование процесса сепарации выполняется с учетом предположения, что трехмерные эффекты проявляют себя лишь в относительно небольшой области вблизи подающего патрубка, а в основном теле гидроциклона течение почти осесимметричное [3], поэтому изменениями параметров в тангенциальном направлении можно пренебречь для упрощения математической модели и снижения объема вычислений.

На основе этой математической модели было проведено численное исследование структуры течения в гидроциклоне. Расчеты проводились для пузырьков, распределенных в соответствии с функцией распределения Розина-Рамлера. Значения параметров распределения полагались следующими: $d_m = 0,3$ мм и $m = 2$.

Процедура решения описанной выше математической модели основывается на решении системы уравнений Рейнольдса в динамических переменных. Конечно-разностный аналог системы дифференциальных уравнений получен интегрированием их внутри контрольного объема конечно-разностной сетки. В расчетах использовались смещенные сетки со 100 узлами в радиальном и 300 узлами в осевом направлении. При аппроксимации конвективных членов использовались разности против потока. При моделировании диффузионных членов использовалась степенная аппроксимация. Система конечно-разностных уравнений является нелинейной, и для ее решения применялся итерационный метод. На каждой итерации применялась продольно-поперечная прогонка. Давление рассчитывалось с помощью итерационной процедуры *SIMPLE*.

Картина линий тока (рис. 3, а) упрощает анализ течения жидкости в азимутальной плоскости. Здесь можно обнаружить тороидальный вихрь. Этот вихрь находится в центре цилиндрической части гидроциклона и обеспечивает возврат по-

тока по стенке к зоне ввода, а также отвечает за транспорт жидкости в нижней части аппарата вниз по конической стенке в направлении нижнего слива и подъем жидкости в приосевой зоне по направлению к верхнему патрубку.

Расчеты показали, что в приосевой области в верхней части аппарата давление становится ниже давления окружающей среды, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными [10]. Когда одно (или оба) сливных отверстия открыты, в эту зону происходит всасывание воздуха и формирование воздушного столба. В периферийной области давление резко увеличивается и достигает максимального значения в окрестности стенки. Изменение давления в осевом направлении мало по сравнению с изменением в радиальном направлении, поэтому изобары практически параллельны оси гидроциклона.

На рис. 3, б приведены изолинии турбулентной кинетической энергии в гидроциклоне. Из рисунка видно, что наибольшие значения турбулентной кинетической энергии локализуются на нижней кромке вихревой трубы, где происходит разворот потока и градиенты скоростей очень велики. Затем турбулентность вследствие конвекции переносится в нижнюю часть гидроциклона, постепенно угасая. Интересно отметить, что увеличение значений турбулентной кинетической энергии в окрестности нижнего слива связано с втеканием в центральную часть нижнего слива атмосферного воздуха, формирующего воздушный столб.

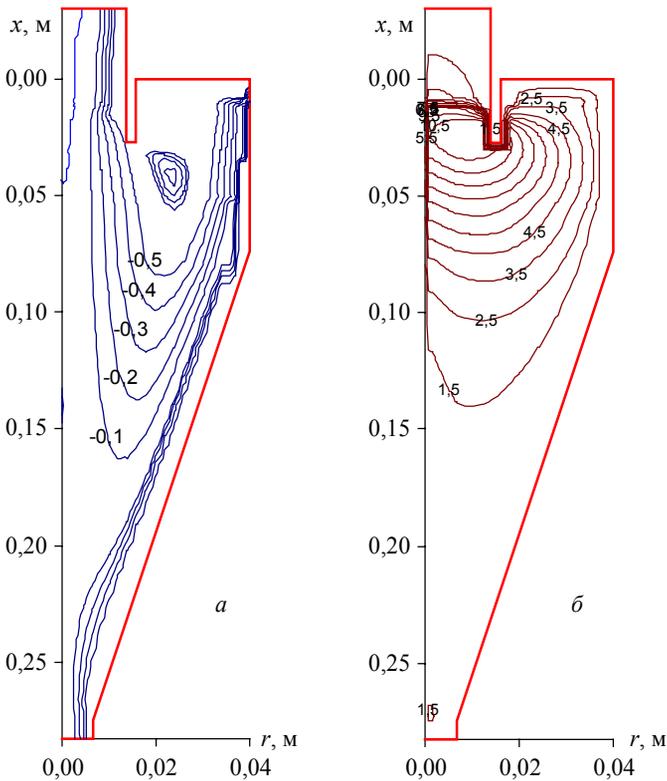


Рис. 3. Распределение основных параметров в гидроциклоне: а – линии тока, б – изолинии турбулентной кинетической энергии

На рис. 4 приведены экспериментальные и теоретические распределения осевой скорости в двух сечениях гидроциклона.

