

**УДК 536.244:533.601**

аспирант Института энергетики и транспорта А.А. Загоскин  
студент 3 курса Института энергетики и транспорта Н.И. Корнилов  
Научные руководители – проф., д-р техн. наук С.В. Карпов  
проф., д-р техн. наук Э.Н. Сабуров  
САФУ имени М.В. Ломоносова, Россия

## **К вопросу о физическом и математическом моделировании аэродинамики циклонных устройств с внешней саморециркуляцией газов**

Управление аэродинамикой циклонного потока в нагревательных печах, циклонных топках, сушилках и других устройствах с закрученным движением газов [1] осуществляется за счет изменения их основных безразмерных геометрических и режимных характеристик: суммарной площади входа потока  $\bar{f}_{\text{вх}} = 4f_{\text{вх}}/(\pi D_{\text{к}}^2)$ , где  $D_{\text{к}}$  – внутренний диаметр циклонной камеры; диаметра выходного отверстия  $\bar{d}_{\text{вых}} = d_{\text{вых}}/D_{\text{к}}$ ; длины рабочего объема  $\bar{L}_{\text{к}} = L_{\text{к}}/D_{\text{к}}$ ; входного числа Рейнольдса  $Re_{\text{вх}} = v_{\text{вх}} D_{\text{к}}/\nu_{\text{вх}}$ , где  $v_{\text{вх}}$ ,  $\nu_{\text{вх}}$  – средние значения скорости и кинематического коэффициента вязкости газа во входных каналах), так и за счет организации внешней рециркуляции газов [2].

Циклонное течение характеризуется достаточно высокой кратностью внутренней рециркуляции газов. Дополнительное использование внешней рециркуляции греющего потока в нагревательных печах шахтного типа позволяет повысить равномерность нагрева изделий [2], однако это требует дополнительных затрат энергии для эжекции топливно-воздушных струй или применения специальных рециркуляционных вентиляторов.

Авторами [1, 3] было предложено использовать совершенно иной, новый принцип организации внешней рециркуляции газов, при котором транспортировка теплоносителя с боковой поверхности циклонной печи, где температура его наиболее высокая, в приосевую область осуществляется за счет перепада давления в пристенной и приосевой зонах циклонного потока – так называемого радиального градиента давления. Как известно [1, 3], этот перепад может достигать больших величин, что должно обеспечить достаточно высокую кратность внешней саморециркуляции газов. Преимуществом его является также возможность регулирования аэродинамики циклонного потока в широких пределах без изменения основных конструктивных параметров циклонной камеры.

Исследование аэродинамики циклонного рециркуляционного устройства было выполнено на металлической модели горизонтальной циклонной камеры

внутренним диаметром  $D_k = 201$  мм и длиной  $L_k = 316$  мм. Подвод воздуха осуществлялся тангенциально к внутренней поверхности камеры с двух диаметрально противоположных сторон через каналы с высотой  $h_{вх} = 24$  мм и длиной (размер по образующей)  $l_{вх} = 25,7$  мм. Безразмерная суммарная площадь входа потока  $\bar{f}_{вх}$  равнялась  $3,9 \cdot 10^{-2}$ . Отвод воздуха из циклонной камеры производился через пережим выходного торца, безразмерный диаметр которого  $\bar{d}_{вых}$  мог принимать значения от 0,3 до 0,4.

