



Студенттер мен жас ғалымдардың  
**«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2018»**  
XIII Халықаралық ғылыми конференциясы

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ**

XIII Международная научная конференция  
студентов и молодых ученых  
**«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2018»**

The XIII International Scientific Conference  
for Students and Young Scientists  
**«SCIENCE AND EDUCATION - 2018»**



12<sup>th</sup> April 2018, Astana

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ  
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың  
«Ғылым және білім - 2018»  
атты XIII Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XIII Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
«Наука и образование - 2018»**

**PROCEEDINGS  
of the XIII International Scientific Conference  
for students and young scholars  
«Science and education - 2018»**

**2018 жыл 12 сәуір**

**Астана**

**УДК 378**

**ББК 74.58**

**Ғ 96**

Ғ 96

«Ғылым және білім – 2018» атты студенттер мен жас ғалымдардың XIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018» = The XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018». – Астана: <http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/>, 2018. – 7513 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

**ISBN 978-9965-31-997-6**

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-997-6

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия  
ұлттық университеті, 2018

	Сумма квадратов	ст.св.	Средний квадрат	F	Знач.
Между группами	3,400	3	1,133	1,511	,228
Внутри групп	27,000	36	,750		
Всего	30,400	39			

Рисунок 1. Итоговая таблица однофакторного дисперсионного анализа.

В данном случае  $F_{крит} = 1,511$ , а  $F_{набл} = 1,511$ . Так как  $F_{набл} < F_{\alpha, k_1, k_2}$  – нулевая гипотеза о равенстве средних не отвергается, значит, различие в возрасте не оказывает существенного статистического влияния на место получения информации [4,5].

Подобные расчеты можно провести и по другим различным спектрам вопросов изучения общественного мнения. Кроме того, предлагается метод многопараметрического анализа информации, в котором можно использовать более двух факторов, позволяющий на системной основе обрабатывать любую информацию в области педиатрии.

Таким образом, предлагаемые методы математической статистики позволяют содержательно интерпретировать полученные результаты исследований, достоверно представлять общественное мнение и правильно реагировать на него, а также представлять динамику заболеваемости в педиатрии соответственно принимать адекватные ситуации меры, эффективно использовать финансовые ресурсы.

Результаты медицинской статистики, будучи основанные на системном анализе дают научное понимание того, какие методы лечения полезны и экономически оправданы, а от каких можно отказаться безо всякого ущерба для пациентов.

#### Список использованных источников

1. Кодекс Республики Казахстан «О здоровье народа и системе здравоохранения» от 18 сентября 2009 года.
2. Аверьянов Л.Я. Социология: искусство задавать вопросы. – М.: 1998. – 188 с.
3. Вуколов Э.А. Основы статистического анализа. Практикум по статистическим методам и исследованию операций с использованием пакетов STATISTICA и EXCEL. – М.: Форум, 2004. – 464 с.
4. Айвазян С.А., Мхитарян В.С. Прикладная статистика и основы эконометрики. – М.: ЮНИТИ, 1998. – 1000 с.
5. Кремер Н.Ш. Теория вероятности и математическая статистика. – М.: Юнити–Дана, 2002. – 343 с.

УДК 621.694.3

### ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ В НАПОРНЫХ ГИДРОЦИКЛОНАХ

**Шайхова Меруерт Дуйсенгазыевна, Абдихаева Майра Камаровна**

[shaikhova\\_md@inbox.ru](mailto:shaikhova_md@inbox.ru), [abdi\\_maira\\_1970@mail.ru](mailto:abdi_maira_1970@mail.ru)

магистранты механико-математического факультета ЕНУ им. Л.Н.Гумилева

Астана, Казахстан

Научный руководитель – М.И.Касабеков

Обычный двухпродуктовый гидроциклон состоит из крышки, цилиндрической части, содержащегося внутри нее соосного сливного патрубка и усеченного конуса. Для правильного представления механизма циклонного потока можно рассмотреть особенности и взаимное влияние каждого из элементов вращательных движений жидкости: над (под)

твердой плоской поверхностью, между коаксиальными цилиндрическими трубами и в конусе.

Движение жидкости в цилиндрической части опрокинутого гидроциклона (рис.1) подобно течению жидкости вблизи неподвижного основания [1]. Допустим, что на большом расстоянии от стенки происходит вращение жидкости с постоянной угловой скоростью (рис.2). Вдали от основания действующие на частицу центробежная сила и радиальный градиент давления взаимно уравновешиваются, вследствие чего радиус вращения частицы не меняется.

