

Е.В. Мочалин, д-р техн. наук

Донбасский государственный технический университет, г. Алчевск

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ПРОНИЦАЕМОМ ЦИЛИНДРЕ

Експериментально досліджено структури потоку всередині обертового проникного циліндра і обґрунтовано підхід до чисельного моделювання цієї течії. Встановлено наявність взаємодіючих великомасштабних вихрових структур, зумовлених вимушеним рухом рідини та вторинними течіями під впливом відцентрових сил. Підтверджено автомодельну залежність безрозмірних гідродинамічних втрат від критеріального параметру встановленого виду.

Experimental investigation of flow structure inside of rotating permeable cylinder is accomplished and an approach to numerical modeling of this flow is grounded. The presence of interacting large vortex structures is fixed conditioned by forced liquid motion and secondary flows under centrifugal forces action. The self-similar dependence of dimensionless head losses from new criterion is confirmed.

Вступление

В ряде технических приложений имеет место протекание жидкости или газа через боковую поверхность вращающегося цилиндра. В качестве примера можно привести ротационные фильтры механической очистки жидкостей [1]. Интерес к такого рода течению объясняется еще и его близостью к течениям в вихревых камерах различного назначения, которые широко используются в технике. Известно [2,3], что внутренние потоки с сильной закруткой обладают сложной структурой, обусловленной сильным взаимодействием полей инерционных сил и давления. Вязкие силы проявляются главным образом в пристенных областях, а турбулентный обмен характеризуется выраженной анизотропией. Эти обстоятельства чрезвычайно затрудняют математическое описание и расчетный анализ течений рассматриваемого рода. Поэтому даже на современном уровне развития вычислительной гидромеханики и компьютерной техники достоверное численное решение подобных задач в наиболее общей постановке представляет большую проблему. В инженерных расчетах в основном используются зависимости, полученные в упрощенных постановках с привлечением эмпирических результатов, имеющих ограниченную область применимости. Эти зависимости получены для вихревых и циклонных камер.

Характерной особенностью течения внутри ВПЦ, как и упомянутых родственных потоков, является большое гидродинамическое сопротивление. В работах [4, 5] выдвинута гипотеза о связи гидродинамических потерь внутри ВПЦ с суммарной интенсивностью завихренности. На основе полученного интегрального уравнения баланса завихренности методами теории размерностей и подобия установлен вид полуэмпирической зависимости для определения потерь энергии в области течения внутри цилиндра:

$$h_w = h_w(R/l, Mh), \quad (1)$$

где h_w — безразмерные удельные потери энергии; R, l — внутренний радиус и высота цилиндра. Через Mh обозначен установленный безразмерный параметр, определяющийся через секундный объемный расход Q и вязкость жидкости ν , угловую скорость Ω , радиус и длину цилиндра в виде следующей комбинации:

$$Mh = \frac{\Omega R^3}{\sqrt{Q\nu l}}. \quad (2)$$

В упомянутых работах приводится экспериментальное подтверждение зависимости (1), из которой следует автомодельность безразмерных потерь относительно параметра Mh для геометрически подобных областей ($R/l = idem$).

Целью настоящей работы является исследование подробностей структуры течения внутри ВПЦ, обоснование подхода к подробному численному моделированию и проверку общности результата, выражаемого зависимостями (1), (2) на основе более обширной расчетной базы данных.

Основные результаты исследований

Для визуализации структуры течения в поперечных сечениях ВПЦ использовалась экспериментальная модель, схема которой показана на рис. 1. Гидравлический стенд, в который устанавливалась модель, укомплектован средствами измерения секундного расхода и температуры жидкости, перепада давлений между точками на оси цилиндра и областью с его внешней стороны, а также приводом вращения цилиндра с регулируемой частотой.

Через прозрачное окно в боковой поверхности цилиндрического корпуса 1 вращающийся перфорированный цилиндр 2 просвечивался лучом лазера, развернутым в световую плоскость цилиндрической линзой, а через прозрачное окно в торцевой плоскости производи-

лась з'яма цифрової фотокамери. В потік рідини підмешивались частинки алюмінієвої пудри. Характерна картина течія в поперечному сеченні видна із знімка, представленої на рис.2.