Забор воздуха на рециркуляцию (рис.1) производили с боковой

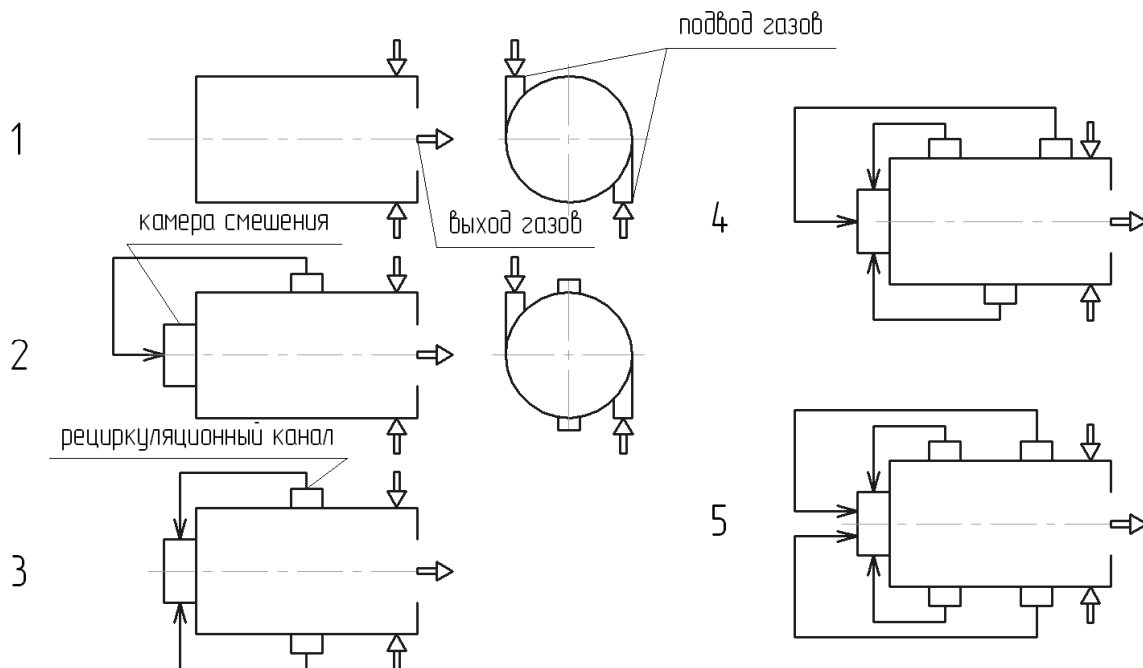


Рис.1. Исследованные схемы организации внешней саморециркуляции газов

поверхности рабочего объема камеры через радиальные патрубки внутренним диаметром  $d_{рец} = 27$  мм. Суммарная безразмерная площадь рециркуляционных каналов при этом могла принимать значения от 0 (рециркуляция отсутствует) до 0,072. Ввод рециркулируемого газа осуществляли в приосевую область циклонного устройства со стороны глухого торца через цилиндрическую камеру смешения внутренним диаметром  $d_{см} = 54$  мм. В некоторых опытах для предварительной закрутки рециркуляционного потока использовали лопастной закручиватель, устанавливаемый на выходе из камеры смешения.

Исследованные в работе варианты внешней саморециркуляции газов в циклонной камере показаны на рис.1, а распределения в рабочем объеме безразмерных (отнесенных к  $v_{вх}$ ) тангенциальной  $\bar{w}_\varphi$  и аксиальной  $\bar{w}_z$  скоростей – на рис.2. Как видно из представленных данных, перепуск части газов из периферийной в приосевую зону, не вызывая коренных изменений в пристенной области, существенно изменяет картину течения в области ядра потока. Так уровень крутки потока, характеризуемый величиной безразмерной