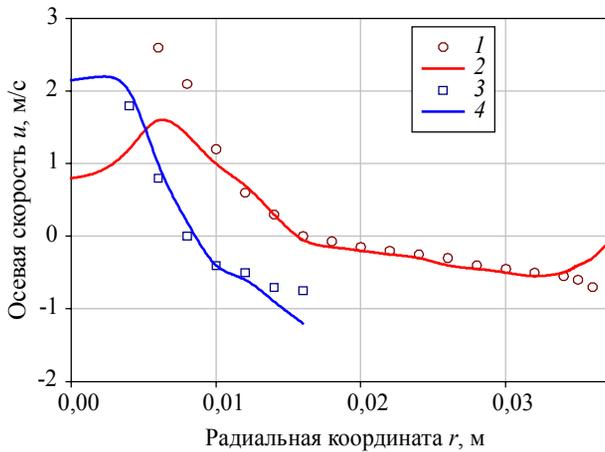


Рис. 4. Радиальное распределение осевой скорости в гидроциклоне: 1, 3 — эксперимент; 2, 4 — расчет; 1, 2 — 60 мм от верхней крышки; 3, 4 — 175 мм

Из рисунка видно, что в цилиндрической и в верхней части конической секции гидроциклона жидкость в приосевой зоне движется по направлению к верхнему сливу, а в периферийной области — к нижнему. Таким образом, существует коническая поверхность, на которой осевая скорость потока становится равной нулю. Абсолютная величина скорости во внешнем потоке ниже, чем во внутреннем. Примерно в середине конической части гидроциклона наблюдается переход жидкости из внешнего во внутренний поток, что приводит к росту скорости последнего. В области, примыкающей к нижнему сливу, вся масса жидкости движется вниз.

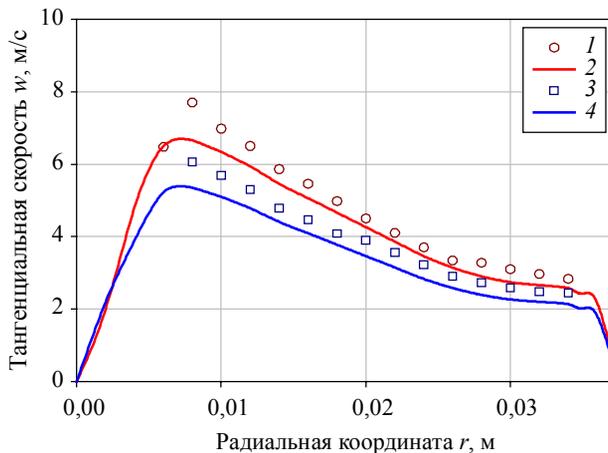


Рис. 5. Радиальное распределение тангенциальной скорости в гидроциклоне: 1, 3 — эксперимент; 2, 4 — расчет; 1, 2 — 40 мм от верхней крышки; 3, 4 — 60 мм

Анализ радиального распределения тангенциальной скорости (рис. 5) показал, что в ядре потока она плавно возрастает от нуля на оси течения до некоторого максимального значения в периферийной части потока, далее, вследствие прилипания к стенке, происходит падение w . Отметим, что в ядре потока радиальное распределение тангенциальной скорости можно моделировать зависимостью вида $w = ar^n$, где a и n – некоторые константы.

На рис. 6 представлено распределение концентраций фракций пузырьков в гидроциклоне. Из рисунков видно, что пузырьки в основном концентрируются в окрестности оси гидроциклона. Небольшая их часть задерживается в верхней области цилиндрической секции гидроциклона вблизи внешней стенки вихревой трубы. Отметим, что движение пузырьков мелких фракций относительно несущей жидкости достаточно мало, а процессы турбулентной диффузии достаточно интенсивны. Поэтому значительной неоднородности концентрации пузырьков мелких фракций не наблюдается. Большая часть пузырьков, попадая в приосевой восходящий поток, выносятся через верхний слив. Интересно отметить, что в нижней части конической секции гидроциклона наблюдается увеличение концентрации пузырьков мелких фракций (рис. 6, *а*). Пузырьки воздуха, попадающие в эту часть гидроциклона, захватываются нисходящим потоком и выносятся из гидроциклона через нижний слив. Увеличение диаметра пузырька усиливает эффект центробежного разделения. Крупные пузырьки движутся из подводящего патрубка к центру гидроциклона и затем покидают его преимущественно через верхний слив.

