

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ В ЗАДАЧАХ ВОДОРОДНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ АВАРИЯХ НА АЭС

Токарев Ю.Н., Дробышевский Н.И., Тарасов О.В., Филиппов А.С.

*Институт Проблем Безопасного Развития Атомной Энергетики*

Тяжёлые аварии на атомной станции с водо-водяным реактором, связанные с разрушением активной зоны, сопровождаются выходом большого количества водорода. Одна из важнейших задач водородной безопасности при авариях на АЭС состоит в оценке возможного количества образующегося водорода, его пространственного распределения в объёме подкупольного пространства защитной оболочки АЭС и выявлении мест, где концентрация водорода может быть близкой к порогу воспламенения. В трехкомпонентной смеси водород-воздух-пар под защитной оболочкой более лёгкий водород может концентрироваться под потолком помещений, что увеличивает вероятность воспламенения. В работе описана численная модель для расчёта турбулентного теплообмена в смеси газов, основанная на вычислительной гидродинамике. При разработке модели малый молекулярный вес водорода и возникающая локальная неоднородность плотности потребовали соответствующей модификации уравнений движения и турбулентной кинетической энергии.

Одним из способов воздействия на стратификацию водорода является поток мелких капель (спрей), который в описываемой методике рассматривается в рамках двухжидкостной модели. Учитываются межфазный обмен импульсом, теплообмен и массообмен при испарении или конденсации водяного пара на каплях спрея, а также влияние дисперсной фазы на турбулентность. Приведены результаты верификации на экспериментах.

**Ключевые слова:** смесь газов, турбулентность, двухжидкостная модель, CFD, спрей, время релаксации

### Обозначения

$c$  – молярная плотность смеси газов кгМоль/м<sup>3</sup>

$x_i$  – объемная плотность  $i$ -й компоненты

$\partial_i$  – дифференцирование по  $i$ -й пространственной декартовой координате

$\mathbf{u}$  – скорость газовой фазы, м/с

$\mathbf{u}_s$  – скорость твердой фазы, м/с

$d_s$  – диаметр капель спрея, м

$\rho_s$  – плотность воды (капли спрея), кг/м<sup>3</sup>

$x_s$  – объемная плотность капель воды

$S_v = 6x_s/d_s$  – площадь поверхности капель на единицу объема, 1/м

$\mathbf{g}$  – ускорение силы тяжести, м/с<sup>2</sup>

$\mu$  – молекулярный коэффициент вязкости смеси, кг/м·с

$\lambda$  – молекулярный коэффициент теплопроводности смеси, Вт/м·К

$D$  – молекулярный коэффициент диффузии, м<sup>2</sup>/с

$\nu_t$  – кинематическая турбулентная вязкость, м<sup>2</sup>/с

$\alpha_i = 1/Sc_i$  – обратное турбулентное число Шмидта

$Pr_t$  – турбулентное число Прандтля

$\dot{c}$  – молярная плотность источника массы, кгМоль/с·м<sup>3</sup>  
 $\dot{m}$  – плотность источника массы, кг/с·м<sup>3</sup>  
 $T$  – температура газовой фазы, К  
 $T_s$  – температура капель спрея, К  
 $r$  – теплота парообразования воды, Дж/кг  
 $a'$  – турбулентная пульсация соответствующая осредненной величине  $a$   
 $P$  – термодинамической давление в газовой фазе, Па  
 $p$  – динамическое давление в газовой фазе, Па  
 $R_0$  – универсальная газовая постоянная, кг·м<sup>2</sup>/ (с<sup>2</sup>·К·кгМоль)  
 $\langle \rangle$  – обозначение операции пространственного осреднения

### Сокращения

CFD – Computational Fluid Dynamics

ППП – пассивные пульсации плотности

## 1. Система уравнений

Для расчета состояния трехкомпонентной смеси газов необходимо рассматривать два уравнения диффузии для объемных плотностей (см. [1]), например для водорода и пара; третья объемная плотность находится из (3)

$$\frac{\partial c x_i}{\partial t} + \nabla \cdot (c x_i \mathbf{u}) = \nabla \cdot c (D + \alpha_i \nu_i) \nabla x_i + \dot{c}_i \quad (1)$$