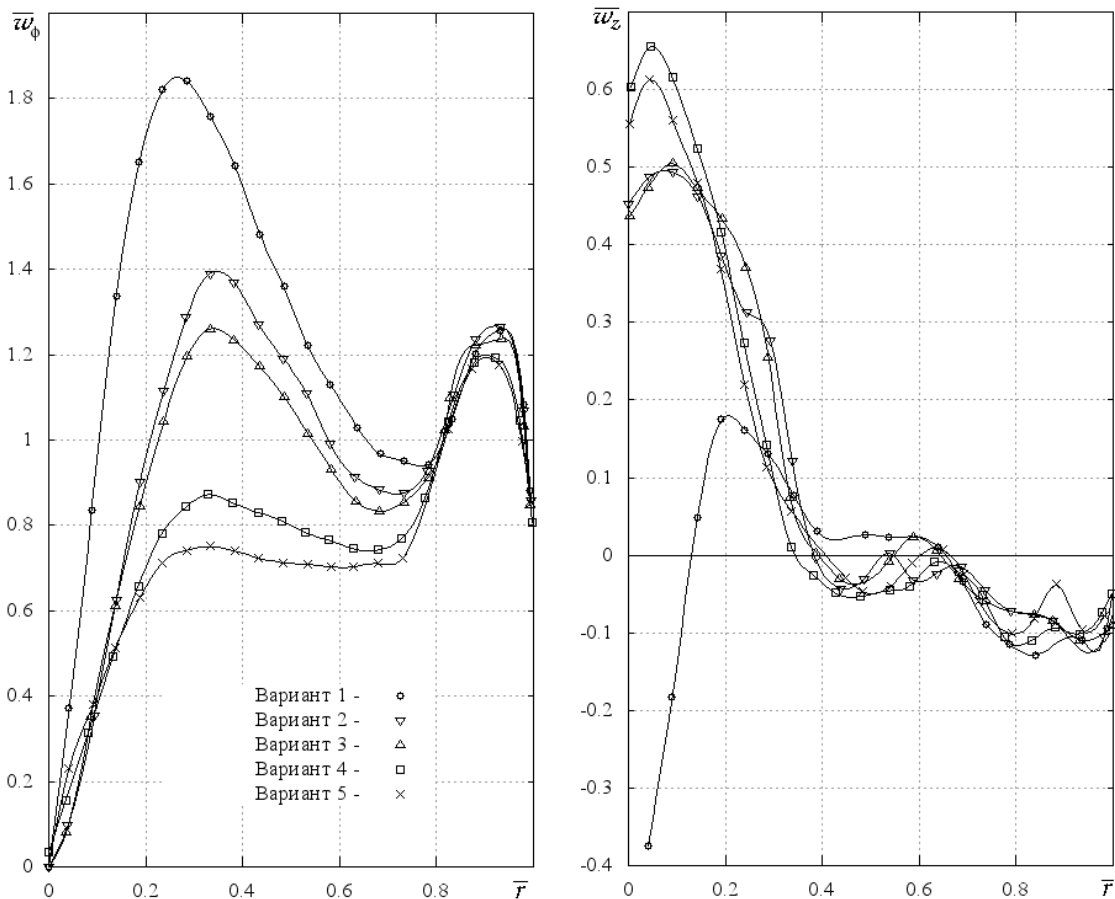


Рис.2. Радиальные распределения безразмерных тангенциальной и аксиальной скоростей при различных вариантах организации рециркуляции газов ( $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,3$ )

максимальной тангенциальной скорости  $\bar{w}_{\phi m}$ , с увеличением  $\bar{f}_{\text{рец}}$  снижается, и при  $\bar{f}_{\text{рец}} = 0,072$  это падение составляет 240% при полном подавлении осевого обратного течения (рис.2) и, как следствие, исключении подсоса охлажденных газов в камеру.

Закон изменения  $\bar{w}_{\phi m}$ , отнесенной к ее значению в камере без рециркуляции  $\bar{w}_{\phi m}^0$ , от суммарной площади рециркуляционных каналов (рис.3) удовлетворительно описывается квадратичной зависимостью

$$k_{\text{рец}} = 1 - 12\bar{f}_{\text{рец}} + 52\bar{f}_{\text{рец}}^2 \quad (1)$$

Качественно аналогичный характер имеет и зависимость относительного изменения суммарного коэффициента сопротивления  $\zeta_{\text{вх}} = 2\Delta p_{\text{п}} / (\rho_{\text{вх}} v_{\text{вх}}^2)$  ( $\Delta p_{\text{п}}$  – перепад полного давления в циклоне;  $\rho_{\text{вх}}$  – плотность воздуха во входных каналах).

