

DOI: 10.7242/1999-6691/2012.5.3.37

УДК 533.6.011.35

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОГО ПОТОКА В ДВУХКОНТУРНОЙ ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ РАНКА–ХИЛША

А.С. Носков¹, А.В. Ловцов², А.В. Хаит¹¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия²Конструкторское бюро ООО «КБ «ЧКЗ-ЮГСОН», Екатеринбург, Россия

В статье приводится описание математической модели течения газа в вихревой трубе Ранка–Хилша и результаты ее реализации в пакете вычислительной гидродинамики OpenFOAM. Представлены данные расчетов вихревого газового потока, выполненных с использованием шести типов одно- и двухпараметрических полуэмпирических моделей турбулентности. Показано, что модельные характеристики вихревой трубы не соотносятся с экспериментальными данными ни количественно, ни качественно. Сделан вывод о необходимости модификации использованной модели турбулентности.

Ключевые слова: эффект Ранка–Хилша, вихревая труба, математическое моделирование, модель турбулентности

SIMULATION OF GAS FLOW IN DOUBLE-CIRCUIT RANQUE-HILSCH VORTEX TUBE

A.S. Noskov¹, A.V. Lovtsov² and A.V. Khait¹¹Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin, Yekaterinburg, Russia²Design bureau «KB «CHKZ-YUGSON», Yekaterinburg, Russia

The mathematical model of gas flow in a Ranque–Hilsch vortex tube implemented in the OpenFOAM environment is described. Six types of one- and two-parametric semi-empirical turbulence models are used to simulate the vortex gas flow. It is shown that there is quantitative and qualitative disagreement between the model characteristics of the vortex tube and the experimental data. The obtained results indicate that the applied turbulence model should be modified.

Key words: Ranque–Hilsch effect, vortex tube, mathematical simulation, turbulence model

1. Введение

Закрученные потоки газа широко применяются в различных областях науки и техники, чем и объясняется значительный интерес к ним со стороны исследователей. В частности, закрутку потока используют в некоторых тепло- и массообменных процессах. Примером может служить энергоразделение, известное как вихревой эффект или эффект Ранка–Хилша [1–5].

Для реализации закрутки потока существуют специальные устройства — вихревые трубы, в которых создаются условия для возникновения вихревого эффекта. В простейшем случае вихревая труба представляет собой цилиндр или конус, в которые тангенциально вводится поток сжатого газа (Рис. 1). Вследствие этого в камере энергоразделения формируется свободный вихрь, периферийная часть которого оказывается нагретой, а центральная часть охлаждается. При этом нагретый газ отводится через один конец вихревой трубы, а охлажденный — через противоположный конец. Вихревые трубы, работающие по изложенному принципу, называются разделительными [2].

Рядом исследователей показано [2, 3, 6], что для улучшения энергетических характеристик холодильных систем необходимо применение двухконтурной вихревой трубы. Основное отличие принципа работы двухконтурной вихревой трубы от разделительной заключается в том, что холодный поток G_4 (Рис. 1) формируется из дополнительно организованного потока G_2 . При этом горячий поток G_3 образуется из основного потока сжатого газа G_1 . Двухконтурные вихревые трубы позволяют существенно сократить требуемую мощность на получение заданного теплового потока за счет увеличения расхода холодного газа при сохранении постоянства его температуры.

Винтовое течение, возникающее в вихревой трубе, имеет ряд отличительных особенностей:

- высокую степень турбулентности, величина которой вблизи соплового ввода может достигать значения 35 ... 40 %; при этом число Рейнольдса в сопловом сечении может превышать величину $Re = 10^6$, соответствующую входному диаметру $d = 30$ мм;
- высокие градиенты всех газодинамических параметров;
- высокое центростремительное ускорение (600000g и более);
- трехмерность течения.

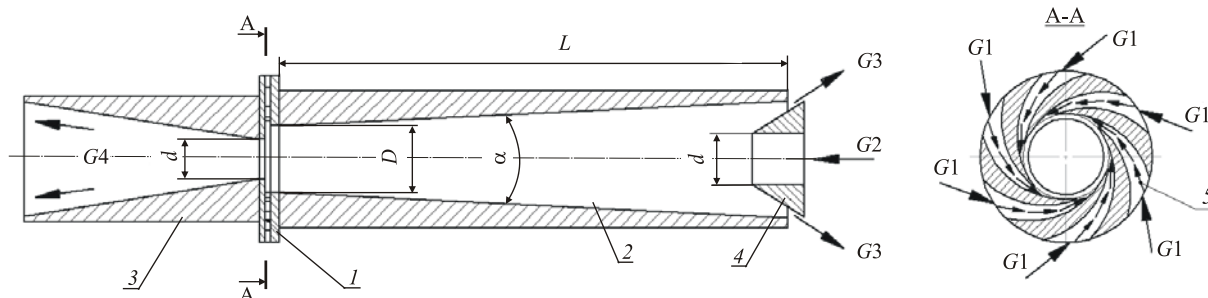


Рис. 1. Принципиальная схема вихревой трубы: 1 – сопловой ввод; 2 – вихревая камера энергоразделения; 3 – диффузор холодного потока; 4 – ввод дополнительного потока; 5 – сужающийся сопловой канал. G_1 – основной входной поток сжатого газа; G_2 – дополнительный поток сжатого газа (в случае разделительной вихревой трубы отсутствует); G_3 – выход горячего газа; G_4 – выход холодного потока; d – диаметр диафрагмы; D , α , L – диаметр, угол конусности и длина камеры энергоразделения

Перечисленные особенности вызывают значительные трудности при проведении экспериментальных и численных исследований. При этом инженерный расчет геометрических размеров вихревых труб выполняется при помощи эмпирических зависимостей, являющихся обобщением экспериментальных данных, полученных разными авторами [2–4].