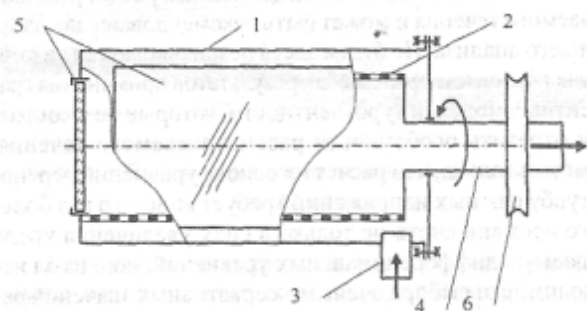


Рис. 1. Схема експериментальної моделі:
1 — корпус; 2 — вращающийся перфорированный цилиндр; 3 — патрубок подвода жидкости;
4 — патрубок отвода жидкости
5 — прозрачные окна для визуализации течения;
6 — приводной шкив.

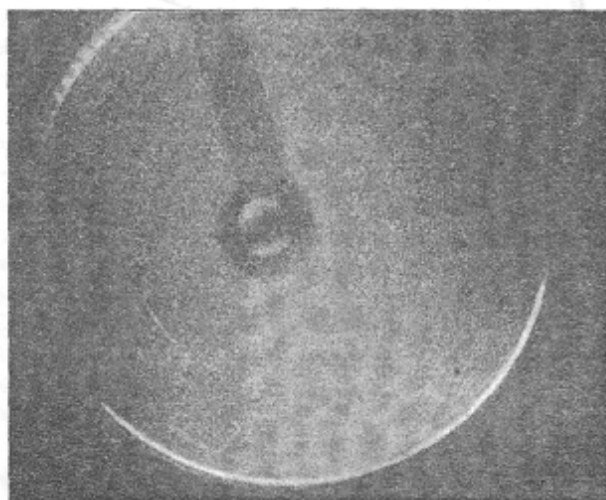


Рис. 2. Фотография освещенной плоскости поперечного сечения ВПЦ.

Качественно одинаковая картина течения имеет место во всех сечениях, кроме близких к торцам областей. Экспериментальные данные свидетельствуют об отсутствии крупномасштабных вихревых структур в поперечных сечениях. Отчетливо просматривается центральный вихрь с воздушным столбом по центру (граница раздела фаз видна на снимке). Наличие воздушного столба объясняется выделением растворенного в воде воздуха в зоне низкого давления. Видеозъёмка показывает прецессию воздушного столба, которая косвенно свидетельствует о нестационарном взаимодействии крупного центрального вихря, обусловленного вращением цилиндра со вторичными течениями, которые могут быть ориентированы вдоль оси цилиндра.

Исследование подробностей рассматриваемого течения было выполнено путем численного моделирования. При этом рассматривалась расчетная схема, изображенная на рис. 3.

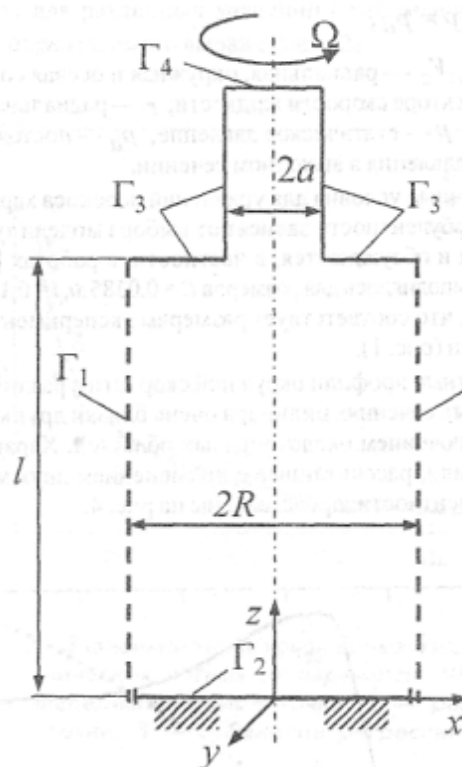


Рис. 3. Расчетная схема области течения внутри ВПЦ.

В качестве основной рассматривалась осесимметричная постановка задачи. Однако для обоснования достоверности выполнялись более затратные сравнительные расчеты в трехмерной постановке. В основу решения положены нестационарные уравнения Рейнольдса осредненного турбулентного течения, дополненные дифференциальными уравнениями переноса турбулентных (Рейнольдсовых) напряжений. Для сравнения рассматривались также варианты применения более экономных двухпараметрических моделей турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска о турбулентной вязкости. Главным недостатком последних в контексте рассматриваемой задачи является допущение об изотропности турбулентного обмена импульсом. Подробности численного моделирования на основе метода конечных объемов, включая тестирование и верификацию численного решения, изложены в монографии [6].