Аэродинамическая эффективность циклонных устройств характеризуется величиной коэффициента аэродинамического сопротивления:

$$\zeta_{\varphi m} = \frac{2\Delta P_{\Pi}}{\rho_{\varphi m} w_{\varphi m}^2} \approx \frac{\zeta_{\text{ex}}}{w_{\varphi m}^2}, \quad (2)$$

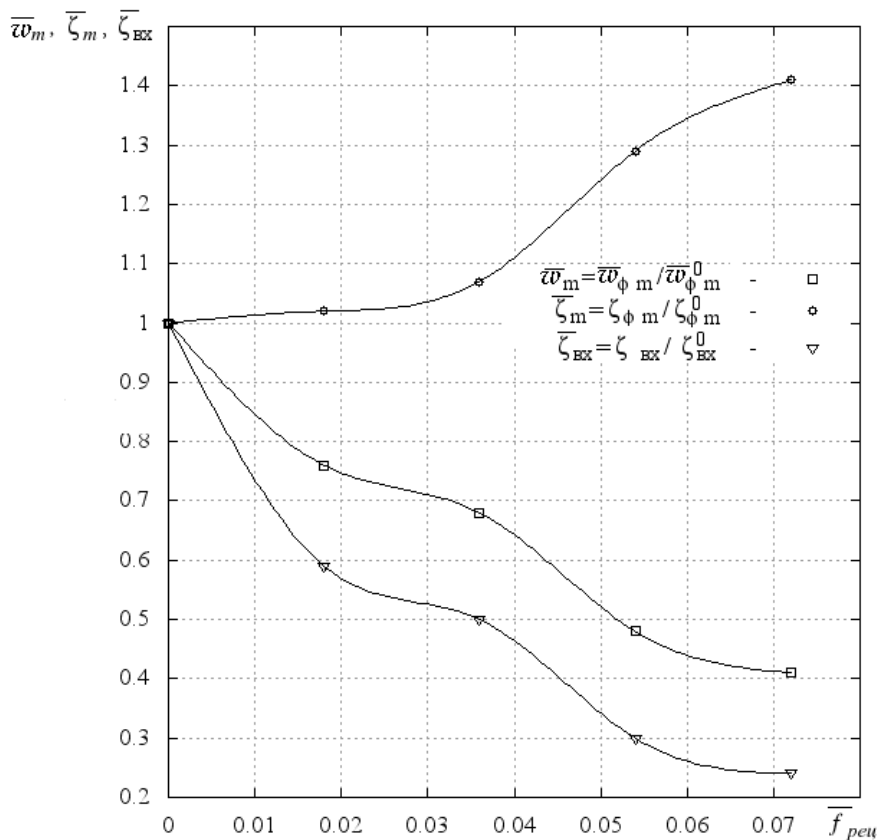


Рис.3. Влияние безразмерной суммарной площади рециркуляционных каналов на  $w_{\varphi m}$ : точки – экспериментальные данные

где  $\rho_{\varphi m}$  – плотность воздуха на радиусе расположения  $w_{\varphi m}$ . Чем меньше величина  $\zeta_{\varphi m}$ , тем ниже затраты энергии на создание и поддержание максимального уровня  $w_{\varphi}$  в объеме циклонной камеры. Как видно из рис.3, относительный коэффициент аэродинамической эффективности  $\bar{\zeta}_m$  сравнительно мало изменяется и имеет минимальные значения в диапазоне  $\bar{f}_{\text{rec}}$  от 0,01 до 0,03. Поэтому оптимальным из представленных на рис.1 схем с точки зрения способа организации саморециркуляции следует рассматривать вариант 2.

Задачами дальнейших экспериментальных исследований являются изучение связи безразмерных параметров циклонного потока с расходными характеристиками системы рециркуляции, ее энерготехнологическая оптимизация, изучение особенностей конвективного теплообмена в циклонной печи с внешней саморециркуляцией греющего потока, разработка рекомендаций по расчету и проектированию рециркуляционных устройств.

