

536.24: 532.529.5

## Численное моделирование турбулентного закрученного газодисперсного потока за внезапным расширением трубы\*

М.А. Пахомов, В.И. Терехов

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mails: pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru

Разработана математическая модель и проведено численное моделирование закрученного двухфазного потока за внезапным расширением трубы с использованием модели переноса рейнольдсовых напряжений. Газовая фаза описывается трехмерными RANS-уравнениями с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Для расчета динамики дисперсной фазы в закрученном ограниченном потоке используются уравнения в рамках эйлерова подхода. Установлено, что с увеличением размера частицы не вовлекаются в отрывное течение и сохраняют положительную величину осредненной аксиальной скорости по всей длине расчетной области. В силу инерционности частиц зона обратных токов для дисперсной фазы заметно меньше зоны рециркуляции газовой фазы. Показана работоспособность разработанной математической модели для описания закрученных двухфазных течений при наличии отрывных зон.

**Ключевые слова:** двухфазный закрученный поток, твердые частицы, отрывные области, численное моделирование, турбулентность, модель переноса рейнольдсовых напряжений.

### Введение

Закрученные рециркуляционные двухфазные течения широко используются для интенсификации процессов переноса в различных областях техники, например, при стабилизации процесса горения в промышленных топках, для сепарации частиц в циклонах, при сушке распыливанием и др. Закрученные потоки характеризуются большими локальными градиентами осредненных и пульсационных скоростей и других параметров и сопровождаются сложными гидродинамическими явлениями за счет действия центробежной силы и силы Кориолиса [1–6]. Взаимодействие между частицами и турбулентностью газовой фазы является сложным процессом. Наличие рециркуляционного течения оказывает влияние на интенсивность процессов переноса импульса, теплоты и массы и определяет структуру турбулентного двухфазного течения [7, 8]. Поэтому, несмотря на широкое применение двухфазных течений в различных практических приложениях процессы турбулентного переноса в таких потоках остаются недостаточно изученными.

В литературе имеется несколько работ по экспериментальному исследованию закрученных газодисперсных течений за внезапным расширением трубы [9–13]. Численному исследованию таких течений посвящены работы [14–20]. Первоначально

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-19-00402).

для математического описания закрученных двухфазных течений при наличии отрывных зон применялись модели с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes Equations, RANS) [14–17]. Для описания динамики дисперсной фазы применяются эйлеров [15] и лагранжев [14, 16, 17] подходы.

В последнее десятилетие для моделирования таких потоков широкое распространение получил метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) [18–20]. Однако применение LES-подхода, особенно с учетом влияния дисперсной фазы на подсеточные напряжения в ней, требует наличия высокопроизводительных суперЭВМ, что ограничивает применение этого подхода для инженерных расчетов двухфазных закрученных течений при наличии отрывных зон.

Двухпараметрические изотропные модели турбулентности, например  $k$ – $\varepsilon$  модель, при описании течений с закруткой и вращением имеют ряд серьезных ограничений [21]. Одним из методов, позволяющим учесть сложные процессы смешения и анизотропию пульсаций скоростей фаз в отрывных закрученных течениях, является использование моделей Second Moment Closure (SMC). К настоящему времени для описания однофазных закрученных отрывных потоков применяются SMC-подход [21–24] и метод отсоединенных вихрей (Detached Eddy Simulation, DES) [25]. Для осредненных и пульсационных характеристик потока получено приемлемое согласование с данными измерений. Однако при описании таких течений остается ряд сложностей, к которым относятся неверный отрицательный знак у корреляции  $uw$  и сохранение на большом расстоянии от входа вихревой формы профиля осредненной тангенциальной компоненты скорости при малом параметре закрутки [21]. Для двухфазных течений отметим работу [16], где разработана модель переноса рейнольдсовых напряжений (ПРН) для двухфазного течения и выполнено сопоставление с данными измерений [11, 12]. Расчеты проводились с использованием модели ПРН и модифицированной  $k$ – $\varepsilon$ – $k_p$  модели, где  $k_p$  — кинетическая энергия турбулентности дисперсной фазы. Численное исследование было выполнено для двух величин параметра закрутки:  $S = 0,47$  (условия экспериментов [11, 12]) и 1,5. Показано, что согласование с данными измерений по анизотропным турбулентным характеристикам газовой фазы, рассчитанной по модели переноса рейнольдсовых напряжений, заметно лучше, чем для  $k$ – $\varepsilon$ – $k_p$  модели.

Целью настоящей работы была разработка математической модели и исследование влияния дисперсной фазы на структуру и дисперсию частиц по сечению канала при наличии закрутки потока.

## 1. Постановка задачи и численная модель

Рассмотрена задача о динамике двухфазного закрученного турбулентного газодисперсного потока при отсутствии теплообмена со стенками канала. При решении используется система RANS уравнений, записанных с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе в осредненном и пульсационном движениях. Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Расчеты проведены для вертикального турбулентного двухфазного течения с опускным направлением потока. Незакрученная струя смеси воздуха и стеклянных частиц  $l$  подается в центральный канал радиусом  $2R_1$ , а закрученный однофазный поток воздуха — через периферийный кольцевой канал радиусом  $(R_3 - R_2)$ . Для описания динамики течения в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход. Объемная концентрация дисперсной фазы весьма невелика ( $\Phi_1 = M_L \rho / \rho_L \approx 1,6 \cdot 10^{-5}$ ), частицы достаточно малы ( $d_1 < 100$  мкм), поэтому можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Здесь  $M_L$  — массовая концентрация частиц,  $\rho$  и  $\rho_L$  — плотность газа и частиц соответственно.

Рис. 1. Схема течения.

1 — газодисперсный незакрученный поток,  
2 — однофазное закрученное течение.