В настоящее время в связи с повышением внимания к экологии и энергосбережению вопрос о создании крупномасштабных холодильно-нагревательных систем на базе вихревой трубы становится все более актуальным [6, 7]. Единственным ограничивающим фактором здесь является недостаточно высокая энергетическая эффективность данных устройств. Величина КПД (для холодильных машин — это холодильный коэффициент η_x) наилучших из существующих образцов вихревых труб обычно не превышает отметку 40 %:

$$\eta_x = \frac{\varphi \cdot \Delta I_x}{\Delta I_s + \varphi' \cdot \Delta I_s'}, \quad (1)$$

где ΔI_x — разность энтальпий основного входного потока G_1 и холодного потока вихревой трубы G_4 ; ΔI_s — разность энтальпий в идеальном адиабатном расширении газа от входного давления основного потока G_1 до давления холодного потока G_4 ; $\Delta I_s'$ — разность энтальпий в идеальном адиабатном расширении газа от входного давления дополнительного потока G_2 до давления холодного потока G_4 ; $\varphi = G_4/G_1$ — доля холодного потока (отношение массовых расходов холодного и основного потоков вихревой трубы); $\varphi' = G_2/G_1$ — доля дополнительного потока, определяемая как отношение массовых расходов дополнительного и основного потоков

Однако в работах [2, 3] приводятся экспериментальные данные, которые указывают на принципиальную возможность повышения холодильного коэффициента вихревых труб. Попытки улучшить показатели энергетических установок за счет конструктивных изменений предпринимались неоднократно [8–14]. При этом использовался традиционный подход, заключающийся в том, что в экспериментальном процессе осуществлялся перебор максимально возможного количества различных вариантов конструктивных исполнений отдельных элементов вихревой трубы [2–4, 13, 14]. Предварительный расчет геометрических параметров изменяемых элементов, как правило, не проводился в связи с его сложностью.

С другой стороны, в литературе встречаются работы, авторы которых изучали трехмерные течения газа в вихревых трубах на основе математического моделирования [8–12]. Однако в большинстве случаев вычисленные данные значительно расходятся с полученными из экспериментов.

Целью настоящей работы является демонстрация результатов математического моделирования винтового газового течения, возникающего в двухконтурной вихревой трубе, выполненного в свободном программном пакете OpenFOAM.

2. Математическая модель газового потока в вихревой трубе

Для математического описания течения газового потока в вихревой трубе используются следующие уравнения:

– уравнение Рейнольдса

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\text{grad} \left(p + \frac{2}{3} \mu_z \text{div} \mathbf{V} \right) + 2 \text{div} (\mu_z \dot{S}),$$

где t — время процесса; ρ — плотность газа; p — статическое давление, являющееся функцией координат и времени; \mathbf{V} — вектор скорости с компонентами U_x, U_y, U_z (оси x, y и точка начала декартовой системы координат располагаются во входном сечении, ось z совпадает с осью трубы); $\mu_\Sigma = \mu + \mu_t$ — коэффициент эффективной вязкости (μ и μ_t — коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости); \dot{S} — тензор скоростей деформации;
– уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0;$$

– уравнение баланса энергии

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} H) - \operatorname{div}(\lambda_t \operatorname{grad}(h)) = \frac{\partial}{\partial t} p, \quad (2)$$

где H — энтальпия торможения, h — статическая энтальпия, $\lambda_t = \mu_t / \operatorname{Pr}_t$ — коэффициент турбулентной диффузии (Pr_t — турбулентное число Прандтля, константа выбираемой модели турбулентности);

– уравнение состояния идеального газа

$$p = \rho R T,$$

где R — универсальная газовая постоянная, T — температура, К;

– уравнения модели турбулентности (с целью минимизации вычислительных затрат для замыкания системы применяются уравнения полуэмпирической двухпараметрической стандартной ($k - \varepsilon$) модели [15, 16]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} k) &= \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P_k - \varepsilon, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \varepsilon) &= \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k}, \end{aligned}$$

где k — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; ε — диссипация турбулентной энергии; P_k — генерация турбулентной энергии; $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_1, C_2$ — эмпирические постоянные модели турбулентности.

Численная реализация математической модели выполнена в пакете OpenFOAM, предназначенном для решения задач вычислительной гидродинамики, с использованием решателя sonicFoam. В исходном состоянии решатель sonicFoam включает в свой состав уравнение баланса тепловой энергии с учетом только статической энтальпии. Поскольку скорости газа в вихревой трубе претерпевают значительные изменения, то решение на основе данного уравнения привело к некорректным результатам, поэтому в дальнейшем базовым стало уравнение баланса полной энтальпии (2) [15–19].

Для описания эффектов турбулентного энергопереноса в уравнение (2) вводится член $\operatorname{div}(\lambda_t \operatorname{grad}(h))$.

Величина турбулентной вязкости вычисляется на основании принятой ($k - \varepsilon$) модели, а турбулентное число Прандтля Pr_t является одной из ее констант и составляет $\operatorname{Pr}_t = 0,8$.

3. Выбор типа двухпараметрической модели турбулентности

В качестве критерия для оценки адекватности различных моделей турбулентности использовались имеющиеся на момент проведения численного исследования результаты натурного испытания опытного образца разделительной вихревой трубы (Рис. 1) при $G2=0$, полученные авторами настоящей статьи. Вихревая труба имела геометрические размеры: $D=16,8$ мм; $d=9,8$ мм; $L=168$ мм; $\alpha=3^\circ$. Сопловой ввод состоял из шести сужающихся каналов.