Для детального изучения влияния геометрических и режимных параметров циклонного устройства с внешней саморециркуляцией на поля

скоростей и давлений было проведено численное моделирование течения методом конечных объемов на упрощенной модели без рециркуляционного канала. Моделирование проводилось на открытой платформе OpenFOAM в виртуальном облачном сервере с процессором 16x2,66 ГГц.

Для моделирования закрученного потока в циклонных устройствах в работах [6, 8, 9] рекомендуется использовать модели турбулентности Reynolds Stress Model (RSM), в работах [8,9] - методы Large eddy simulation и Detached eddy simulation.

Модели турбулентности семейства RSM,  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  (обзор существующих моделей выполнен в [4]) и другие двухпараметрические модели основаны на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса:

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right), \end{cases} \quad (1)$$

где  $U_i$  - осредненная во времени составляющая скорости;  $\overline{u_i'}$  - пульсационная составляющая скорости;  $P$  - давление;  $i=1,2,3$ ;  $j=1,2,3$ ;  $k=1,2,3$  - индексы осей декартовой системы координат.

Тензор Рейнольдсовых напряжений в двухпараметрических моделях, таких, как  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$ , по гипотезе Буссинеска заменяется турбулентной вязкостью  $\nu_t$ :

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (2)$$

и в зависимости от применяемой модели турбулентности  $\nu_t$  моделируется для замыкания системы.

Применение гипотезы Буссинеска допустимо только в том случае, когда на поток влияет только одна компонента тензора Рейнольдсовых напряжений [4]. Закрученный поток в циклонном устройстве обладает анизотропной турбулентностью, о чем говорится в работах [6, 8, 9, 11, 12] (в работе [11] анизотропность турбулентности доказана экспериментально с помощью ЛДА), из-за чего применение моделей  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$  может снизить точность расчета. Для увеличения точности расчета необходимо замыкать систему уравнений (1) напрямую, моделируя компоненты тензора Рейнольдсовых напряжений, что реализовано в семействе моделей турбулентности RSM. В общем виде уравнение для нахождения Рейнольдсовых напряжений выглядит следующим

образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i' u_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \overline{u_i' u_j'}) = \rho P_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} D_{ijk} + \rho \Phi_{ij} - \rho \varepsilon_{ij}, \quad (3)$$

где  $D_{ijk}$  - диффузионный член, обусловленный молекулярной диффузией и диффузией перемешивания посредством взаимодействия пульсаций скорости;  $\Phi_{ijk}$  - член перераспределения, описывающий обмен энергией между отдельными составляющими  $\overline{u_i' u_k'}$ ;

$P_{ik}$  - член генерации турбулентности, характеризующий перенос энергии от осредненного течения к пульсационному;

$\varepsilon_{ik}$  - диссипативный член, характеризующий перенос энергии крупномасштабных вихрей к диссипирующим вихрям.

Для решения системы (1) необходимо в уравнении (3) промоделировать диффузионный, диссипативный и перераспределительный члены. Для данной задачи наиболее распространены следующие модели турбулентности: Лаундера-Гибсона, Лаундера-Риса-Роди, SSG. В данной работе для расчета использовалась модель Лаундера-Гибсона.

Наряду с выбором модели турбулентности, большое влияние на точность расчета оказывают следующие параметры моделирования: 1) алгоритм решения; 2) тип и измельченность расчетной сетки; 3) численные схемы для дискретизации дифференциальных уравнений.

При использовании в данной работе алгоритма для стационарного турбулентного потока SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) отсутствовала сходимость решения, профиль скорости в течение расчета непрерывно перестраивался, из-за чего окончательный результат не был получен. Аналогичный результат наблюдался в работе [10] и может быть объяснен нестационарностью течения в циклонном устройстве. Поэтому в дальнейшей работе применялись алгоритмы PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) и PIMPLE (PISO-SIMPLE) предназначенные для нестационарного течения. Алгоритм PIMPLE является предпочтительным при малом размере ячеек, т.к. позволяет значительно уменьшить продолжительность расчета по сравнению с алгоритмом PISO.