**Система осредненных уравнений газовой фазы.** В работе используются трехмерные RANS уравнения, записанные в цилиндрических координатах, с учетом обратного влияния частиц на процессы осредненного и турбулентного переноса в газе:

$$\rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0, \quad \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial (P + 2k/3)}{\rho \partial x_i} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \langle u_i u_j \rangle \right) - (U_i - U_{Li}) \Phi \frac{\rho_L}{\tau \rho} + S_i,$$

$$\rho = P / (R_g T), \quad (1)$$

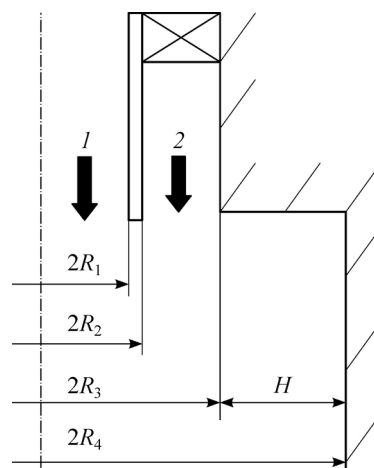
здесь  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $U_i$  ( $U_z \equiv U$ ,  $U_r \equiv V$ ,  $U_\varphi \equiv W$ ),  $u_i$  ( $u_z \equiv u$ ,  $u_r \equiv v$ ,  $u_\varphi \equiv w$ ) — компоненты осредненной скорости и ее пульсаций,  $x_i$  — проекции на оси координат,  $2k = \langle u_i u_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2$  — кинетическая энергия турбулентности газовой фазы,  $P$  — давление,  $\tau = \rho_L d^2 / (18\rho \nu W)$  — время динамической релаксации частиц с учетом отклонения от закона обтекания Стокса,  $W = 1 + \text{Re}_L^{2/3} / 6$ ,  $\text{Re}_L = |\bar{U} - \bar{U}_L| d / \nu$  — число Рейнольдса дисперсной фазы,  $d$  — диаметр частицы,  $S_i$  — влияние закрутки потока ( $S_U = 0$ ,  $S_V = W^2 - \nu V / r^2 + w'^2 / r$ ,  $S_W = -VW - \nu W / r^2 + v'w' / r$  [21]),  $R_g$  — удельная газовая постоянная. Индекс  $L$  соответствует дисперсной фазе. Все уравнения системы (1) записаны с учетом влияния дисперсной фазы на процессы переноса импульса в газовом потоке.

**Модель переноса рейнольдсовых напряжений.** Турбулентность газовой фазы рассчитывалась с использованием модели переноса рейнольдсовых напряжений [26]:

$$\frac{\partial (U_j \langle u_i u_j \rangle)}{\partial x_j} = P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_\Gamma}{\sigma_k} \langle u_l u_m \rangle \right) \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_m} - A_d, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{1}{T_\Gamma} (C'_{\varepsilon 1} P_2 - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_\Gamma}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right) - \varepsilon_d, \quad (3)$$

здесь  $P_{ij}$  — интенсивность переноса энергии от осредненного движения к пульсационному,  $P_2 = 0,5 P_{kk}$ ,  $T_\Gamma$  — турбулентный временной макромасштаб,  $\phi_{ij}$  — перераспределяющее слагаемое, описывающее обмен энергией между отдельными составляющими  $\langle u_i u_j \rangle$  вследствие корреляции давление – скорость деформации,  $\varepsilon$  — диссипация или скорость передачи энергии от крупномасштабных вихрей мелкомасштабным вихрям. Перераспределяющее слагаемое записывается с учетом двухфазности потока [27]. Индекс  $\Gamma$  относится к турбулентному параметру. Последние слагаемые в правых частях уравнений (2) и (3) —  $A_d$  и  $\varepsilon_d$  — учитывают обратное влияние частиц на несущую фазу [28] за счет пульсационного межфазного скольжения,



$$A_d = \frac{2\rho_L\Phi}{\rho\tau}(1-f_u)\langle u_i u_j \rangle, \quad \varepsilon_d = \frac{2\rho_L\varepsilon}{\rho\tau}[\Phi(1-f_\varepsilon)],$$

где  $f_u$  и  $f_\varepsilon$  — коэффициенты вовлечения частиц в турбулентное движение газа. Константы и функции модели (2), (3) взяты из работы [26].

**Система осредненных уравнений дисперсной фазы.** Система осредненных уравнений, описывающих процессы переноса в дисперсной среде, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_L U_{Lj})}{\partial x_j} &= 0, \quad \frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \\ &= \Phi(U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\Phi P)}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $D_{Lij}$  — тензор турбулентной диффузии частиц [28]. Уравнения вторых моментов пульсаций скорости  $\langle u_{Li} u_{Lj} \rangle$  в (4) имеют вид [28].

## 2. Методика численной реализации

Методика численной реализации эйлерова подхода подробно описана в работе [9]. Компоненты рейнольдсовых напряжений определялись согласно подходу, предложенному в работе [29]. Все расчеты проводились на сетке  $200 \times 80 \times 80 = 1,28 \times 10^6$  контрольных объемов (рис. 2). Длина вычислительного домена составляла  $X = 1$  м. Дальнейшее увеличение числа контрольных объемов не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов.