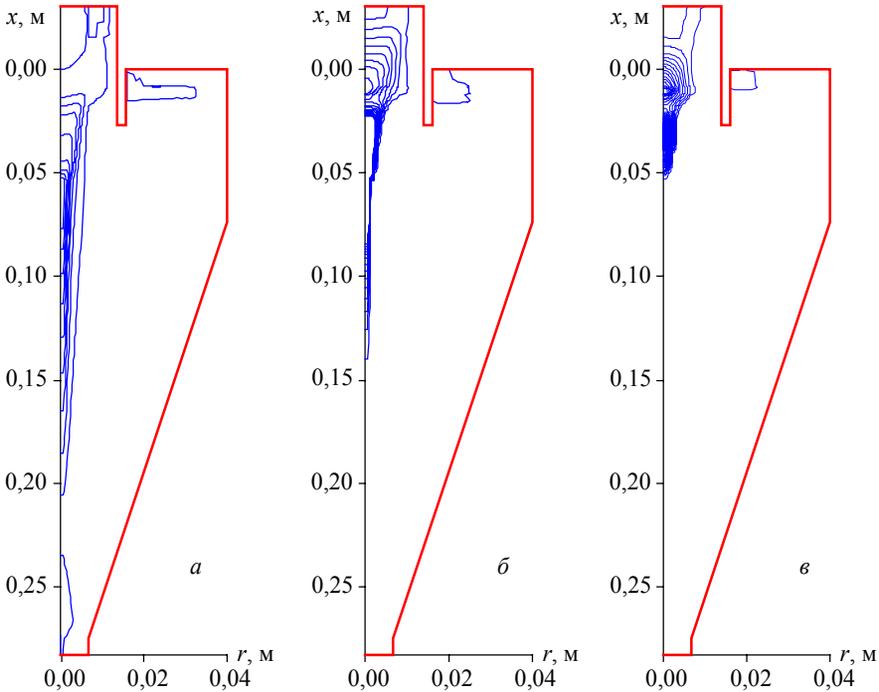


Рис. 6. Изолинии концентрации пузырьков воздуха в гидроциклоне: *а* – $d_b = 0,1$ мм, шаг изолиний – $0,01$ мг/кг; *б* – $d_b = 0,5$ мм, шаг изолиний – $0,1$ мг/кг; *в* – $d_b = 1$ мм, шаг изолиний – 1 мг/кг

В результате концентрация воздушной фазы с ростом диаметра пузырьков в верхнем сливе увеличивается (рис. 6, б, в). В то же время доля пузырьков, покидающих гидроциклон через нижний слив, резко падает и для пузырьков с диаметром более $d_b = 0,1$ мм становится практически равной нулю.

Рассчитывая потоки каждой фракции пузырьков воздуха через верхнее и нижнее сливные отверстия, можно получить кривую разделения (зависимость доли определённой фракции, попадающей в верхний слив от размера пузырьков этой фракции: $q(d_{b0}) = Q_{of}(d_{b0}) / Q_{in}(d_{b0})$, где $q(d_{b0})$ – доля пузырьков заданного размера, покидающих гидроциклон через верхний слив, $Q_{of}(d_{b0})$, $Q_{in}(d_{b0})$ – массовые потоки пузырьков воздуха в верхнем сливе и подводящем патрубке. Результаты таких расчётов приведены на рис. 7.

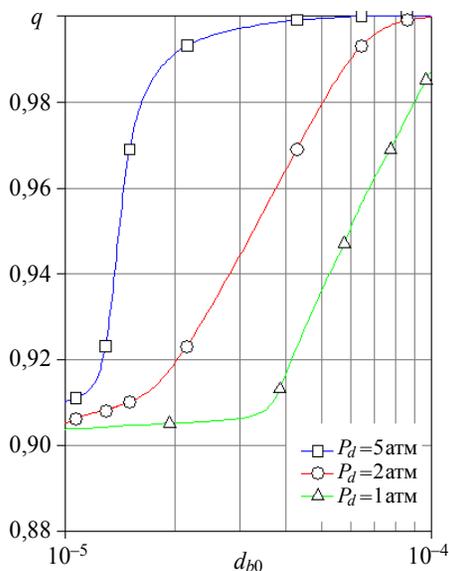


Рис. 7. Кривые разделения (выход в верхний слив) пузырьков воздуха различного начального диаметра

На рисунке представлены кривые разделения в гидроциклоне для различных значений давления в питающей трубке p_d . С увеличением p_d происходит увеличение тангенциальной скорости и центробежного фактора разделения. Движение пузырьков относительно несущей среды к оси гидроциклона интенсифицируется. При этом пузырьки не только крупного и среднего размера, но и пузырьки мелких фракций начинают устремляться в окрестность верхнего слива.