В (1)  $c$  - молярная плотность смеси газов,  $x_i$  - объемная плотность  $i$ -й компоненты,  $\mathbf{u}$  - скорость газовой смеси,  $D$  - молекулярный коэффициент диффузии,  $\alpha_i = 1/Sc_i$  - обратное турбулентное число Шмидта,  $\nu_i$  - кинематическая турбулентная вязкость,  $\dot{c}_i$  - источник массы, не равный нулю для пара при испарении или конденсации на каплях спрея. В уравнении (1) и других уравнениях, относящихся к газовой смеси не учитывается объем, занимаемый каплями спрея ввиду его относительной малости по сравнению с объемом газовой смеси. Это отношение в рассматриваемых случаях меньше чем  $10^{-3}$ .

Для определенности положим  $i = 1$  для водорода,  $i = 2$  для воздуха,  $i = 3$  для пара. Уравнение (1) было получено путем осреднения соответствующего ламинарного уравнения, при этом использовалось соотношение Прандтля для корреляции

$$\langle x'_i u'_k \rangle = -\alpha_i \nu_i \partial_k x_i \quad (2)$$

В (2) штрихами обозначены пульсации соответствующих величин. Поскольку пульсации скорости переносят частицы жидкости, имеющие разную объемную плотность в разных точках области течения, возникают соответствующие пульсации плотности, которые в этом случае уместно назвать пассивными (ППП), так как они не связаны с изменением давления в газе. Плотность смеси газов зависит от соотношения объемных концентраций  $x_i$ , корреляции значений которых со скоростью соответствуют (2) и для которых выполняются соотношения

$$x_1 + x_2 + x_3 = 1 \Rightarrow x'_1 + x'_2 + x'_3 = 0 \quad (3)$$

Для плотности смеси газов справедливо соотношение

$$\rho = c (M_1 x_1 + M_2 x_2 + M_3 x_3) \quad (4)$$

В (4)  $M_i$  - молекулярный вес  $i$ -й компоненты. В рассматриваемой задаче принимаем, что скорости газовой смеси и ее пульсации малы по сравнению со скоростью звука, что позволяет считать выполняющимся уравнение состояния идеального газа

$$P = cR_0T \quad (5)$$

В (5)  $P$  - давление, которое считаем одинаковым во всем рассматриваемом объеме, зависящим только от времени и не подверженным пульсациям. Тогда из уравнения (5) следует, что  $c$  - зависит при заданном давлении только от температуры  $T$ , и не зависит от пульсаций объемных плотностей газов.  $R_0$  - универсальная газовая постоянная.

Уравнения (3) позволяют считать плотность зависящей линейно только например от объемных плотностей двух первых компонент и их пульсаций. Из (4) для пульсаций плотности имеем

$$\rho' = \sum_{i=1}^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} x'_i = c \sum_{i=1}^2 (M_i - M_3) x'_i \quad (6)$$

и аналогично для производной плотности по  $k$ -й пространственной координате

$$\partial_k \rho = c \sum_{k=1}^2 (M_k - M_3) \partial_k x_i \quad (7)$$

Поскольку молекулярные веса компонент газовой смеси в рассматриваемом случае различаются в десятки раз, пульсации объемных плотностей приводят к таким же по порядку величины пульсациям плотности. Учет таких пульсаций тем более важен, чем сильнее градиент плотности. Это имеет место в областях соприкосновения газов с различными индивидуальными плотностями, например водорода, сосредоточенного в верхней части подкупольного пространства, и остальной смеси воздуха и пара, расположенных ниже.

Используем (6), (7) и (2) для вычисления корреляции пульсаций плотности и скорости

$$\langle \rho' u'_j \rangle = \left\langle c \sum_{i=1}^2 (M_i - M_3) x'_i u'_j \right\rangle = -c \alpha_i \nu_i \sum_{i=1}^2 (M_i - M_3) \partial_j x_i = -\alpha_i \nu_i \partial_j \rho \quad (8)$$

При выводе соотношения (8) не учитывалась зависимость пульсаций плотности  $\rho$  от пульсаций молярной плотности  $c$ , которые зависят от пульсаций температуры  $T$ , как это следует из уравнения (5). Такой учет легко сделать и, если принять  $Pr_i = Sc_i$ , также приходим к соотношению (8). Кроме того влияние пульсаций температуры на пульсации плотности много меньше влияния пульсаций объемных плотностей.