На оси трубы ставятся условия плавности сопряжения для обеих фаз. Для дисперсной фазы на стенке канала использованы граничные условия [30]. Считалось, аналогично [17], что частицы отражаются от стенки с коэффициентом восстановления 0,8. В выходном сечении задаются условия равенства нулю производных всех искомых параметров в аксиальном направлении. Входные распределения параметров задавались с использованием экспериментальных данных [11, 12]. В случае отсутствия необходимых измерений их определяли исходя из предположения о равномерном распределении искомых параметров по сечению трубы. Для определения начальных значений радиальных осредненных скоростей фаз были использованы соотношения для закона вращения твердого тела, приведенные в работе [15]:  $V_1 = 4SU_1 r/R$ ,  $V_{L1} = 4S_L U_{L1} r/R$ ,

где  $S = \int_0^{R_3} \rho U_1 W_1 r^2 dr / R_3 \int_0^{R_3} \rho U_1^2 r dr$  — параметр закрутки воздушного потока,

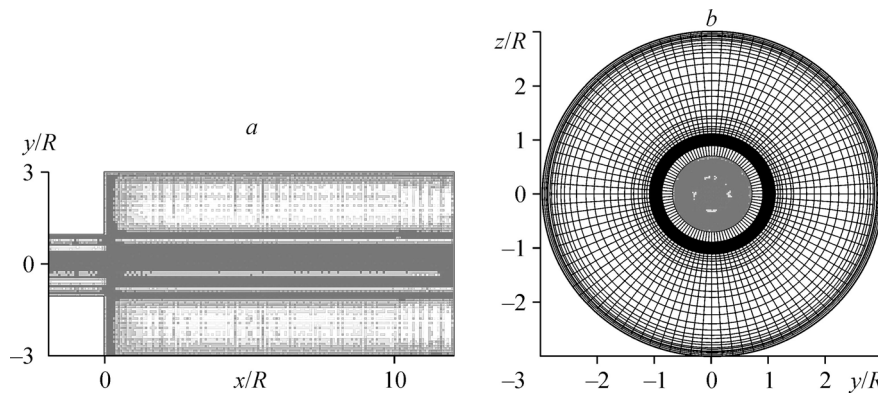


Рис. 2. Численная сетка.

$$S_L = \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1} W_{L1} r^2 dr \bigg/ \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1}^2 r dr \text{ — параметр закрутки потока дисперсной фазы.}$$

На первом этапе проводились сопоставления с данными измерений [31] для однофазного воздушного закрученного потока в трубе с внезапным расширением. Было получено неплохое согласование между расчетными и измеренными данными по осредненному и пульсационным характеристикам (отличие не превышало 15 %), что послужило основой для проведения расчетов двухфазного газодисперсного потока с применением модели переноса рейнольдсовых напряжений.

### 3. Анализ численных результатов и их обсуждение

Численные расчеты выполнены для условий измерений [11]. Экспериментальный участок описывался следующими параметрами (см. рис. 1):  $2R_1 = 32$  мм,  $2R_2 = 38$  мм,  $2R_3 = 64$  мм и  $2R_4 = 194$  мм. Высота ступеньки  $H$  составляла 65 мм, длина рабочего участка  $X = 1500$  мм. Основная незакрученная струя смеси газа и стеклянных частиц входит через осевое отверстие, закрученная воздушная струя подается через кольцевое отверстие. Массовый расход основной струи газа  $G_1 = 9,9$  г/с, вторичной кольцевой струи —  $G_2 = 38,3$  г/с. Параметр закрутки потока изменялся в диапазоне  $S = 0-1$ . Число Рейнольдса  $Re = U_m 2R_3 / \nu = 5,24 \cdot 10^4$ , средняя начальная скорость потока воздуха  $U_{m1} = 12,9$  м/с, диаметр стеклянных частиц  $d = 30, 45$  и  $100$  мкм, их массовая концентрация  $M_P = 0,034$ . Температура воздуха и частиц составляла 300 К. Плотность газа и частиц  $\rho = 1,18$  кг/м<sup>3</sup> и  $\rho_L = 2500$  кг/м<sup>3</sup> соответственно. Критерием, характеризующим степень вовлечения частиц в движение газовой фазы, является число Стокса в осредненном движении:  $Stk = \tau / \tau_f$ , где  $\tau_f$  — турбулентный временной макромасштаб. По данным работы [7]  $\tau_f = 5H / U_{m1} = 0,025$  с и, учитывая, что  $\tau = 6,9 \cdot 10^{-3} - 0,01$ , получаем  $Stk \approx 0,3-3$ , это говорит о том, что частицы могут как хорошо вовлекаться в турбулентное движение газа при  $Stk < 1$ , так и не взаимодействовать с ним при  $Stk > 1$  [32].

Линии тока газовой фазы в закрученном двухфазном потоке за внезапным расширением трубы приведены на рис. 3. Видно наличие большой рециркуляционной зоны, образованной вращением потока и расположенной в приосевой части канала и отрывной

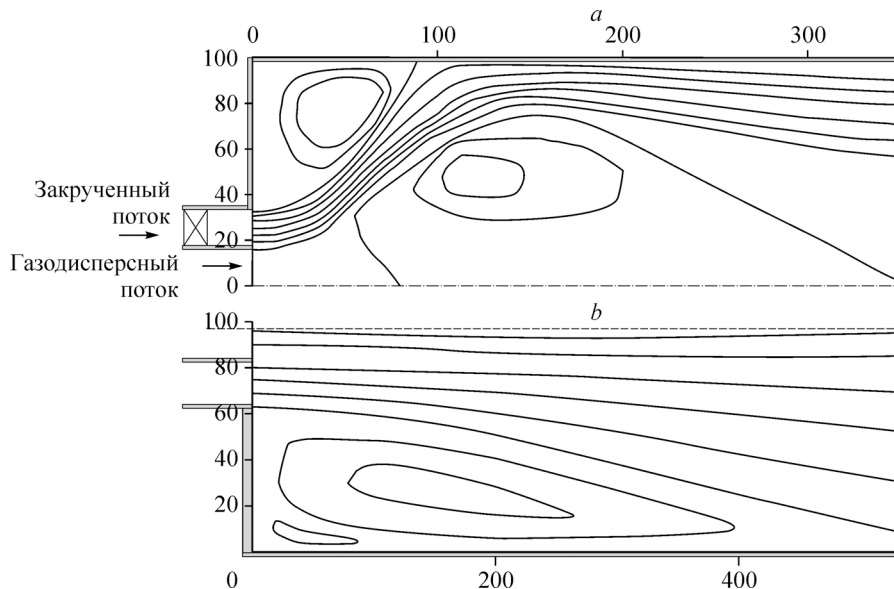


Рис. 3. Линии тока газовой фазы в отрывном закрученном двухфазном потоке.  $S = 0,47$  (a), 0 (b);  $d = 45$  мкм,  $Stk = 0,58$ ,  $M_P = 0,034$ .