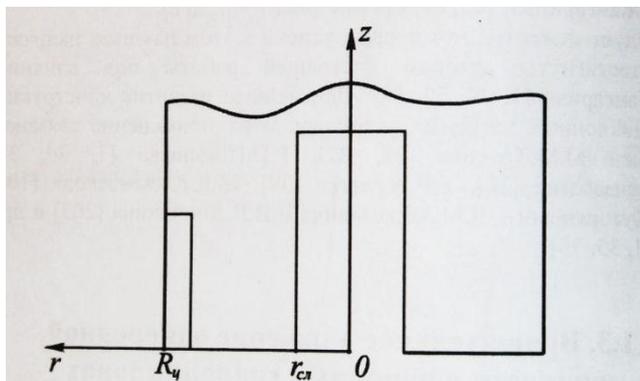


Рис. 1. Цилиндрическая часть опрокинутого гидроциклона

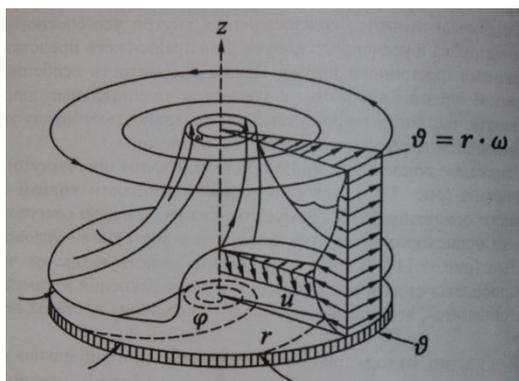


Рис. 2. Вращательное движение жидкости над неподвижным основанием

Для частиц находящихся вблизи стенки, тангенциальная составляющая скорости понижается из-за трения. Потому центробежная сила значительно уменьшается, а радиальный градиент давления остается таким же, как и на большом расстоянии от основания. В результате вблизи возникает радиальное течение, направленное к центру, которое в силу закона неразрывности, образует восходящее течение в осевом направлении. Эта задача допускает точное аналитическое решение уравнения Навье-Стокса. Решение выполнено Бедевандтом, а затем улучшено Нидалом [1]. Не вдаваясь в подробности этого решения, отметим, что полное количество жидкости, протекающей по направлению к оси вращения через поверхность цилиндра радиусом  $R$ , равно

$$Q = 1,38\pi R^2 \sqrt{\nu\omega}, \quad (1)$$

где  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости.

Такое же количество жидкости поднимается вверх в осевом направлении. Максимальная скорость восходящего потока

$$\bar{v}_z = 1,8\sqrt{v\omega}. \quad (2)$$

Толщина пограничного слоя

$$\sigma = 8\sqrt{\frac{v}{\omega}}. \quad (3)$$

Движение жидкости в цилиндрической части опрокинутого гидроциклона (рис.1) подобно рассмотренному течению. Во входящей в гидроциклон жидкости (где  $\omega_{\text{вх}} = \frac{v_{\text{вх}}}{R_{\text{ц}}}$ ) создается градиент давления.

$$\frac{dP}{dr} = \rho \frac{v_{\varepsilon}^2}{r}, \quad (4)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $v_{\varepsilon}$  – тангенциальная составляющая скорости.

Этот радиальный перепад давления сохраняется и вблизи крышки, но значительное трение на ее поверхности затормаживает вращательное движение жидкости, вследствие чего возникает вторичное течение по радиусу аппарата. Толщина этого пограничного слоя, очевидно, растет с уменьшением радиуса крышки.

Количество жидкости, притекающей к радиусу  $r_{\text{сл}}$  ( $Q = 2\pi r_{\text{сл}} \int_0^{\sigma} v_r dz$ ,  $v_r$  – радиальная составляющая скорости) продолжает дальше двигаться вдоль сливного патрубка.

Оценивая порядок каждого члена уравнений движения вязкой жидкости Блур и Ингам [2] для осесимметричного пограничного слоя гидроциклона получают:

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + v_z \frac{dv_r}{dz} - \frac{v_{\varepsilon}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + v \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}, \quad (5)$$

$$\frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_{\varepsilon}) + v_z \frac{\partial v_{\varepsilon}}{\partial z} = v \frac{\partial^2 v_{\varepsilon}}{\partial z^2}$$

и уравнение сплошности жидкости принимает в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (r v_z) = 0$$

Используя свойства пограничного слоя приближенный метод Польгузена [3], авторы получают расход (в меридиальном сечении) и толщину пограничного слоя:

$$Q = k \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{n}{1+n}} (v_{\text{вх}} R_{\text{ц}})^{\frac{1}{1+n}} R_{\text{ц}}; \quad (6)$$

$$\sigma = m \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{n}{1+n}} (v_{\text{вх}} R_{\text{ц}})^{-\frac{1}{1+n}} R_{\text{ц}}, \quad (7)$$

где:  $k, m$  – безразмерные величины;  $n$  – величина, характеризующая режим течения, для ламинарного пограничного слоя  $n = 1$ , для турбулентного  $n = \frac{1}{4}$ ;  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости.