Соотношение (8) обобщается на любое число компонент газовой смеси.

Используем полученное соотношение (8) при Рейнольдсовом осреднении уравнения импульсов и при выводе уравнения кинетической энергии пульсаций скорости.

Уравнение импульсов имеет вид

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} + F_d x_s (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}) \quad (9)$$

В уравнении (9) последнее слагаемое правой части учитывает силу сопротивления капель снега

$$F_d = \frac{\rho_s C_D Re}{24 \tau_p}, \quad Re = \frac{\rho |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}| d_s}{\mu}, \quad C_D = \frac{24}{Re} (1 + Re^{0.687}), \quad \tau_p = \frac{\rho_s d_s^2}{18 \mu} \quad (10)$$

При малых скоростях  $M < 0.3$ , и термодинамическом давлении  $P \geq 1 \text{ bar}$  для динамического давления выполняется условие  $p \ll P$ , что позволяет эти величины рассчитывать независимо. Подставляем во второе слагаемое левой части (9)  $u_i = u_i + u'_i$ ,  $\rho = \rho + \rho'$ ,  $p = p + p'$  и делаем Рейнольдсово осреднение, оставляя корреляции только второго порядка

$$\langle \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle = \rho u_i u_k + \rho \langle u'_i u'_k \rangle + u_i \langle \rho' u'_k \rangle + \langle \rho' u'_i \rangle u_k \quad (11)$$

Второй член правой части (11)  $\rho \langle u'_i u'_k \rangle$  представляет тензор напряжений Рейнольдса, третье и четвертое слагаемые правой части (11) представляют ППП. Подстановка (8) в (11) и использование гипотезы Буссинеска, см. например [2]

$$\tau_{ik} = -\rho \langle u'_i u'_k \rangle = \mu_t (\partial_k u_i + \partial_i u_k) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ik} - \frac{2}{3} \mu_t \partial_p u_p \delta_{ik} \quad (12)$$

позволяет результат осреднения уравнения импульсов (9) представить в виде

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} - \alpha_i \nu_i \nabla \rho) \mathbf{u} - \nabla \cdot [(\mu + \mu_t)(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\alpha_i \nu_i \nabla \rho \mathbf{u}) + F_d(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}) \quad (13)$$

Уравнение (13) показывает, что учет ППП приводит к коррекции плотности потока массы  $-\alpha_i \nu_i \nabla \rho$  в конвективном члене и дополнительному притоку импульса  $\nabla \cdot (\alpha_i \nu_i \mathbf{u} \nabla \rho)$  в правой части (13). Для молекулярной вязкости применялась формула  $\mu = \sum_{i=1}^3 x_i \mu_i$ , где  $\mu_i$  - молекулярная вязкость  $i$ -й компоненты. В расчетах использовалась низкорейнольдсовая модель турбулентности  $k - \omega SST$  и турбулентная вязкость вычислялась по формуле (19).

Для определения поля динамического давления в (13) использовалась модификация уравнения неразрывности (см. [1]),

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (c \mathbf{u}) = \dot{c} \quad (14)$$

учитывающая независимость от координат термодинамического давления. Подставляя в (14) выражение для молярной плотности  $c$  из (5), приходим к уравнению

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{\dot{c}}{c} \quad (15)$$

Первое слагаемое правой части (15) не зависит от координат, что позволяет проинтегрировав (15) по расчетной области получить выражение для дивергенции скорости

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} d\Gamma - \left[ \frac{\dot{c}}{c} - \frac{1}{V} \int_V \frac{\dot{c}}{c} dV \right] + \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} dV \quad (16)$$

Практика численных расчетов показывает, что члены с температурой в (16) можно выбросить без ущерба для точности в рассматриваемом классе задач. Таким образом выражение (16) определяет дивергенцию скорости, поскольку все члены в правой части определяются из граничных условий и условий теплообмена. В рассматриваемом классе задач величина  $\nabla \cdot \mathbf{u}$  невелика, однако процессы могут быть продолжительными и пренебрежение этой величиной в уравнении неразрывности привело бы к большим потерям массы в расчетной области; пренебрежение этой величиной в уравнении (12) не приводит к заметным погрешностям.