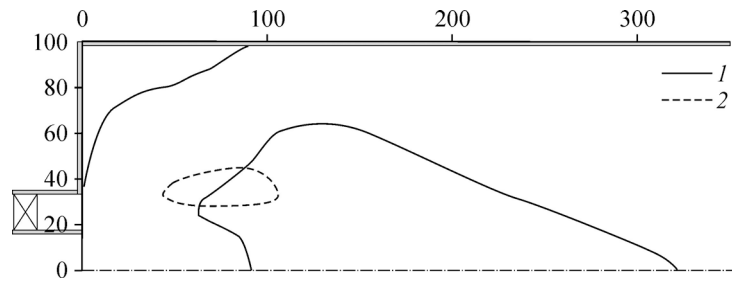


Рис. 4. Границы нулевых значений аксиальных осредненных скоростей газовой (1), дисперсной (2) фаз.  
 $d = 45$  мкм,  $Stk = 0,58$ ,  $M_p = 0,034$ ,  $S = 0,47$ .

области. В пристенной части трубы за счет внезапного расширения цилиндрического канала формируется область рециркуляции с последующим присоединением двухфазного течения (см. рис. 3а). В результате вращения образуется зона рециркуляции в приосевой части трубы, размеры которой в целом согласуются с данными измерений [11, 12].

Полученные результаты согласуются с данными численных расчетов [12, 14, 17]. При этом в отличие от двухфазного течения за внезапным расширением трубы [9] при отсутствии закрутки (при  $S = 0$ ) отсутствует вторичный угловой вихрь (см. рис. 3б). Расчеты для отрывного потока ( $S = 0$ ) проведены при одинаковых массовых расходах двухфазного и однофазного потоков и для той же конфигурации экспериментального участка, что и для закрученного ограниченного течения. В силу инерционности частиц зона обратных токов для дисперсной фазы заметно меньше по сравнению с зоной рециркуляции газовой фазы (см. рис. 4).

Рассчитанные с применением лагранжева подхода [8] траектории твердых частиц показаны на рис. 5 для частиц диаметром 45 мкм. В настоящей работе используется улучшенный метод раздельного течения фаз (Improved Stochastic Separated Flow, ISSF) [33]. Основное отличие от известной стохастической модели раздельного течения фаз состоит в том, что взаимодействие между фазами представляет собой непрерывный процесс. В уравнениях движения частиц используется осредненная скорость фаз. Случайные среднеквадратические пульсации дисперсной фазы рассчитываются вдоль стохастической траектории, таким образом, в подходе сохраняется стохастический характер. Также отметим, что для приведенного на этом рисунке размера дисперсной фазы характерным является унос частиц из приосевой области трубы. Результаты расчетов траекторий частиц с использованием рассматриваемого подхода дают качественно подобную картину, как и расчет по LES методу [18, 19], и несколько отличаются от результатов, полученных с использованием  $k-\varepsilon$  модели в работе [14].

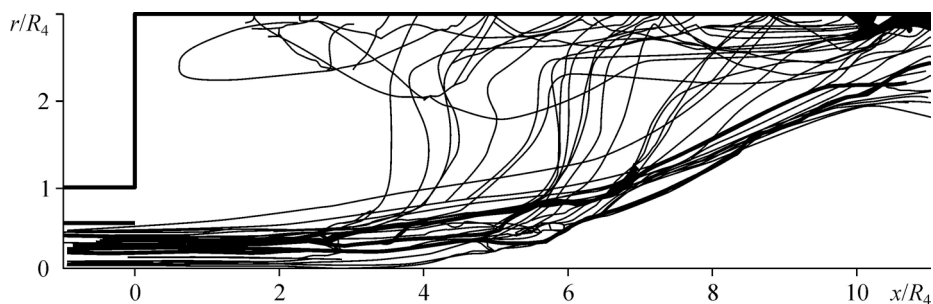


Рис. 5. Траектории твердых частиц в закрученном газодисперсном потоке за внезапным расширением трубы вдоль оси трубы и по ее сечению при  $x/(2R_5) = 4$ .  
 $d = 45$  мкм,  $Stk = 0,58$ ,  $M_p = 0,034$ ,  $S = 0,47$ .