В данной работе исследовались три типа расчетных сеток:

- 1) неструктурированная тетраэдральная, созданная с помощью программы Netgen;
- 2) неструктурированная гексаэдральная, созданная с помощью программы snappyHexMesh;

3) структурированная гексаэдральная, созданная с помощью программы Salome.

Модели турбулентности RSM очень чувствительны к качеству расчетной сетки [4] (которое характеризуется коэффициентом скошенности и отношением сторон ячейки), из-за чего при использовании неструктурированных расчетных сеток наблюдалась нестабильность расчета, и моделирование аварийно прекращалось. Дальнейшее исследование проводилось на структурированной гексаэдральной расчетной сетке. Для улучшения качества расчетной сетки из геометрии были исключены входные каналы, т.к. при стандартном исполнении входного канала в месте примыкания к наружной поверхности циклонной ка-

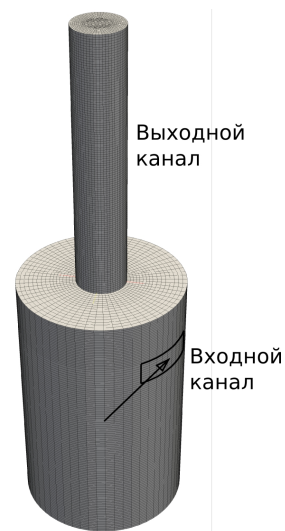
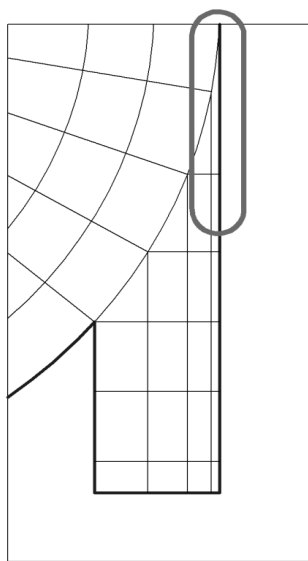


Рис.4. Стандартное исполнение примыкания входного канала к рабочему объему циклона      Рис.5. Расчетная геометрическая модель циклонной камеры

меры (рис.4) образовывались ячейки с большим отношением сторон, что влияло на стабильность расчета. Входная скорость в канале задавалась профилем, который был получен в работе [5]. Геометрическая модель циклонной камеры, основные размеры которой соответствовали размерам экспериментальной установки, показана на рис.5. Граничные условия для расчета сведены в табл. 1.

Табл. 1. Используемые граничные условия

Параметр	Входные каналы	Выходной канал	Стенки устройства
Скорость, $v$ , м/с	профиль	$grad(v)=0$	0
Давление, $P$ , Па	$grad(P)=0$	0	$grad(P)=0$
Кинетическая энергия турбулентности, $k$ , $m^2/c^2$	2,2867	$grad(k)=0$	пристенная функция
Скорость	1228,84	$grad(\epsilon)=0$	пристенная функция

диссипации турбулентности, $\varepsilon$ , $m^2/c^3$			
Тензор напряжений Рейнольдса, $R$ , $m^2/c^2$	(3,43 0 0 3,43 0 3,43)	$grad(R) = 0$	пристенная функция

Для определения наиболее оптимального способа численной дискретизации дифференциальных уравнений были проведены 10 опытов при различных комбинациях численных схем, которые сведены в табл. 2.

Табл.2. Рассмотренные способы численной дискретизации дифференциальных уравнений

п/п	Обозначение	Схема дискретизации градиента скорости	Схема дискретизации дивергенции скорости	Схема дискретизации дивергенции $k$ и $\varepsilon$
1	+	cellMDLimited	linearUpwind grad( $U$ )	linearUpwind grad( $\varepsilon$ ; $k$ )
2	◇	faceMDLimited	linearUpwind grad( $U$ )	linearUpwind grad( $U$ )
3	*	fourth	linearUpwind grad( $U$ )	linearUpwind grad( $U$ )
4	○	leastSquares	linearUpwind grad( $U$ )	linearUpwind grad( $U$ )
5	□	fourth	linearUpwind grad( $U$ )	linearUpwind grad( $\varepsilon$ ; $k$ )
6	△	cellLimited	limitedLinear 1	upwind
7	□	cellLimited	limitedLinear 0,1	upwind
8	×	cellLimited	limitedLinear 0,1	limitedLinear 0,1
9	●	fourth	linearUpwind grad( $U$ )	upwind
10	▲	cellLimited	limitedLinear 1	limitedLinear 1