Учет ППП, представленный соотношением (8), при выводе уравнения кинетической энергии пульсаций приводит к уравнению

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot \rho k \mathbf{u} = \nabla \cdot [(\mu + \sigma^* \mu_t) \nabla k] + \mu_t \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} - \beta^* \rho k \omega + \alpha_i \nu_i [\nabla \cdot (\mathbf{U} \mathbf{U}) \cdot \nabla \rho - \mathbf{g} \cdot \nabla \rho] + S_k \quad (17)$$

Член  $\alpha_i \nu_i \nabla \cdot (\mathbf{U} \mathbf{U}) \cdot \nabla \rho$  правой части (17) учитывает влияние ППП, член  $-\alpha_i \nu_i \mathbf{g} \cdot \nabla \rho$  - плавучести, член  $S_k$  - влияние капель спрея, см. [3].

Уравнение для  $\omega$  имеет вид

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \omega \mathbf{u} = \nabla \cdot [(\mu + \sigma \mu_t) \nabla \omega] + \alpha \frac{\omega}{k} \mu_t \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u} - \beta k \omega^2 + S_\omega \quad (18)$$

В (17) и (18)  $\alpha = \frac{5}{9}$ ,  $\beta = \frac{3}{40}$ ,  $\beta^* = \frac{9}{100}$ ,  $\sigma = \frac{1}{2}$ ,  $\sigma^* = \frac{1}{2}$  – эмпирические коэффициенты замыкания, член  $S_\omega$  учитывает влияние капель спрея. Решение уравнений (17) и (18) позволяет вычислить турбулентную вязкость по формуле

$$\mu_t = \rho \nu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (19)$$

Для учета влияния капель спрея на турбулентность использовалась модель Чена и Вуда [4], в терминах модели  $k - \omega$  принимающая вид

$$S_k = \frac{2k\rho_s x_s}{\tau_p} \left( 1 - \exp \left\{ \frac{-0.5\tau_p}{C_\mu \omega} \right\} \right), \quad S_\omega = \frac{2C_\mu k \omega \rho_s x_s}{\tau_p} \quad (20)$$

В формулах (20)  $C_\mu = 0.09$  и выражение для времени релаксации  $\tau_p$  приведено в (10).

Уравнение энергии для смеси газов, см. [4] имеет вид

$$\begin{aligned} \rho C_v \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot \left( \lambda + \rho C_v \frac{\nu_t}{Pr_t} \right) \nabla T - P \nabla \cdot \mathbf{u} + \\ \rho \nabla T (D + \alpha_t \nu_t) \sum_{i=1,3} (C_i - C_2) \nabla \omega_i + r C_3 (T_s - T) + k S_v (T_s - T) \end{aligned} \quad (21)$$

В уравнении (21) третье слагаемое правой части учитывает обмен энергией между компонентами газовой смеси вследствие турбулентной диффузии, четвертое – изменение энергии в случае испарения/конденсации капель спрея. Градиент массовой концентрации  $\nabla \omega_i$  пересчитывался через градиенты объемных концентраций по известным формулам [1]. Последнее слагаемое правой части описывает теплообмен газовой смеси с каплями спрея;  $S_v = 6x_s/d_s$  – суммарная поверхность капель в единице объема,  $x_s$  – объемная доля спрея, состоящего из капель диаметром  $d_s$ ,  $T_s$  – температура капель спрея,  $k$  – коэффициент теплоотдачи, находящийся из формулы [5]

$$Nu_k = \frac{k d_s}{\lambda_{cm}} = (2 + 0.6 Re_s^{0.5} Pr^{0.333}) \quad (22)$$

Для молекулярной теплопроводности применялась формула  $\lambda = \sum_{i=1}^3 x_i \lambda_i$ , где  $\lambda_i$  – молекулярная теплопроводность  $i$ -й компоненты. Для удельной теплоемкости смеси применялась формула  $C_v = \sum_{i=1}^3 x_i M_i C_{vi}$ , где  $C_{vi}$  – удельная теплоемкость  $i$ -й компоненты. Выражение для числа Рейнольдса приведено в (10) и для числа Прандтля использовалась формула  $Pr = \frac{\mu C_v}{\lambda}$ .