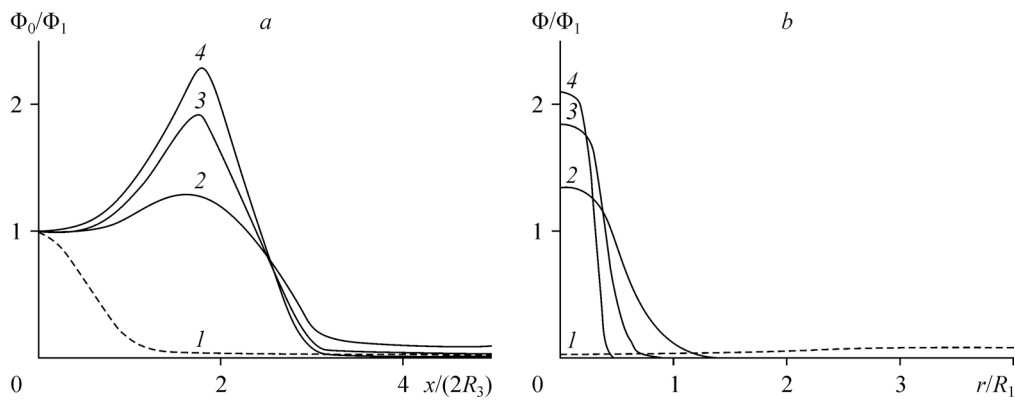


Рис. 6. Изменение объемной концентрации дисперсной фазы вдоль оси трубы (а) и на расстоянии  $x/(2R_3) = 1,6$  (б) в закрученном потоке.

$M_L = 0,034$ ,  $d = 30$  мкм,  $Stk = 0,28$ ;  $S = 0$  (незакрученное двухфазное течение) (1), 0,2 (2), 0,47 (3), 1 (4).

На рис. 6 приведены данные расчетов изменения концентрации дисперсной фазы по длине (рис. 6а) и по ее сечению на расстоянии  $x/(2R_3) = 1,6$  от положения отрыва потока (рис. 6б) в зависимости от величины параметра закрутки  $S$ . Здесь  $\Phi_0$ ,  $\Phi$  и  $\Phi_1$  — объемные концентрации частиц на оси трубы в рассматриваемом контрольном объеме и во входном сечении соответственно. Для двухфазного потока без закрутки при  $S = 0$  (линия 1) характерным является быстрое распространение частиц по сечению трубы за сечением ее внезапного расширения, что приводит к резкому снижению величины их концентрации в приосевой зоне трубы и накоплению в пристенной области [34], аналогичная картина наблюдается и для течения в канале [35]. Для закрученного потока характерным является рост количества частиц на оси трубы за счет действия центробежных сил. Причем этот эффект становится более выраженным с увеличением величины параметра закрутки. Распределение частиц по сечению трубы также носит немонотонный характер (см. рис. 6б). В случае незакрученного потока наблюдается резкое уменьшение концентрации частиц за счет внезапного расширения трубы. В отрывном опускном потоке количество дисперсной фазы возрастает в направлении стенки. Максимум концентрации отмечен в пристенной рециркуляционной области. В закрученном потоке ( $S > 0$ ) величина объемной концентрации дисперсной фазы имеет свой максимум в приосевой области трубы, и далее в направлении стенки ее величина крайне мала ( $\Phi/\Phi_1 \rightarrow 0$ ).

Отличие в размере дисперсных частиц приводит к значительным различиям в распределении концентрации частиц в отрывных зонах (см. рис. 7). Для мелких частиц ( $d = 30$  мкм) наблюдается резкий рост концентрации дисперсной фазы в начальных

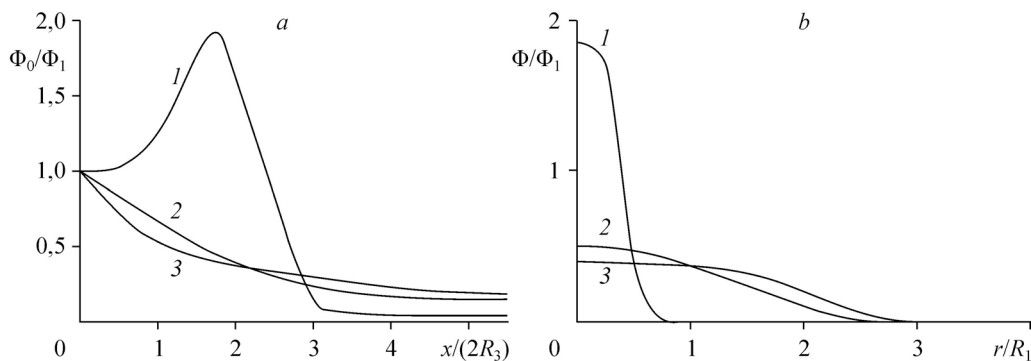


Рис. 7. Влияние размера частиц на изменение объемной концентрации дисперсной фазы в закрученном потоке вдоль оси трубы (а) и в сечении  $x/(2R_3) = 1,6$  (б).

$M_L = 0,034$ ,  $S = 0,47$ ;  $d = 30$  (1), 45 (2), 100 (3) мкм,  $Stk = 0,26$  (1), 0,58 (2), 2,6 (3).

сечениях за счет ее накопления в области рециркуляции под действием обратных токов. Неравномерность профиля турбулентной кинетической энергии газовой и дисперсной фаз по радиусу трубы приводит к возникновению турбулентной миграции частиц (силы турбофореза) в сторону оси трубы. Этим и вызвано наличие максимума концентрации твердых частиц на оси канала в случае небольших частиц ( $d = 30$  мкм). Для самых инерционных частиц ( $d = 100$  мкм) характерным является быстрое рассеивание дисперсной фазы по сечению канала из-за действия центробежных сил и турбулентной диффузии и миграции. Эти выводы согласуются с данными измерений [11, 12] и численных расчетов для закрученных двухфазных потоков при наличии отрывных зон, приведенными в работе [36].

#### 4. Сопоставление с данными измерений

Для сопоставления с результатами численных расчетов использовались известные экспериментальные данные [11, 12]. При проведении экспериментов исследовалось закрученное двухфазное течение в опускном режиме течения за внезапным расширением трубы. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 1. Измерения выполнялись с использованием однокомпонентного фазового доплеровского анемометра (Phase Doppler Anemometer, PDA). Отметим, что расчет начинался с расстояния  $x = 3$  мм от сечения отрыва. В этом сечении приведены данные измерений, которые были использованы в качестве входных при проведении численного моделирования. В электронном виде экспериментальная база данных приведена в работе [37] и она была использована авторами настоящей работы при проведении сопоставительного анализа. Средний диаметр стеклянных частиц  $d$  в работах [11, 12], определенный по их количеству в единице объема (mean number), равнялся 45 мкм, а их разброс варьировался в диапазоне от 0 до 123,8 мкм.