Сравнивая формулы расхода и толщины пограничного слоя в случае ламинарного течения ( $n = 1$ ) с выражениями (1) и (3), можно заметить, что они совпадают при  $k = 1.38\pi$  и  $m = 8$ .

Теперь рассмотрим движение жидкости вблизи воздушного столба гидроциклона. В слое между воздушным столбом и поверхностью с радиусом максимальной тангенциальной скорости ( $r_{\vartheta_{em}}$ ) существует квазитвердое течение [4]

$$\frac{\vartheta_{\varepsilon}}{r} = \frac{d\vartheta_{\varepsilon}}{dr} = \omega \quad (8)$$

и тангенциальная скорость вдоль  $z$  на одинаковых радиусах от оси постоянна,  $\left(\frac{\partial \vartheta_{\varepsilon}}{\partial z} = 0\right)$ , тогда Навье-Стокса для касательного направления перепишем в виде

$$\vartheta_r \frac{\partial \vartheta_{\varepsilon}}{\partial r} + \frac{\vartheta_r \vartheta_{\varepsilon}}{r} = \nu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\vartheta) \right] \right\} \quad (9)$$

Учитывая условие (8) имеем

$$2\vartheta_r \omega = \nu \frac{\partial}{\partial r} (2\omega).$$

Откуда видно, что внутри зоны  $r_{\vartheta_{em}} \leq r \leq r_{\text{воз}}$  ( $\omega = const$ ) радиальная скорость равна нулю.

Таким, образом, в зоне между воздушным столбом и поверхностью с радиусом, равным радиусу максимальный тангенциальной скорости, отсутствует радиальный ток жидкости [5].

Непосредственное отношение к гидроциклонному движению имеет закрученное течение в конической воронке.

Вращательное движение жидкости в усеченном конусе примечательно тем, что в пограничном слое вдоль образующей, направленной к вершине конуса, создается перепад давления, вызывающий вторичный ток жидкости. Этому в большой мере способствует аналогичность профиля тангенциальной составляющей скорости относительно любого поперечного сечения и конусность воронки. Г.Шлихтинг [1] отмечает, что при наличии стока на вершине конуса ( $Q > 0$ ) течение будет потенциальным. Оно вызвано потенциальным вихрем с напряжённостью  $\Gamma$ . Даже при отсутствии стока ( $Q = 0$ ) в пристенном пограничном слое  $\sigma$  помимо окружной  $\vartheta_{\varepsilon}$  и радиальной  $\vartheta_r$  составляющих существует и осевая скорость  $\vartheta_z > 0$  (рис.3). Она направлена к вершине конуса. В центре воронки образуется ядро потока, которое имеет окружную скорость.

Тейлор [6] и Кук [3], используя метод Польгаузена, на основе уравнений движения вязкой жидкости и сплошности, записанной в сферической системе координат, получают что:

а) толщины пограничных слоев уменьшаются при приближении к отверстию обратно пропорционально  $Re^{\frac{1}{2}}$ ;

б) линии тока в пограничном слое являются спиралями, направленными к вершине конуса.

Вопросы пограничного слоя жидкости в гидроциклонах довольно подробно рассмотрены в [7, 8, 9, 10, 11].

Ватгачария [8], рассматривая толщину ламинарного слоя в конусе находит ее дважды: отдельно для участков АВ (рис.4,а) и ВС. Он проанализировал также предметы турбулентного пограничного слоя.