В уравнении движения капель спрея использовалось в эйлеровом представлении и учитывались только силы гравитации и вязкого сопротивления

$$\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s - \mathbf{u}_s \nabla \cdot \mathbf{u}_s = \frac{F_d}{\rho_s} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) + \mathbf{g} \quad (23)$$

В уравнении транспорта объемной плотности капель спрея коэффициент диффузии выбирался равным турбулентной составляющей эффективного коэффициента диффузии для газовых компонент

$$\frac{\partial x_s}{\partial t} + \nabla \cdot (x_s \mathbf{u}_s) = \nabla \cdot \alpha_t \nu_t \nabla x_s + \dot{x}_s \quad (24)$$

Для источниковых членов  $\dot{c}_3$  в уравнении (1) и  $\dot{x}_s$  в уравнении (24) использовались соотношения, определяющие полный поток массы, учитывающий диффузионный и Стефанов потоки, при испарении/конденсации капли

$$\dot{c}_3 = \frac{c\beta_M(P_s(T_s)/P - x_3)}{1 - x_c} \frac{6x_s}{d_s} = cF_s x_s \left( \frac{P_s(T_s)}{P} - x_3 \right), F_s = \frac{6\beta_M}{d_s(1 - x_c)} \quad (25)$$

В уравнении (25)  $P_s(T_s)$  – давление насыщенных водяных паров при температуре капель спрея  $T_s$ , и, следовательно  $P_s(T_s)/P$  – объемная концентрация паров воды на поверхности капель. Коэффициент массоотдачи  $\beta_M$  находится из критериального соотношения

$$Nu = \frac{\beta_M d_s}{D} = (2 + 0.6 Re^{0.5} Sc^{0.333}), Sc = \frac{D}{\nu} \quad (26)$$

Соответственно

$$\dot{x}_s = \frac{M_3 \dot{c}_3}{\rho_s} = \frac{M_3 c F_s x_s}{\rho_s} \left( x_3 - \frac{P_s(T_s)}{P} \right) \quad (27)$$

Уравнение тепломассообмена капель спрея с газовой смесью

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}_s T_s - T_s \nabla \cdot \mathbf{u}_s = \frac{6k}{d_s \rho_s C_s} (T - T_s) + \frac{r}{\rho_s c_s} M_A c F_{sM} \left( x_3 - \frac{P_s(T_s)}{P} \right) \quad (28)$$

Последнее слагаемое в (28) учитывает теплоту испарения/конденсации.

## 2. Процедура численного решения

Для численного решения системы уравнений (1), (3), (4), (5), (13), (16), (17), (18), (19), (23), (24), (28) использовалась среда разработки задач CFD с открытым исходным кодом – OpenFOAM.

Из уравнения (16) видно, что дивергенция скорости равна нулю только в случае отсутствия испарения/конденсации, течение изотермично и объемный расход газа, входящего в расчетную область, равен выходящему объемному расходу. Этот случай в точности соответствует течению несжимаемой жидкости. В случае закачки газа в замкнутый объем и/или при наличии процессов теплообмена и испарения/конденсации дивергенция скорости не нулевая, но вычисляемая величина. Это позволяет систему уравнений (13) и (16) решать методом SIMPLE, применяемым обычно для несжимаемых жидкостей. Решение этой системы включено во внешний цикл, в котором содержатся остальные уравнения системы, взаимосвязанные через физические параметры и турбулентную вязкость.

При решении уравнения (28) функция давления насыщенных паров воды  $P_s(T_s)$  линеаризовывалась по температуре капель спрея  $T_s$ .