Основные характеристики численной модели вихревой трубы были следующими:

– тип расчетной сетки — структурированная гексаэдрическая с варьиремым числом элементов; пограничный слой учитывался путем измельчения сетки вблизи границ расчетной области;

– граничные условия: на входе в расчетную область: избыточное давление (давление в потоке $G1$) $p = 500$ кПа, статическая температура $T = 300$ К; на выходах избыточное давление в «холодном» ($G4$) и «горячем» ($G3$) потоках $p = 0$;

– рабочее тело — воздух, состояние которого описывалось уравнением состояния идеального газа.

При вычислениях прошли апробацию пять типов двухпараметрических полуэмпирических моделей: $(k-\varepsilon)$ Realizable, $(k-\varepsilon)$ RNG, SST, SAS-SST, и одна однопараметрическая полуэмпирическая модель ZeroEqu, отличающиеся друг от друга видом решаемых уравнений и набором эмпирических постоянных [15–17]. Основные результаты проведенных расчетов представлены в таблице 1. Видно, что наиболее адекватная модель — это $(k-\varepsilon)$ RNG, дающая расчетный холодильный коэффициент вихревой трубы, равный 14,8%. При этом в натурных испытаниях, проведенных авторами настоящей работы, он получился на уровне 23%. Таким образом, величина расчетного холодильного коэффициента примерно в 1,5 раза меньше экспериментального значения. Различие вычисленных и экспериментальных значений понижения температуры холодного потока и холодильного КПД, приведенных в таблице, вызвано допущениями, заложенными в использованные модели турбулентности.

Таблица 1. Результаты расчетов с использованием различных моделей турбулентности

№ расчета	Модель турбулентности	Количество конечных элементов сетки, млн шт	Доля холодного потока	Понижение температуры холодного потока, К	Расчетный холодильный КПД, %
1	ZeroEqu	0,5	0,64	10,9	6,4
2	$k-\varepsilon$	0,5	0,59	23,3	12,4
3	$k-\varepsilon$	1,5	0,57	24,7	12,5
4	$(k-\varepsilon)$ Realizable	0,5	0,58	26,0	13,9
5	$(k-\varepsilon)$ RNG	2,5	0,73	24,4	14,8
6	SST	0,5	0,58	24,3	12,8
7	SAS-SST	0,5	0,64	21,7	12,8
8	SAS-SST	2,5	0,70	23,5	14,7
Экспериментальные данные авторов			0,65	40,0	23,0

Расчеты показали, что как соотношение мгновенных массовых расходов холодного и горячего воздуха, так и их мгновенные температуры торможения претерпевают непрерывные изменения во времени (при сохранении средних значений) в связи с нестационарным характером течения. Поэтому все остальные интегральные характеристики вихревой трубы также имеют нестационарный характер, в том числе и величина холодильного КПД (см. формулу (1)). В качестве примера на рисунке 2 представлены полученные на основе математической модели развертки во времени величины массового расхода и температуры торможения холодного потока на выходе для одного из режимов работы вихревой трубы.

В случае модели турбулентности SAS-SST в проточной части вихревой трубы обнаружены два крупномасштабных вихревых жгута. С течением времени эти вихревые структуры вращаются относительно оси камеры энергоразделения, что еще раз свидетельствует о нестационарности газодинамического потока. Наличие жгутов подтверждается и экспериментальными наблюдениями [20]. При использовании других моделей турбулентности жгуты не выявлены.

Итак, несмотря на значительные различия в микроструктуре течений, описываемых на основе различных двухпараметрических моделей турбулентности, интегральные значения расчетного холодильного коэффициента изменялись незначительно (12,5 ... 14,8%, см. Табл. 1). В дальнейших расчетах в связи с простотой и с целью минимизации вычислительных затрат использовалась стандартная $(k-\varepsilon)$ модель турбулентности.

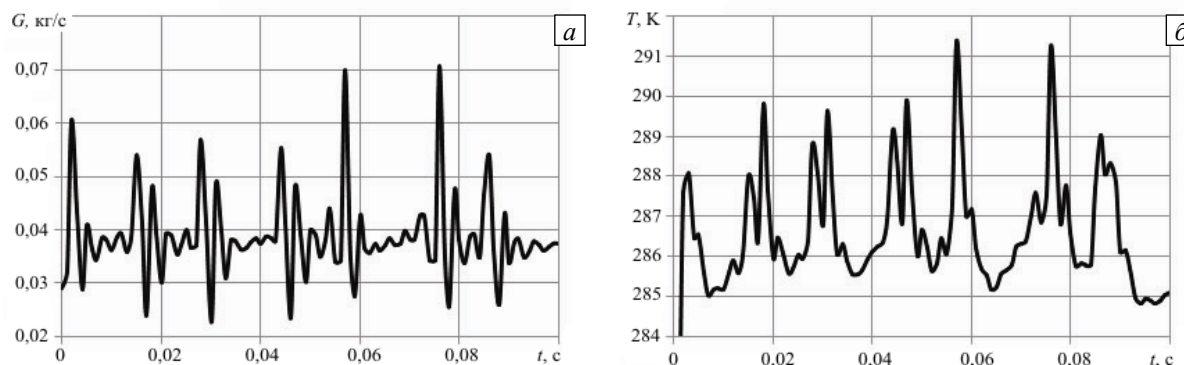


Рис. 2. Зависимости от времени характеристик холодного потока газа на выходе вихревой трубы: массовый расход (а) и температура торможения (б).