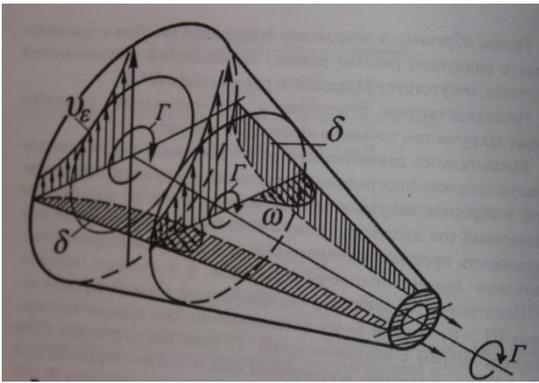


Рис. 3. Закрученное движение жидкости в конусе

Однако в этих работах предполагается, что диаметр воздушного столба меньше диаметра пескового отверстия ( $d_{\text{воз}} < d_{\text{пес}}$ ). Но бывает иногда наоборот -  $d_{\text{пес}} < d_{\text{воз}}$  (рис. 4, б). В этом случае изучение движения жидкости в пограничном слое, особенно в устье конуса, приобретает более важное значение.

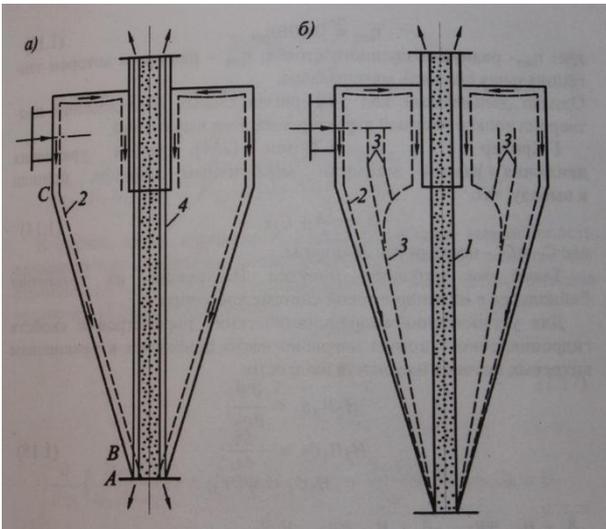


Рис. 4. Схемы пограничных слоев и особых поверхностей:

а -  $Q_{\text{пес}} > 0$ ; б -  $Q_{\text{пес}} = 0$ ;

1 - воздушный столб; 2 - пограничный слой; 3 - квазиповерхность нулевых осевых скоростей; 4 - зона нулевых радиальных скоростей

Другим недостатком работы [8] является то, что поверхность нулевых осевых скоростей принимается как цилиндрическая. Качественный анализ этих выводов позволяет представить схемы пограничных слоев в гидроциклоне как показано на рис. 4,б.

Еще в 1945 г. М.Дриссен [9], заменяя пространственный гидроциклонный поток двухмерным

$$\left( v_z = 0, \frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{\partial v_\epsilon}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 v_\epsilon}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = 0 \right),$$

путем совместного решения уравнений Навье-Стокса и сплошности жидкости, получил:

$$v_r r = const; \tag{10}$$

$$\frac{\vartheta_r^2 + \vartheta_\varepsilon^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (11)$$

$$\vartheta_\varepsilon = \frac{\vartheta_{\text{вх}} R_{\text{вх}}}{r} \cdot \frac{1 + \ln \frac{r}{r_{\varepsilon m}}}{1 + \ln \frac{R_{\text{вх}}}{r_{\varepsilon m}}}; \quad (12)$$

$$r_{\text{воз}} = 0,606 r_{\text{сл}} \quad (13)$$

где:  $r_{\text{воз}}$  – радиус воздушного столба;  $r_{\varepsilon m}$  – радиус, в котором тангенциальная скорость максимальна.

Однако дальнейший ход экспериментальных исследований подтвердил только частный характер всех этих выражений.

Г.Кринер [7] и Ж.Тюзен [10], решая уравнения движения вязкой жидкости аналогичным образом, пришли к выводу что

$$\vartheta_\varepsilon = \frac{C_1}{r} + C_2 r, \quad (14)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – постоянные величины.

Для установления гидродинамических параметров и свойств гидроциклона потока довольно часто прибегают к уравнениям вихревых потоков идеальной жидкости:

$$H_2 H_3 \vartheta_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial q_2}; \quad (15)$$

$$H_3 H_1 \vartheta_2 = -\frac{\partial \Psi}{\partial q_1};$$

$$H_3 \vartheta_3 = \Phi(\Psi);$$

$$\frac{\partial}{\partial q_1} \left( \frac{H_2}{H_3 H_1} \frac{\partial \Psi}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left( \frac{H_1}{H_2 H_3} \frac{\partial \Psi}{\partial q_2} \right) + \frac{H_1 H_2}{H_3} \Phi(\Psi) \Phi'(\Psi) + H_1 H_2 H_3 F(\Psi) = 0,$$

где:  $\Psi$  – функция тока;  $q_1, q_2, q_3$  – координаты криволинейной системы;  $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3$  – составляющие вектора скорости;  $H_1, H_2, H_3$  – коэффициенты Лямэ;  $E$  – энергия единицы массы жидкости;  $F(\Psi)$  – функция, выражающая закон распределения энергии;  $\Phi(\Psi)$  – функция, выражающая изменение  $\vartheta_3$ .