Результаты сопоставительного анализа результатов численных расчетов с данными измерений для осредненных аксиальных  $U$  и  $U_L$ , радиальных  $V$  и  $V_L$  и трансверсальных  $W$  и  $W_L$  компонент скоростей фаз показаны на рис. 8. Для сечения  $x = 315$  мм не приведено экспериментальных данных для частиц в приосевой зоне трубы ввиду малой величины их скорости в приосевой зоне. В начальном сечении, расположенном на расстоянии 3 мм от сечения внезапного расширения трубы, осредненные скорости фаз одинаковы. Расчеты дают несколько меньшую величину скоростей фаз, чем данные измерений для частиц, и несколько завышенное значение для газовой фазы. Все рассчитанные профили аксиальной скорости газовой фазы имеют ожидаемый максимум в пристенной зоне трубы (рис. 8a) за исключением первого сечения  $x = 52$  мм. Радиальные (рис. 8b) и трансверсальные скорости газа и твердых частиц (рис. 8c) уменьшаются по длине трубы по мере затухания закрутки и снижения величины аксиальной скорости. В целом наблюдается удовлетворительное согласование между результатами измерений и численного моделирования по всей длине расчетной области. Также наблюдается удовлетворительное согласование с данными расчетов [16] по осредненным полям скорости частиц, однако чтобы не перегружать рисунок, эти данные не приводятся.

Проведено сопоставление по трем компонентам пульсационных скоростей газа ( $u', v', w'$ ) и частиц ( $u'_L, v'_L, w'_L$ ) с данными измерений [11]. Эти результаты приведены на рис. 9. Можно отметить, что рассчитанная интенсивность всех трех компонент пульсаций скорости частиц несколько ниже соответствующих экспериментальных значений. Наблюдается заметная анизотропия в распределении компонент пульсаций скоростей обеих фаз в двухфазном потоке. Это подтверждает ограниченность использования изотропных подходов турбулентности (например,  $k-\varepsilon$  моделей) для описания сложных закрученных течений при наличии отрывных областей. В первом сечении при  $x = 52$  мм аксиальная пульсационная скорость частиц ниже, чем соответствующее значение для газа,



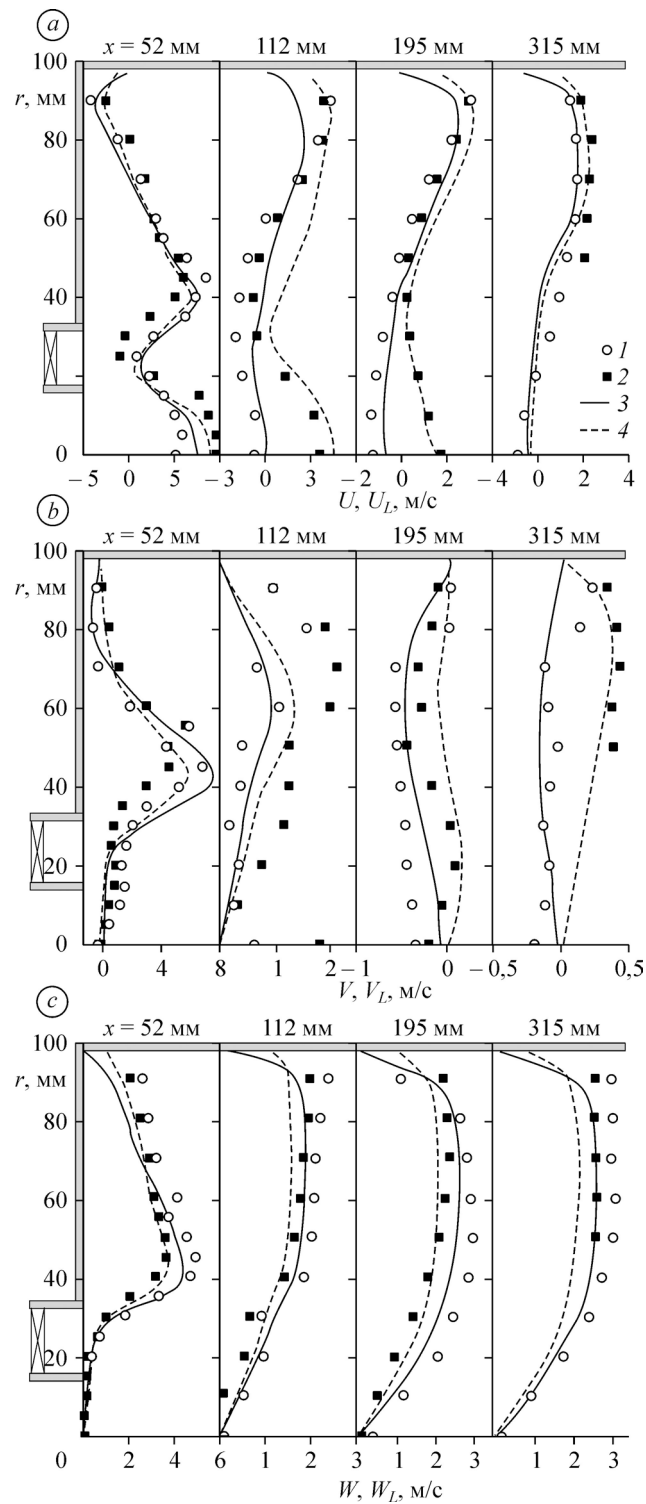


Рис. 8. Радиальные профили осредненных аксиальных (а), радиальных (б) и трансверсальных (с) скоростей фаз.