Граничные условия для уравнений переноса компонент импульса и уравнения неразрывности имеют следующий вид (рис. 3):

$$\begin{aligned} \Gamma_1: V_r &= -\frac{Q}{2\pi Rl}, V_\phi = \Omega R, V_z = 0; \\ \Gamma_2: V_r &= 0, V_\phi = 0, V_z = 0; \\ \Gamma_3: V_r &= 0, V_\phi = \Omega r, V_z = 0; \\ \Gamma_4: p &= p_a, \end{aligned} \quad (3)$$

где V_r, V_ϕ, V_z — радиальная, окружная и осевая составляющие вектора скорости жидкости; r — радиальная координата; p — статическое давление; p_a — постоянное значение давления в выходном сечении.

Граничные условия для уравнений переноса характеристик турбулентности зависят от выбора модели турбулентности и обсуждаются, в частности, в работах [6,7]. Расчеты выполнялись для размеров $R = 0,0385$ м, $l = 0,125$ м, $a = 0,01$ м, что соответствует размерам экспериментальной модели (рис. 1).

Расчетные профили окружной скорости в различных поперечных сечениях цилиндра очень близки друг к другу, за исключением околоторцевых областей. Характерные профили, рассчитанные с применением двух моделей турбулентности, представлены на рис. 4.

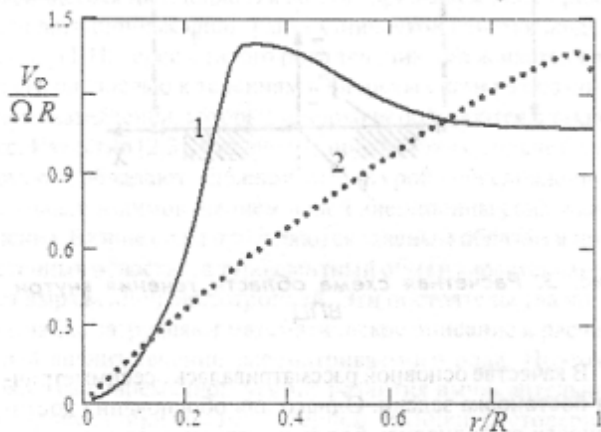


Рис. 4. Расчетный профиль окружной скорости в поперечном сечении ВПЦ:
1 — модель переноса напряжений Рейнольдса;
2 — RNG $k-\epsilon$ модель.

Применение модели переноса напряжений Рейнольдса дает профиль V_ϕ , качественно похожий на профиль скорости в вихревой камере с боковым подводом [8], что неудивительно, учитывая отмеченную выше близость этого течения к рассматриваемому случаю. Все дифференциальные модели турбулентности, основанные на гипотезе об изотропной турбулентной вязкости, дают качественно иной профиль окружной скорости и намного меньший перепад давлений (рис. 5). В качестве примера на рис. 4, 5 показаны данные, полученные с применением RNG $k-\epsilon$ модели, однако близкие к ним результаты демонстрируют и другие модели семейств $k-\epsilon$ и $k-\omega$, а

также комбинированная модель Ментера [7]. Рассчитанный на основе модели переноса Рейнольдсовых напряжений максимальный перепад давлений хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными на представленной выше модели. Таким образом, эта модель обеспечивает достаточно адекватный расчет рассматриваемого течения и может быть рекомендована для дальнейшего анализа. Не будем здесь останавливаться на причинах неудовлетворительных результатов применения градиентных моделей турбулентности, которые не в состоянии отразить особенности рассматриваемого течения. Отметим только, что расчет на основе уравнений переноса турбулентных напряжений требует во много раз большего времени счета не только в силу увеличения числа решаемых дифференциальных уравнений, но и из-за необходимости выбора очень консервативных значений релаксационных коэффициентов (особенно в уравнениях переноса Рейнольдсовых напряжений). Это связано с сильным взаимовлиянием полей скорости, давления и турбулентных напряжений, что затрудняет сходимость решения.

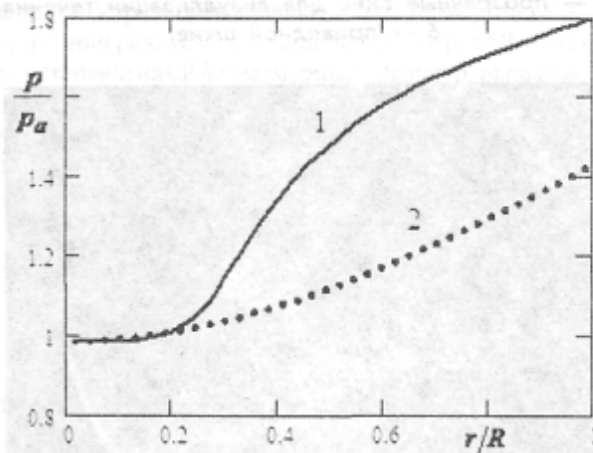


Рис. 5. Распределение давления вдоль радиуса ВПЦ: 1 — модель переноса напряжений Рейнольдса; 2 — RNG $k-\epsilon$ модель.