4. Моделирование газового потока в двухконтурной вихревой трубе

4.1. Постановка задачи

На основании математической модели течения газа в вихревой трубе, представленной в разделе 2, выполнены расчеты двухконтурной вихревой трубы. Геометрические размеры камеры энергоразделения полностью соответствовали характеристикам из экспериментальных работ [21, 22]: $D = 30$ мм; $d = 21$ мм; $L = 9D$; $\alpha = 3^\circ$. Сопловой ввод был также выполнен в виде шести сужающихся каналов (Рис. 1). Все представленные в работах [21, 22] экспериментальные данные о структуре винтового течения были получены путем зондирования камеры энергоразделения при помощи комбинированной трехканальной трубки.

В качестве начальных условий использовались следующие: статическое избыточное давление $p = 0$; термодинамическая температура $T = 300$ К; скорости $U_x = U_y = U_z = 0$; кинетическая энергия турбулентных пульсаций $k = 0$; диссипация турбулентной энергии $\varepsilon = 0$. Граничные условия имели вид:

- на основном входе вихревой трубы (для потока $G1$, Рис. 1): $p = 0,3$ МПа; $T = 300$ К; $k = 0,5$ м²/с²; $\varepsilon = 0,5$ м²/с³;
- на дополнительном входе вихревой трубы (для потока $G2$): $T = 300$ К; $k = 0,5$ м²/с²; $\varepsilon = 0,5$ м²/с³. Величина избыточного статического давления варьировалась в диапазоне $p = 0 \dots 0,05$ МПа с целью изменения доли холодного потока φ ;
- на выходе горячего потока (для потока $G3$): массовый расход $G = 0,038$ кг/с; величина данного массового расхода была равна массовому расходу основного потока вихревой трубы, то есть $G3 = G1 = 0,038$ кг/с (Рис. 1). Использование этого граничного условия также означает равенство долей дополнительного и холодного потоков ($\varphi' = \varphi$);
- на выходе холодного потока (для потока $G4$): избыточное статическое давление $p = 0$.

4.2. Результаты расчетов

Далее обсуждаются результаты вычисления характеристик газового течения, возникающего в двухконтурной вихревой трубе.

На рисунке 3 представлено распределение скорости в пределах проточной части вихревой трубы. Обозначение потоков $G1$, $G2$, $G3$, $G4$ соответствует рисунку 1. На рисунках 4 и 5 приведены графики вычисленных распределений давления торможения, статического давления, окружной и осевой составляющих скорости в различных сечениях вихревой трубы. Также на графики нанесены точки экспериментальных измерений, выполненных авторами работ [21, 22]. Доля холодного потока при всех расчетах составляла $\varphi = 1,6$.

Из графиков видно, что качественно гидродинамические параметры винтового потока удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Так, давление торможения и статическое давление увеличиваются по мере движения от центра к стенке камеры энергоразделения. Внешний вид профилей окружной скорости соответствует составному вихрю Рэнкина [2]. Профили осевой скорости свидетельствуют о наличии зон прямого и обратного токов. Причем точка изменения направления соотносится с радиусом $r = 12$ мм, то есть поверхность разделения прямого и обратного потоков является цилиндрической. Однако количественно результаты вычислений значительно расходятся с экспериментальными данными.