Символы — измерения [11]: 1 — газовая фаза, 2 — частицы; линии — расчет настоящей работы: 3 — газ, 4 — частицы;  $d = 45$  мкм,  $Stk = 0,58$ ,  $M_L = 0,034$ ,  $S = 0,47$ .

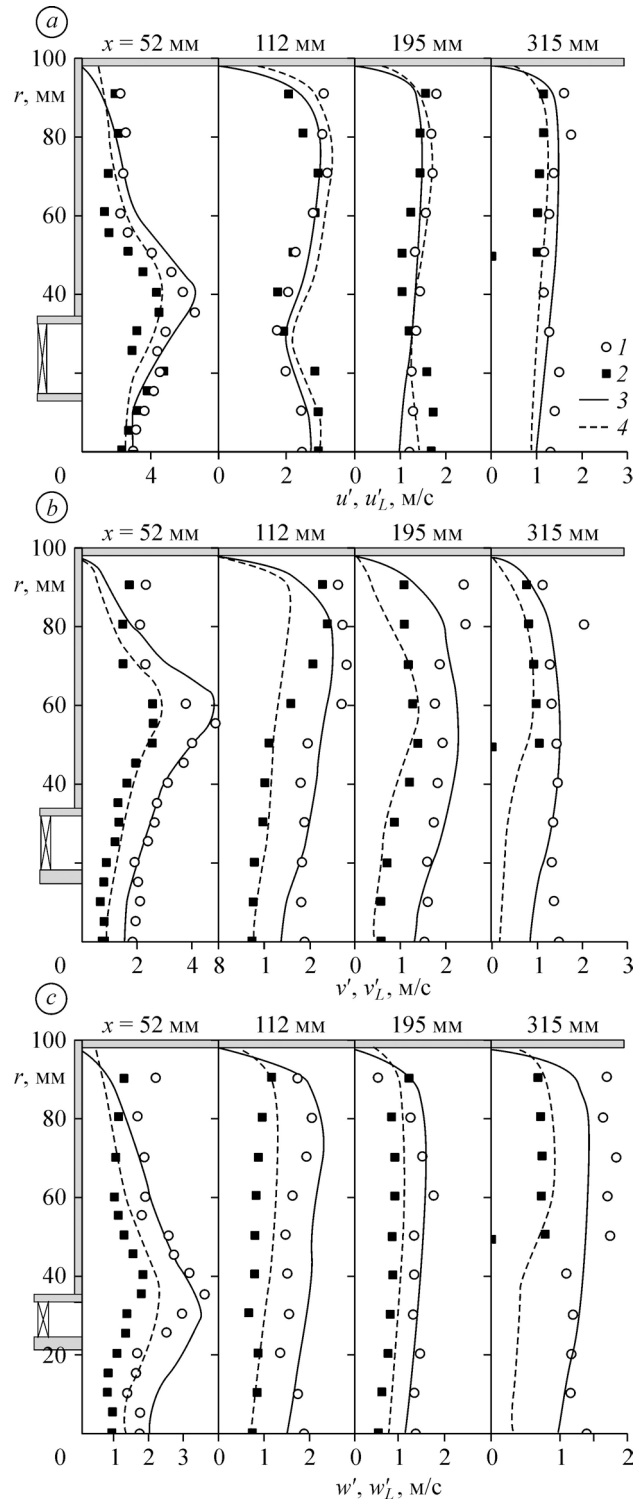


Рис. 9. Распределения аксиальных (а), радиальных (б) и трансверсальных (с) пульсаций скоростей фаз.

Символы — измерения [11]: 1 — газовая фаза, 2 — частицы; линии — расчет настоящей работы: 3 — газ, 4 — частицы;  $d = 45$  мкм,  $Stk = 0,58$ ,  $M_L = 0,034$ ,  $S = 0,47$ .

но уже ко второму сечению на расстоянии  $x = 112$  мм в расчетах получается обратная картина. В измерениях [11] интенсивность пульсаций скорости дисперсной фазы выше, чем соответствующее значение для воздуха в приосевой области. Это можно объяснить эффектом переноса частиц из области с высоким уровнем турбулентности газовой фазы в область с ее низким значением.

### Заключение

Показано значительное увеличение концентрации дисперсной фазы в приосевой зоне трубы в закрученном потоке с ростом параметра закрутки (более чем в два раза в сравнении с незакрученным отрывным потоком). Причиной этого является действие центробежных сил и силы турбулентной миграции частиц (турбофорез). С увеличением размера частицы могут не вовлекаться в отрывное закрученное течение и сохраняют положительную величину осредненной аксиальной скорости по все длине расчетной области. В силу инерционности частиц зона обратных токов в дисперсной фазе заметно меньше зоны рециркуляции газовой фазы.

Проведено сопоставление с данными измерений [11, 12] по осредненным и пульсационным характеристикам турбулентного двухфазного закрученного потока за внезапным расширением трубы. Расчетные результаты неплохо согласуются с данными измерений для двухфазного ограниченного закрученного потока (различие измеренных и рассчитанных параметров не превышает 20 %). Показана работоспособность разработанной авторами математической модели для описания закрученных двухфазных течений за внезапным расширением трубы. Получено удовлетворительное согласование с результатами численных расчетов с применением стохастического лагранжева метода [14] для осредненных характеристик двухфазного потока и потока массы дисперсной фазы.