Качественная картина течения хорошо видна из представленных на рис. 6 линий тока в плоскости продольного сечения ВПЦ, которые построены на основе распределения относительных (во вращающейся вместе с цилиндром системе координат) величин радиальной и осевой компонент скорости жидкости. Как и в вихревых камерах, практически весь поступающий через боковую поверхность цилиндра поток проходит через торцевые пограничные слои. В приосевой области имеет место зона рециркуляционного течения с обратным потоком через выходное течение. Наибольшие значения осевой и окружной скоростей имеют место на границе этой области, радиус которой близок к радиусу выходного патрубка. При наличии в потоке жидкости растворенного воздуха в пределах центральной рециркуляционной области с пониженным давлением формируется воздушный столб, видимый

в експерименте (рис. 2). Отмеченные выше особенности также характерны для течений в вихревой камере [8]. Отметим, что представленные на рис. 4–6 результаты получены для случая $\Omega = 155 \text{ с}^{-1}$, $Q = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$.



Рис. 6. Линии тока относительного движения жидкости.

Для определения гидродинамических потерь рассматривался интеграл Бернулли [9], который во вращающейся вместе с цилиндром системе координат можно записать [10] следующим образом:

$$\frac{U_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} - \frac{R^2 \Omega^2}{2} = \frac{U_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + H_w, \quad (4)$$

где U_1, U_2 — относительные скорости; p_1, p_2 — давления на боковой поверхности цилиндра, через которую жидкость поступает в область, и на оси цилиндра во входном сечении выходного патрубка соответственно; H_w — удельные потери энергии.

В соответствии с представлениями о механизме формирования гидродинамических потерь в рассматриваемом течении, приводящих к зависимостям (1), (2), наибольший вклад в этот процесс вносит отбор энергии, обусловленный взаимодействием крупномасштабных вихревых структур. В соответствии с обсуждавшимися выше расчетными и экспериментальными результатами, наиболее крупными структурами такого рода являются центральный вихрь, индуцирующий окружное движение жидкости и вторичные рециркуляционные токи, ориентированные в осевом направлении.

Весьма приближенно (и в некоторой степени условно), с учетом условий (3), можно записать:

$$U_1 = V_r(R, \varphi, z) = -\frac{Q}{2\pi Rl}, \quad U_2 = \frac{Q}{\pi a^2}.$$

После этого равенство (4) принимает вид:

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho} = \frac{Q^2}{2\pi^2} \left(\frac{1}{a^4} - \frac{1}{4R^2l^2} \right) + \frac{R^2 \Omega^2}{2} + H_w. \quad (5)$$

При условии $R/l = idem$ (в рассматриваемом случае $R/l \approx 0.3$) из (1) следует

$$h_w = h_w(Mh), \quad (6)$$

где безразмерные потери определяются следующим образом

$$h_w = \frac{H_w \nu l}{Q \Omega^2 R^2}. \quad (7)$$

По измеренным значениям p_1, p_2 можно с помощью зависимостей (5), (7) определять экспериментальные величины безразмерных гидродинамических потерь, которые мы также будем называть вихревыми потерями.

На рис. 7 представлены результаты экспериментального и расчетного определения безразмерных вихревых потерь для различных значений безразмерного числа Mh , определяемого выражением (2).

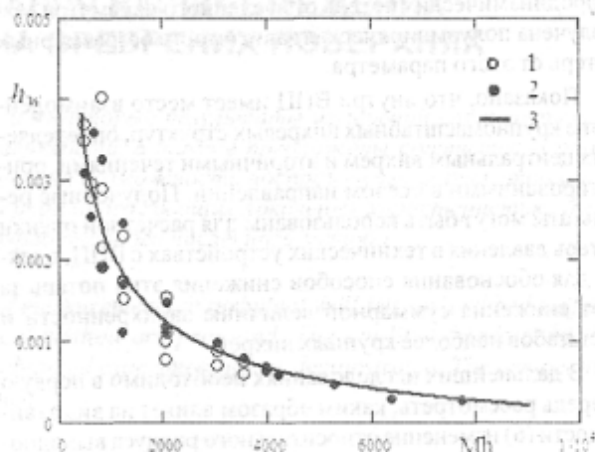


Рис. 7. Зависимость безразмерных гидродинамических потерь от параметра Mh : 1 — экспериментальные точки; 2 — расчетные точки; 3 — уравнение регрессии.