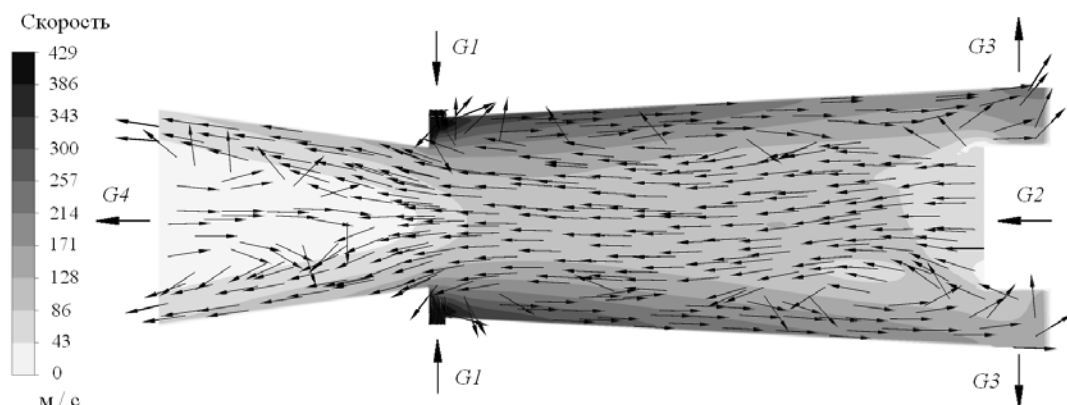


Рис. 3. Распределение скорости в пределах проточной части вихревой трубы

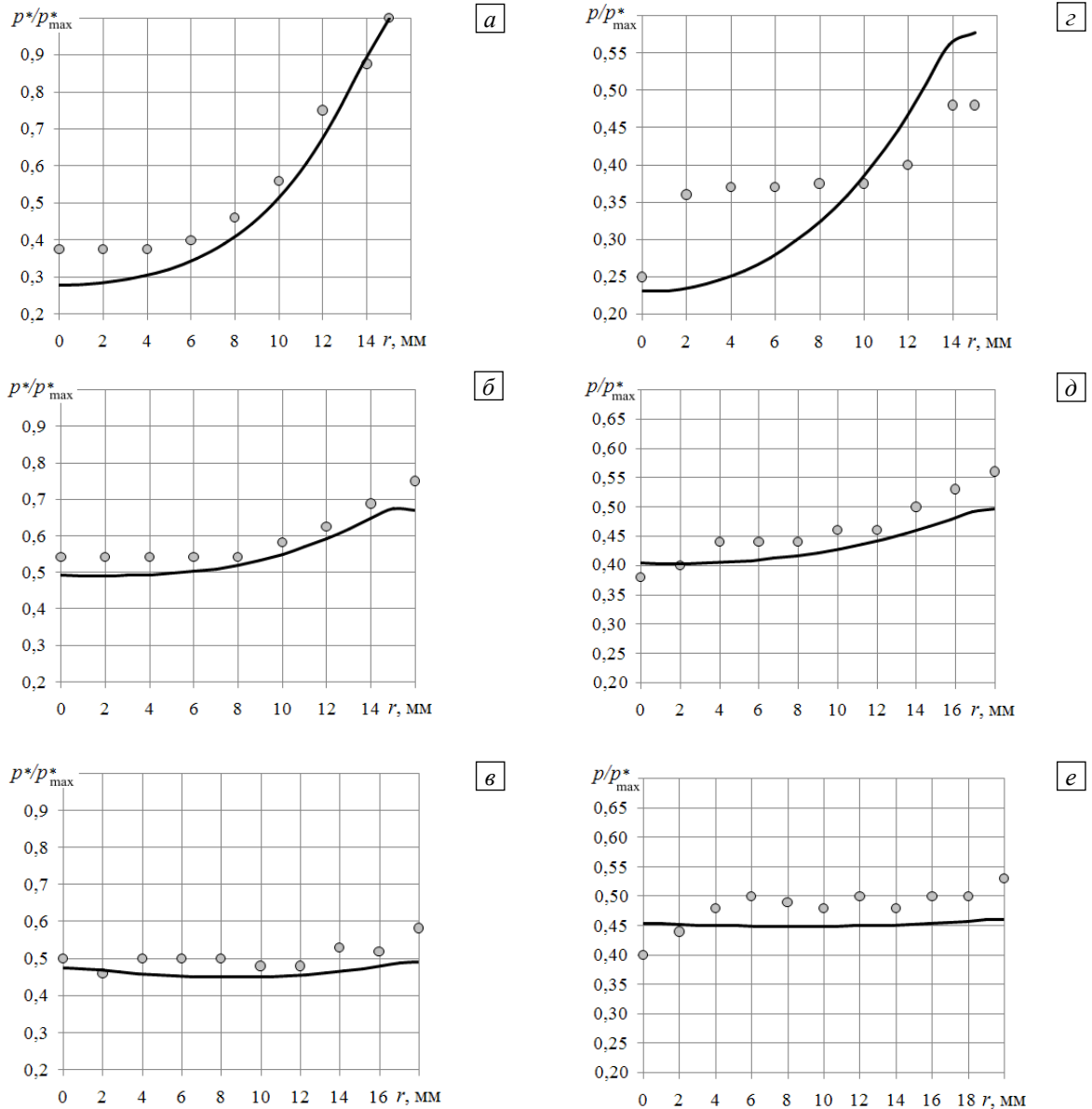


Рис. 4. Вычисленные распределения относительного статического давления (а, б, в) и давления торможения (г, д, е) в зависимости от радиуса r поперечных сечений вихревой трубы, расположенных на различном расстоянии L_i , мм от соплового ввода: $1,70 D$ (а, г); $4,56 D$ (б, д); $7,42 D$ (в, е); p^* – давление торможения; p_{max}^* – максимальное значение давления торможения в сопловом сечении; p – статическое давление; точками отмечены экспериментальные данные [21, 22].

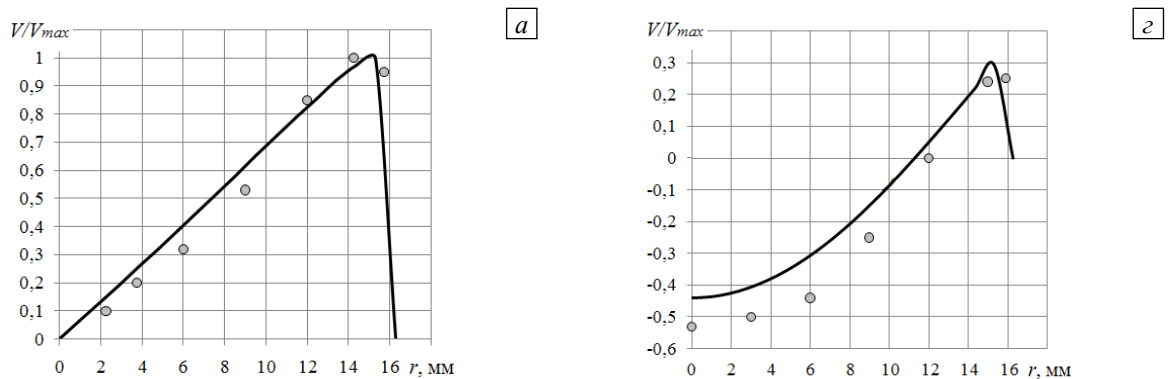


Рис. 5. Вычисленные распределения окружной (а, б) и осевой (г, д, е) составляющих скорости в зависимости от радиуса r поперечных сечений вихревой трубы, расположенных на различном расстоянии L_i , мм от соплового ввода: $1,70 D$ (а, г); $4,56 D$ (б, д); $7,42 D$ (в, е); V — составляющая скорости (окружная или осевая); V_{max} — максимальное значение окружной скорости в сопловом сечении; точками отмечены экспериментальные данные [21, 22].