Эти уравнения впервые введены И.С.Громекой [11]. Частным видом вихревого потока является винтовой. Двухпараметрический неоднородный, винтовой поток

$$\frac{\omega_1}{\vartheta_1} = \frac{\omega_2}{\vartheta_2} = \frac{\omega_3}{\vartheta_3} = \frac{\lambda}{2}, \quad \text{где } \lambda = f(q_1, q_2, q_3)$$

описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} H_2 H_3 \vartheta_1 &= \frac{\partial \Psi}{\partial q_2}; \\ H_3 H_1 \vartheta_2 &= -\frac{\partial \Psi}{\partial q_1}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$H_3 \vartheta_3 = \Phi(\Psi);$$

$$\frac{\partial}{\partial q_1} \left( \frac{H_2}{H_3 H_1} \frac{\partial \Psi}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left( \frac{H_1}{H_2 H_3} \frac{\partial \Psi}{\partial q_2} \right) + \frac{H_1 H_2}{H_3} \Phi(\Psi) \Phi'(\Psi) = 0.$$

Более сложным является интегрирование основного уравнения винтового движения идеальной жидкости в цилиндрическом гидроциклоне. Имеется несколько работ [12, 13, 14] посвященных численным методам интегрирования основного уравнения. Однако математически выражения гидродинамических параметров потоков, полученных таким путем, сложны для практического применения. Полный анализ этих работ делается в [14]. Изложенные результаты аналитических поисков потребовали постановки специальных экспериментальных исследований по динамике вязкой жидкости в гидроциклонной камере насосных установок.

#### Список использованной литературы

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.-М., 1974, 711 с.
2. Bloor M.I.G., Ingham D.B. On the efficiency of the industrial cyclone// Trans. Inst. Chem. Ehg., 1973, V.51, N3, p. 173-176.
3. Cooke I.C. On Pohlhausen's method with application to a swirl problem of Taylor // Journal of the aeronautical sciences, 1952, V. 19, N7, p. 486-490.
4. Panesar P.S., Roy N.K., Rao M.N. The plane of equilibrium of a particle rotating at the cone wall of a hydrocyclone // Indian. Chem. Eng., 1970, V.12, N2, p. 57-63.
5. Panesar P.S., Roy N.K., Rao M.N. Determination of the radius of the maximum tangential Velocity in a hydrocyclone // Indian. Chem. Eng., 1970, V.12, N3, p. 20-27.
6. Schubert H. Zur Prozessbestimmung der Rolle der Turbulenz bei Aufbereitung sprozessen. I.T. // Aufbereitungs. Techn., 1974, Bd. 15, №9, p. 501-512.
7. Кринер Г. Гидроциклоны // Применение гидроциклонов при обогащении угля / под.ред. Черненко Б.Г. – М., 1960, с. 7-30.
8. Bhattacharyya P. Theoretical study of the field inside a hydrocyclone with vortex finder diameter than that of apex opening I // Laminar case. – Applied Scientific Research, 1980, N36, p. 197-212.
9. Drissen M.G. The use of centrifugal force for cleaning fine coal in heavy liquids and suspensions with special reference to the cyclone washer // Journ. Inst. fuel, 1945, V.19, p. 33-47.
10. Tuzeon J. Essai de synthese sur la theorie de hydrocyclone // revue general de Mecanique, 1955, V.39, N81, p.305-314.
11. Громека И. С. Некоторые случаи движения несжимаемой жидкости. Собрание сочинений. – М., 1952, с. 76-148.
12. Бегильбаев Б.А. Исследование движения двухфазного потока в гидроциклоне: Автореф. дис... кан. техн. наук. – Алма-Ата, 1982, 21 с.
13. Найденко В.В. Применение математических методов и ЭВМ для оптимизации и управления процессами разделения суспензии в гидроциклоне. – Горький, 1976, 285 с.
14. Рожнева В.К. Бояршинов В.В. Теоретические исследования структуры потока в гидроциклоне // Изв. вузов. Горный журнал, 1977, №10, с. 126-130.