Таким образом, при больших значениях p_d доля воздуха, покидающего гидроциклон через верхний слив, увеличивается, а через нижний слив соответственно уменьшается, что свидетельствует об улучшении процесса сепарации.

Подводя итог анализу процесса дегазации в гидроциклоне, можно сделать вывод, что около 90 % воздуха, содержащегося в подаваемой смеси, выносятся через верхний слив и только 10 % – через нижний. Это свидетельствует о высокой эффективности метода гидроциклонирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gase in kleinen und mittleren Wasserheiznetzen* Technische Universitat Dresden, Institut für Energietechnik, koordinierter Schlussbericht, AiF Forschungsthema Nr. 11103 B, November 1998.
2. *Svarovsky L. Hydrocyclones.* London: Technomic Publishing Co., 1984.
3. *Поваров А.И.* Гидроциклоны на обогатительных фабриках. М.: Недра, 1978.
4. *Баранов Д.А., Кутепов А.М., Лагуткин М.Г.* Расчет сепарационных процессов в гидроциклонах // ТОХТ. 1996. Т. 30. № 2. С. 117–122.
5. *Кутепов А.М., Лагуткин М.Г., Баранов Д.А.* Метод расчета показателей разделения суспензий в гидроциклонах // ТОХТ. 1994. Т. 28. № 3. С. 207–211.
6. *Neeße Th. and Schubert H.* Modellierung und verfahrenstechnische Dimensionierung der turbulenten Querstromklassierung. Th. 3. 1976. Chem. Techn. V. 28. No. 5. P. 273–277.
7. *Schubert H. and Neeße Th.* A hydrocyclone separation model in consideration of the turbulent multiphase flow // Proc. Int. Conf. on Hydrocyclones. Cambridge. 1980. P. 23–27.
8. *Matvienko O., Dück J., and Neeße Th.* Numerische Simulation der Strömungen in einem Hydrozyklon // Gesellschaft für Angewandte Mathematik und Mechanik, Annual Meeting, Bremen, April 6–9, 1998, Book of Abstracts. S. 85.
9. *Matvienko O., Dück J., and Neeße Th.* Hydrodynamics and particle separation in the hydrocyclone // Proc. 2nd Int. Symp. on Two-Phase Flow Predictions and Experimentation. May 23–26, 1999. Pisa, Italy. V. 2. P. 923–929.
10. *Monredon T.C., Hsien K.T., and Rajamani R.K.* Fluid flow model of the hydrocyclone: an investigation of device dimensions // Int. J. Mineral Process. 1992. V. 35. No. 1. P. 65–83.
11. *Pericleous K.A. and Rhodes N.* The hydrocyclone classifier — a numerical approach // Int. J. Mineral Process. 1986. V. 17. No. 1. P. 23–43.
12. *Pericleous K.A.* Mathematical simulation of hydrocyclones // Applied Mathematical Modelling. 1987. V. 11. Issue 4, P. 242–255.
13. *Гунта А., Лилли Д., Сауред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
14. *Boysan, F., Ayers W.H., Swithrnbank J.* A fundamental mathematical modelling approach to cyclone design // Trans. Inst. of Chemical Engineers. 1982. V. 60. P. 222–230.
15. *Tryggvason G., Bunner B., Esmaelli, et. al.* A front-tracking method for the computations of multiphase flow // J. Comput. Phys. 2001. P. 169, 708–759.
16. *Островский Г.М.* Прикладная механика неоднородных сред. СПб.: Наука, 2000. 359 с.
17. *Dueck J., Matvienko O., and Neeße Th.* Numerical modelling of hydrocyclone dynamics for process control // Advances in Filtration and Separation Technology, Science & Technology of Filtration and Separations for the 21st Century / Eds. Shiao-Hung Chiang and Samuel E. Lee, American Filtration & Separation Society. V.15. Pittsburgh, 2001.

Статья поступила 19.12.2011 г.

Matvienko O. V., AGAFONTSEVA M. V. NUMERICAL SIMULATION OF THE DEGASSING PROCESS IN HYDROCYCLONES. In this paper, the degassing process in a hydrocyclone was investigated. The possibility to apply the hydrocycloning method for air phase removing from a liquid is shown.

Keywords: hydrocyclone, degassing, turbulence, mathematical modeling,

MATVIENKO Oleg Viktorovich (Tomsk State University)

E-mail: matvolegv@mail.ru

AGAFONTSEVA Margarita Vladimirovna (Tomsk State University)

E-mail: m.agafontseva@gmail.com