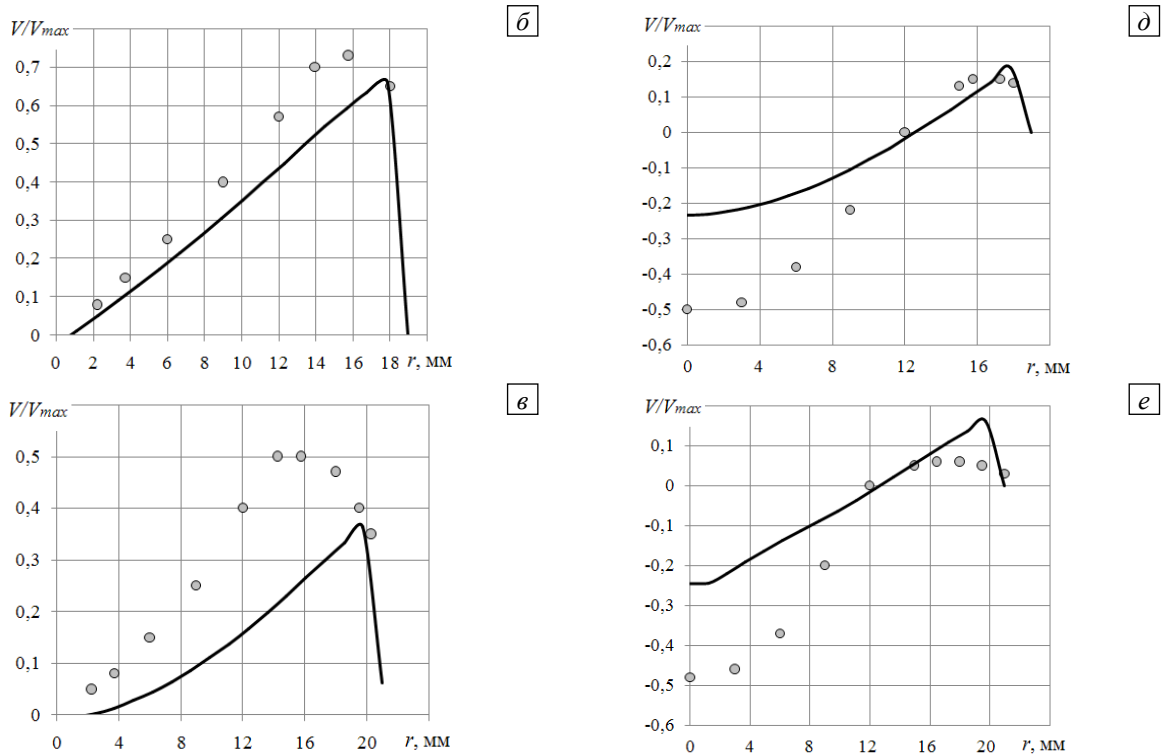


Рис. 5. Продолжение

Наблюдается заметное количественное (приблизительно трехкратное) и качественное расхождение вычисленных согласно модели значений температуры с экспериментальными данными. В связи с этим для более удобного графического представления расчетных кривых для температуры с целью качественного анализа ее поведения и выявления сопутствующих течению эффектов был введен масштабный коэффициент $n = 3$:

$$T = n(T_c - T_i) + T_c = 3(T_c - T_i) + T_c, \quad T^* = n(T_c^* - T_i) + T_c^* = 3(T_c^* - T_i) + T_c^* \quad (3)$$

где T_i — термодинамическая температура входящего газа; T_c, T_c^* — рассчитанные согласно модели термодинамическая температура в камере энергоразделения и температура торможения; T, T^* — пересчитанные термодинамическая температура и температура торможения. Под термодинамической температурой понимается статическая температура движущегося газа.

На рисунке 6 показаны масштабированные с применением зависимостей (3) расчетные профили термодинамической температуры и температуры торможения в относительных единицах. Видно, что расчетные зависимости значительно отличаются от экспериментальных не только количественно, но и имеют в некоторых сечениях иной характер поведения.

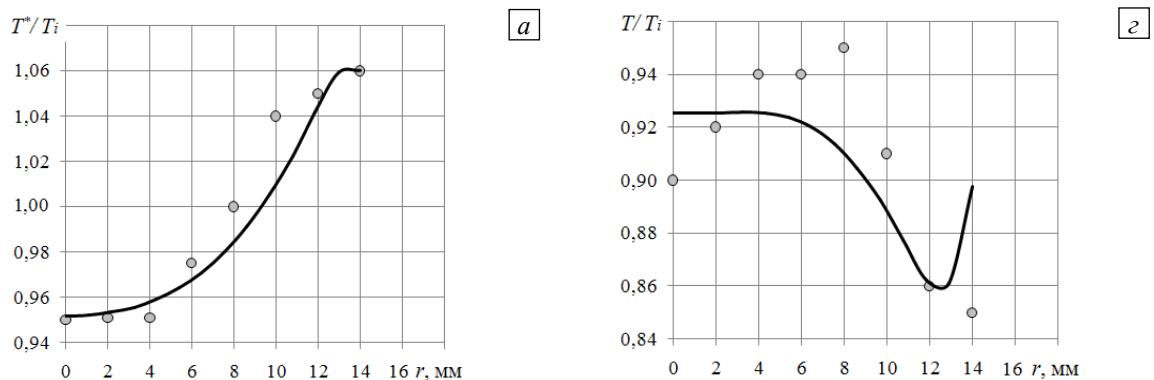


Рис. 6. Расчетное распределение относительной температуры торможения (а, б, в) и относительной термодинамической температуры (г, д, е) в поперечных сечениях вихревой трубы, расположенных на различном расстоянии L_i , мм от соплового ввода: расстояние до сечения $1,7 D$ (а, г); $4,56 D$ (б, д); $7,42 D$ (в, е); точками отмечены экспериментальные данные [21, 22]