Расчетные и экспериментальные точки получены при различных значениях всех параметров, входящих в определение числа Mh . При этом угловая скорость цилиндра изменялась в диапазоне $50\text{--}350 \text{ с}^{-1}$, расход жидкости — в диапазоне $0,0001\text{--}0,001 \text{ м}^3/\text{с}$. Рассматривались значения кинематической вязкости жидкости $1 \cdot 10^{-6}, 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и значения геометрического масштабного фактора 1, 1,5 (по отношению к приведенным выше размерам). Как видно, расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются друг с другом, что еще раз подтверждает адекватность численного моделирования. Кроме этого, вся совокупность расчетных и экспериментальных данных может быть обобщена по методу наименьших квадратов аналитической зависимостью

$$h_w = 0.11 Mh^{-0.535} - 6.4 \cdot 10^{-4}, \quad (8)$$

что подтверждает возможность представления безразмерных вихревых потерь в виде (6) и роль параметра Mh как критерия подобия, характеризующего условия формирования этих потерь. Из рис. 7 видно, что погрешность определения потерь по формуле (8) уменьшается с ростом значений Mh . Это можно объяснить тем, что с уменьшением Mh уменьшается ведущая роль рассмотренного вихревого механизма отбора энергии и увеличивается доля потерь, обусловленных другими факторами.

Выводы

Выполненными исследованиями установлена структура течения внутри вращающегося проницаемого цилиндра. Обоснован подход к численному моделированию этого сложного течения на основе нестационарных уравнений Рейнольдса, дополненных уравнениями переноса компонент тензора турбулентных напряжений. Подтверждена гипотеза о связи гидродинамических потерь внутри ВПЦ с суммарной величиной завихренности и следующая из нее автомодельная зависимость безразмерных гидродинамических потерь от введенного параметра Mh . Получена полуэмпирическая зависимость безразмерных потерь от этого параметра.

Показано, что внутри ВПЦ имеет место взаимодействие крупномасштабных вихревых структур, определяемых центральным вихрем и вторичными течениями, ориентированными в осевом направлении. Полученные результаты могут быть использованы для расчетной оценки потерь давления в технических устройствах с ВПЦ, а также для обоснования способов снижения этих потерь за счет снижения суммарной величины завихренности и масштабов наиболее крупных вихрей.

В дальнейших исследованиях необходимо в первую очередь рассмотреть, каким образом влияет на вид зависимости (6) изменение относительного радиуса выходного патрубка (a), дискретное распределение проницаемых участков боковой поверхности цилиндра и ряд других факторов, представляющих интерес.

Подлежит исследованию также степень общности полученных результатов в плане их применимости к похожим течениям, в частности, в вихревых и циклонных камерах.

Литература

1. Мочалин, Е.В. Проблемы промышленной очистки жидкостей от механических загрязнений и применение ротационных фильтров / Е.В. Мочалин, А.А. Халатов // Промышленная теплотехника. — 2009. — Т. 31, № 2. — С. 57—69.
2. Гупта, А. Закрученные потоки / А. Гупта, Д. Лили, Н. Сайред. — М.: Мир, 1987. — 588 с.
3. Халатов, А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил / А.А. Халатов, А.А. Авраменко, И.В. Шевчук. — Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 2000. — Т. 3: Закрученные потоки. — 474 с.
4. Мочалин, Е.В. Формирование вихревой структуры закрученных течений в цилиндрической области с проницаемой боковой поверхностью // Вісник Сумського державного університету. — 2003. — № 12 (58). — С. 36—41.
5. Мочалин, Е.В. Полуэмпирическая модель вихревого течения внутри вращающегося проницаемого цилиндра // Геотехнічна механіка: Міжвід. зб. наук. праць / Ін-т геотехнічної механіки ім. М.С. Полякова НАН України. — Дніпропетровськ, 2004. — Вип. 50. — С. 202—211.
6. Мочалин, Е.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил / Е.В. Мочалин, А.А. Халатов. — Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 2010. — Т. 8: Гидродинамика закрученного потока в ротационных фильтрах. — 428 с.
7. Белов, И.А. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие / И.А. Белов, С.А. Исаев. — СПб.: Балт. гос. тех. университет, 2001. — 108 с.
8. Гольдштик, М.А. Вихревые потоки. — Новосибирск: Наука, 1981. — 366 с.
9. Чугаев, Р.Р. Гидравлика: Учебник для вузов. — Л.: Энергоиздат. Ленингр. отделение, 1982. — 672 с.
10. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1987. — 840 с.

Надійшла 16.06.2010 р.