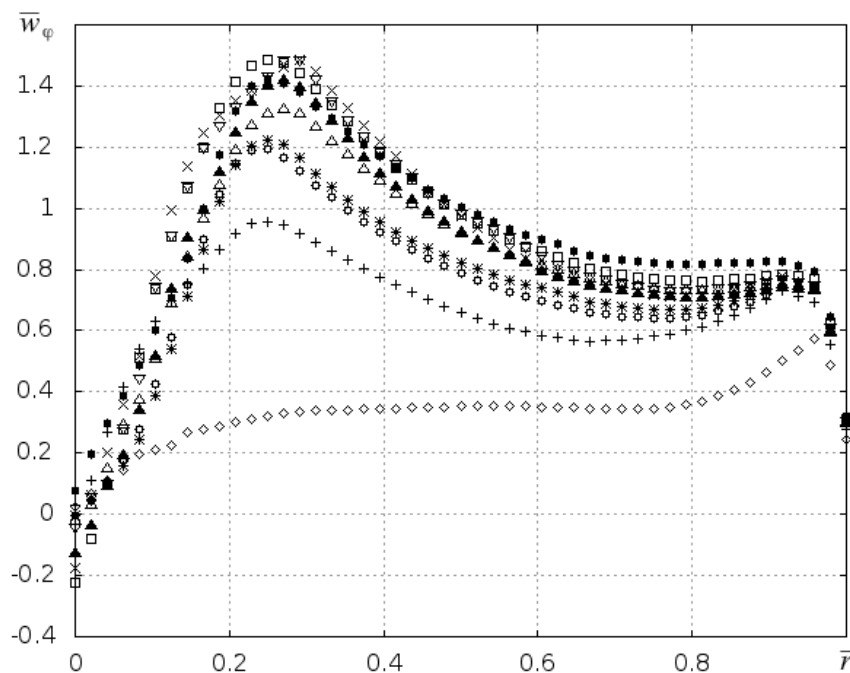




Рис. 6. Профили тангенциальной скорости при различных способах численной дискретизации

После выбора наиболее оптимального способа численной дискретизации выполнено моделирование на расчетной сетке с различным количеством ячеек. Были проведены три расчетных исследования с 1 млн. ячеек, 500 тыс. ячеек и 287 тыс. ячеек. Для наиболее мелкой сетки получены значения  $\bar{w}_\varphi$ , хорошо согласующиеся с экспериментальными данными (рис.4): так расхождение по значениям максимума тангенциальной скорости  $\bar{w}_{\varphi m}$  и его радиального расположения ( $r_{\varphi m}$ ) не превышает 3%.