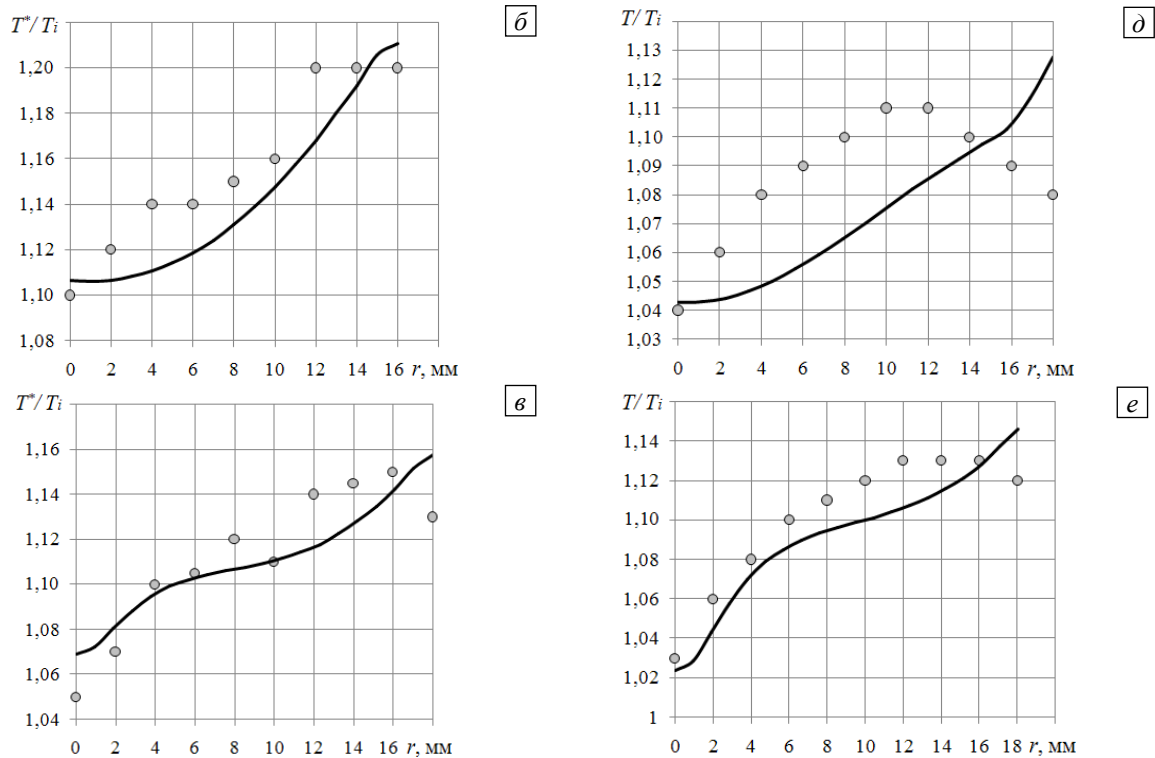
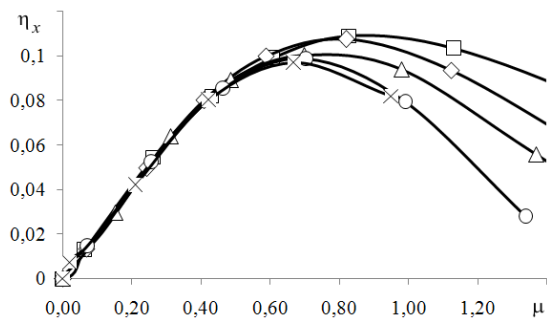


Рис. 6. Продолжение

Рис. 7. Холодильный коэффициент вихревых труб с различной длиной камеры энергоразделения L : \square – $3D$; \diamond – $4D$; Δ – $5D$; \circ – $8D$; \times – $9D$

На рисунке 7 представлены расчетные кривые холодильного КПД η_x (см. (1)) двухконтурной вихревой трубы с различными длинами камеры энергоразделения ($L = 3D \dots 9D$). Угол конусности равняется $\alpha = 3^\circ$. Видно, что максимальная величина расчетного холодильного коэффициента для данных вихревых труб составила $\sim 11\%$, в то время как, в соответствии с результатами экспериментальных измерений из работ [21, 22], максимум КПД может достигать 36% .

5. Заключение

В статье описана математическая модель винтового течения, возникающего в двухконтурной вихревой трубе, и представлены результаты ее реализации в пакете вычислительной гидродинамики OpenFOAM. Проведено сопоставление результатов расчетов для шести различных типов полуэмпирических одно- и двухпараметрических моделей турбулентности. Выявлены несущественные различия в величине холодильного КПД, получаемого при использовании различных моделей турбулентности семейства $(k-\varepsilon)$. Расчеты на основе модели SAS-SST показали, что в камере энергоразделения вихревой трубы образуются крупномасштабные вихревые структуры, которые совершают нестационарное вращательное движение относительно оси вихревой трубы. Данная картина течения подтверждается результатами экспериментальной визуализации течения газа в вихревой трубе. При использовании других моделей турбулентности подобный эффект не выявлен.

Профили гидродинамических и термодинамических характеристик микроструктуры потока, найденные в результате математического моделирования винтового течения, возникающего в проточной части двухконтурной вихревой трубы, оказались значительно и количественно, и качественно отличающимися от экспериментальных данных. Аналогичное несоответствие имело место между расчетными и экспериментальными значениями холодильного коэффициента.