### Список литературы

1. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука, 1977. 288 с.
2. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 366 с.
3. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
4. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987. 282 с.
5. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
6. Халатов А.А. Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наукова думка, 1989. 192 с.
7. Fessler J.R., Eaton J.K. Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 314. P. 97–117.
8. Пахомов М.А., Терехов В.И. Сравнение эйлерова и лагранжева описаний при исследовании течения и теплообмена в газокапельном осесимметричном отрывном турбулентном потоке // *Прикладная механика и техническая физика.* 2013. Т. 54, № 4. С. 96–108.
9. Селезнев Л.И., Цвигун С.Г. Исследование влияния условий закрутки на структуру двухфазного потока в расширяющемся канале // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1983. № 5. С. 85–90.
10. Liu C.H., Nouri J.M., Whitelaw J.H., Tse D.G.N. Particle velocities in a swirling confined jet flow // *Combustion Sci. Techn.* 1989. Vol. 68. P. 131–145.
11. Sommerfeld M., Qiu H.-H. Detailed measurements in a swirling particulate two-phase flow by a phase-Doppler anemometer // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 1991. Vol. 12. P. 20–28.
12. Sommerfeld M., Qiu H.-H. Characterization of particle-laden, confined swirling flow by phase-Doppler anemometer and numerical calculation // *Int. J. Multiphase Flow.* 1993. Vol. 19. P. 1093–1127.
13. Jing J.P., Li Z.Q., Wang L., Chen Z.C., Chen L.Z., Zhang F.C. Influence of the mass flow rate of secondary air on the gas/particle flow characteristics in the near-burner region of a double swirl flow burner // *Chem. Eng. Sci.* 2011. Vol. 66. P. 2864–2871.
14. Sommerfeld M., Ando A., Wennerberg D. Swirling, particle-laden flows through a pipe expansion // *ASME J. Fluids Eng.* 1992. Vol. 114. P. 648–656.
15. Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Расчет двухфазных закрученных струйных потоков // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1994. № 1. С. 71–78.
16. Zhou L.X., Liao C.M., Chen T. Simulation of strongly swirling turbulent gas-particle flows using USM and  $k-\varepsilon-k_p$  two-phase turbulence models // *Powder Techn.* 2001. Vol. 114. P. 1–11.

17. Сейржич М., Менгер Ф. Измельчение расчетной сетки при моделировании закрученного двухфазного потока // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 2. С. 171–183.
18. Apte S.V., Mahesh K., Moin P., Oefelein J.C. Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in a coaxial-jet combustor // Int. J. Multiphase Flow. 2003. Vol. 29. P. 1311–1331.
19. Liu Y., Zhou L.X., Xu C.X. Numerical simulation of instantaneous flow structure of swirling and non-swirling coaxial-jet particle-laden turbulence flows // Physica A. 2010. Vol. 389. P. 5380–5389.
20. Sanjose M., Senoner J.M., Jaegle F., Cuenot B., Moreau S., Poinso T. Fuel injection model for Euler–Euler and Euler–Lagrange large-eddy simulations of an evaporating spray inside an aeronautical combustor // Int. J. Multiphase Flow. 2011. Vol. 37. P. 514–529.
21. Jakirlic S., Hanjalic K., Tropea C. Modeling rotating and swirling turbulent flows: a perpetual challenge // AIAA J. 2002. Vol. 40. P. 1984–1996.
22. Fu S., Huang P.G., Launder B.E., Leschziner M.A. A comparison of algebraic and differential second-moment closures for axisymmetric turbulent shear flows with and without swirl // ASME J. Fluids Eng. 1988. Vol. 110. P. 216–221.
23. Yang S.L., Siow Y.K., Peschke B.D., Tacina R.R. Numerical study of nonreacting gas turbine combustor swirl flow using Reynolds stress model // ASME J. Eng. Gas Turbines Power. 2003. Vol. 125. P. 804–811.
24. Jawarneh A.M., Vatistas G.H. Reynolds stress model in the prediction of confined turbulent swirling flows // ASME J. Fluids Eng. 2006. Vol. 128. P. 1377–1388.
25. Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А., Мишаков А.В. Численное исследование прецессии вихревого ядра в модельной гидротурбине с помощью гибридных методов расчета турбулентных течений // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 739–750.
26. Manceau R., Hanjalic K. Elliptic blending model: a new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // Phys. Fluids. 2002. Vol. 14. P. 744–754.
27. Beishuizen N., Naud B., Rockaerts D. Evaluation of a modified Reynolds stress model for turbulent dispersed two-phase flows including two-way coupling // Flow, Turbulence and Combustion. 2007. Vol. 79. P. 321–341.
28. Zaichik L.I. A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.
29. Hanjalic K., Jakirlic S. Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows // Computers & Fluids. 1998. Vol. 27. P. 137–156.
30. Деревич И.В. Гидродинамика и тепломассоперенос частиц при турбулентном течении газозвеси в трубе и осесимметричной струе // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 1. С. 86–99.
31. Dellenback P.A., Metzger D.E., Neitzel G.P. Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion // AIAA J. 1989. Vol. 26. P. 669–681.
32. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 3. С. 421–455.
33. Chan C.K., Zhang H.Q., Lau K.S. An improved stochastic separated flow model for turbulent two-phase flow // Comp. Mech. 2000. Vol. 24. P. 491–502.
34. Mukin R.V., Zaichik L.I. Non-linear stress model for two-phase turbulent flow laden with small heavy particles // Int. J. Heat Fluid Flow. 2012. Vol. 33. P. 81–91.
35. Sikovsky D.P. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows // Flow, Turbulence and Combustion. 2014. Vol. 92. P. 41–64.
36. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994. 320 с.
37. Электронный ресурс. Режим доступа свободный: <http://www-mvt.iw.uni-halle.de/testfaelle/drallstroemung>.

*Статья поступила в редакцию 16 января 2015 г.,  
после доработки — 20 февраля 2015 г.*