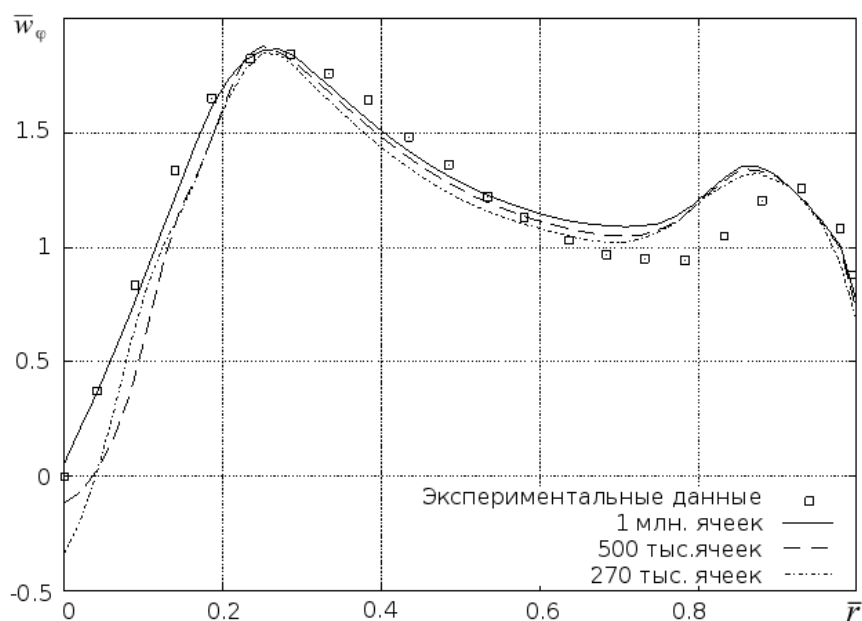


Рис.7. Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) профилей безразмерной тангенциальной скорости

По результатам выполненной работы можно сделать выводы:

- 1.
2. Использование модели турбулентности Лаундера-Гибсона, гексаэдральной структурированной расчетной сетки, схемы четвертого порядка точности и ограниченной противоточной схемы можно добиться достаточно хорошей точности расчетов при моделировании закрученного потока в циклонном устройстве.

### Список литературы

1. Сабуров, Э.Н. Теория и практика циклонных сепараторов, топок и печей /Э.Н. Сабуров, С.В. Карпов; под ред. Э.Н. Сабурова.- Архангельск: Изд-во АГТУ, 2000. - 568 с.

2. Пуговкин, А.У. Рециркуляционные пламенные печи.–Л: Машиностроение, 1987. – 158 с.
3. Карпов, С.В. Высокоэффективные циклонные устройства для очистки и теплового использования газовых выбросов/С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров; под ред. Э.Н. Сабурова.- Архангельск: Изд-во АГТУ, 2002. - 504 с.
4. Белов, И.А. Моделирование турбулентных течений /И.А. Белов, С.А. Исаев. - Балтийский государственный технический университет, 2001. - 108 с.
5. Карпов, С.В. Аэродинамика циклонных устройств при близких к предельным условиям ввода и вывода газов/ С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров, А.В. Быков//Труды Четвертой Национальной конференции по теплообмену: В 8 томах. Т.2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. – М.: Издательский дом МЭИ, 2006. – С.141-144.
6. Kaya, F. Performance analysis of numerical schemes in highly swirling turbulent flows in cyclones / F. Kaya, I. Karagoz // Current science. – 2008. – P.1273-1278.
7. Sentyabov, A.V. Investigation of turbulence models for computation of swirling flows / A.V. Sentyabov, A.A. Gavrilov, A.A. Dekterev // Thermophysics and aeromechanics – 2011. – №1 – P.73-85.
8. Shalaby, H. Comparative study the continuous phase flow in a cyclone separator using different turbulence models / H. Shalaby, K. Pachler, K. Wozniak, G. Wozniak // International journal for numerical methods in fluids. – 2005. – P.1175-1197.
9. Wang, B. Numerical study of gas-solid flow in a cyclone separator / B. Wang, D.L. Xu, G.X. Xiao, K.W. Chu, A.B.Yu // Third international conference on CFD in the Minerals and process Industries. – 2003. – P.371-377.
10. Karvinen, A. Comparison of turbulence models in case of three-dimensional diffuser/A. Karvinen, H. Ahlstedt // Proceedings of Open Source CFD International Conference. – 2008. – P.213-230.
11. Derksen, J. Confined and agitated swirling flows with applications in chemical engineering/ J. Derksen // Flow, turbulence and combustion – 2002. – P.3-33.
12. Schutz, S. Numerical simulation of the flow field and the separation behavior of hydrocyclones / S. Schutz, G. Gorbach, K. Kissling, M. Piesche // V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010 – P.1-20.