Таким образом, для дальнейшего использования описанной в статье математической модели винтового потока, возникающего в вихревой трубе, необходима ее существенная модификация. Новую модель турбулентности можно построить, если, например, учесть основные положения гипотезы взаимодействия вихрей, согласно которой «...радиальная составляющая турбулентной пульсационной скорости вынуждает элементарные турбулентные жидкие частицы перемещаться в радиальном направлении в поле высокого градиента статического давления. При этом турбулентные жидкие частицы адиабатно сжимаются и расширяются, передавая тем самым тепло из зоны низкого в зону высокого статического давления» [2].

Все вычисления выполнялись на кластере «Уран» Института математики и механики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург.

Литература

1. *Ranque G.J.* Experiments on expansion in a vortex with simultaneous exhaust of hot air and cold air // *J. Phys. Radium* (Paris). – 1933. – N. 4. – P. 112-114.
2. *Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н.* Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения. – УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 415 с.
3. *Суслов А.Д., Иванов С.В., Мурашкин А.В., Чижиков Ю.В.* Вихревые аппараты. – М.: Машиностроение, 1985. – 256 с.
4. *Кузнецов В.И.* Теория и расчет эффекта Ранка. – Омск: Изд-во ОмГТУ, 1995. – 217 с.
5. *Аликина О.Н.* Гидродинамика и теплообмен в вихревой трубке Ранка–Хилша: Вычислительный эксперимент / Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.02.05. – Пермь, ПГТУ, 2003. – 122 с.
6. *Хаит А.В., Носков А.С., Бутымова А.П., Плейсков С.Ю., Ловцов А.В.* Энергоэффективность и экономическая целесообразность применения систем искусственного климата на базе вихревой трубы // *ИСЖ*. – 2011. – № 1. – С. 17-23.
7. *Носков А.С., Якишина Н.В., Хаит А.В., Ловцов А.В.* Использование холодильно-нагревательных систем на базе вихревых труб для организации заданного микроклимата в производственных и складских помещениях. Система управления экологической безопасностью // *Сб. трудов Четвертой заочной межд. научно-практической конференции*, г. Екатеринбург, 27-28 мая 2010 г. – Т. 2. – С. 81-87.
8. *Пархимович А.Ю.* Имитационное моделирование температурной стратификации закрученных потоков в вихревых хладогенераторах / Дис. канд. техн. наук: 05.04.13. – Уфа, УГАТУ, 2008. – 124 с.
9. *Соловьев А.А.* Численное и физическое моделирование процессов энерго и фазоразделения в вихревых трубах / Дис. канд. техн. наук: 05.04.13. – Уфа, УГАТУ, 2008. – 155 с.
10. *Фузеева А.А.* Численное моделирование температурной стратификации в вихревых трубах // *Матем. моделирование*. – 2006. – Т. 18, № 9. – С. 113-120.
11. *Dutta T., Sinhamahapatra K.P., Bandyopdhyay S.S.* Comparison of different turbulence models in predicting the temperature separation in a Ranque–Hilsch vortex tube // *Int. J. Refrig.* – 2010. – V. 33, N. 4. – P. 783-792. DOI
12. *Behera Upendra, Paul P.J., Kasthuriengan S., Karunanithi R., Ram S.N., Dinesh K., Jacob S.* CFD analysis and experimental investigations towards optimizing the parameters of Ranque–Hilsch vortex tube // *Int. J. Heat Mass Tran.* – 2005. – V. 48, N. 10. – P. 1961-1973. DOI
13. *Dincer K., Avci A., Baskaya S., Berber A.* Experimental investigation and energy analysis of the performance of a counter flow Ranque–Hilsch vortex tube with regard to nozzle cross-section areas // *Int. J. Refrig.* – 2010. – V. 33, N. 5. – P. 954-962. DOI
14. *Selek M., Tasdemir S., Dincer K., Baskaya S.* Experimental examination of the cooling performance of Ranque–Hilsch vortex tube on the cutting tool nose point of the turret lathe through infrared thermography method // *Int. J. Refrig.* – 2011. – V. 34, N. 3. – P. 807-815. DOI
15. *Wilcox David C.* Turbulence Modeling for CFD. – DCW Industries, Inc., 1994. – 460 p.
16. *Farouk Tanvir, Farouk Bakhtier.* Large eddy simulations of the flow field and temperature separation in the Ranque–Hilsch vortex tube // *Int. J. Heat Mass Tran.* – 2007. – V. 50, N. 23-24. – P. 4724-4735. DOI
17. *Menter Florian R.* Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. // *Int. J. Comput. Fluid D.* – V. 23, N. 4. – P. 305-316. DOI
18. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
19. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
20. *Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И.* Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // *ПЖТФ*. – 1997. – Т. 23, № 23. – С. 84-90.
21. *Пиралишвили Ш.А., Михайлов В.Г.* Экспериментальное исследование вихревой трубы с дополнительным потоком. Некоторые вопросы исследования теплообмена и тепловых машин // *Тр. КуАИ*. – Куйбышев, 1973. – Вып. 56. – С. 64-74.
22. *Piralishvili Sh.A., Polyayev V.M.* Flow and thermodynamic characteristics of energy separation in a double-circuit vortex tube – An experimental investigation // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 1996. – V. 12, N. 4. – P. 399-410 DOI

Поступила в редакцию 07.10.11; опубликована в электронном виде 22.10.12

Сведения об авторах

Носков Александр Семенович, дтн., проф., зав.каф., Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина (УрФУ), 620002, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19; E-mail: gird@mail.ustu.ru

Ловцов Александр Викторович, гл.констр., Конструкторское бюро ООО «КБ «ЧКЗ-ЮГСОН», 620049, Екатеринбург, пер. Автоматики, д. 8; E-mail: chkz-yugson@mail.ru

Хаит Анатолий Вильич, асп., УрФУ; E-mail: hait@mail.ru