## 3. Численное моделирование экспериментов

В целях верификации программы в части расчета газовой фазы и проверки влияния членов, учитывающих ППП в уравнениях импульсов и кинетической энергии пульсаций скорости, численно моделировались два эксперимента со струями гелия [6] и пропана [7] в воздухе и эксперимент по размыванию стратифицированного слоя гелия в воздухе в установке MISTRA [8] с использованием струи воздуха. Кроме того моделировался эксперимент по размыванию стратифицированного слоя гелия в воздухе в установке TOSQAN с использованием спрея [9].

В данных экспериментах, таким образом, присутствуют двухкомпонентные смеси газов. Турбулентное число Шмидта во всех расчетах полагалось равным  $Sc_t = 0.7$ .

*a) Струя гелия в воздухе*

В данном эксперименте исследовалось истечение из небольшой трубки гелия диаметром  $D_j = 26 \text{ мм}$  со скоростью  $U_j = 32 \text{ м/с}$  в область, занятую воздухом, движущимся со скоростью  $U_e = 0.9 \text{ м/с}$  (Рис.1). Численное моделирование включало решение уравнений (1) для объемной плотности гелия, импульсов (13), неразрывности  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ , уравнений (17) и (18) модели  $k - \omega SST$ .

На Рис.2 представлено сравнение экспериментальных данных по изменению массовой плотности гелия  $\omega = \frac{M_{He} x_{He}}{M_{He} x_{He} + M_{Воздух} (1 - x_{He})}$ , где  $M_{He} = 4$ ,  $M_B = 28.9$  молекулярные веса гелия и воздуха,  $x_{He}$  - объемная лотность гелия, с результатами численного моделирования. По оси абсцисс отложена безразмерная координата вдоль оси струи  $x / D_j$ . На Рис.3 представлено аналогичное сравнение для безразмерной скорости  $U_j = \frac{U - U_e}{U_c - U_e}$  на оси струи. Результаты численного моделирования представлены без учета ППП и с их учетом на Рис.2 и 3. Из Рис.2 видно что учет ППП улучшает результаты по моделированию массовой плотности в начале струи и ухудшает их в средней ее части. Рис.3 показывает небольшое ухудшение моделирования скорости в начале струи и значительное улучшение в остальной части струи в случае учета ППП.

*b) Струя пропана в воздухе*

Экспериментальная установка для струи пропана в воздухе аналогична установке для струи гелия в воздухе (см. Рис.1). Из небольшой трубки диаметром  $D_j = 5.2 \text{ мм}$  со скоростью  $U_j = 70 \text{ м/с}$  в область, занятую воздухом, движущимся со скоростью  $U_e = 10 \text{ м/с}$ . Длина установки 2 м. Принципиальное отличие от предыдущего эксперимента заключается в том, что пропан ( $C_3H_8$ ,  $M = 44.09$ ) примерно в полтора раза тяжелее воздуха. Поскольку отношение молекулярных весов в данном эксперименте значительно меньше, то и результаты моделирования без учета ППП и с их учетом различаются также значительно меньше (см. Рис.4,5). На Рис.4 заметно очень незначительное ухудшение численного расчета с учетом ППП. На Рис.5 видно улучшение моделирования скорости в начале струи в случае учета ППП.

*c) Размывание стратифицированного слоя гелия в установке MISTRA*

Установка MISTRA имеет объем  $99.5 \text{ м}^3$ , высоту 7.3 м, внутренний диаметр 4.25 м. Эта установка имеет достаточно сложную внутреннюю конструкцию, ее упрощенная схема приведена на Рис.6, на котором представлено расположение струи воздуха и место выхода смеси воздуха и гелия. Струя воздуха вытекает из трубки со скоростью и расходом

С подробным описанием установки MISTRA можно ознакомиться в [8]. На Рис.7 представлена двумерная модель установки, в которой струя воздуха центрирована а расположение датчиков измерения объемной плотности гелия расположены в примерном соответствии с трехмерной моделью.

На Рис.8 приведены экспериментальные и расчетные значения объемной плотности в зависимости от времени, отсчитываемого от начала работы воздушной струи.

*d) Размывание стратифицированного слоя гелия в установке TOSQAN*

Спрей применяется в случае аварийной ситуации на АЭС для предотвращения чрезмерного повышения давления и для перемешивания газа в контейменте при наличии водорода. Таким образом моделирование спрея становится необходимым для контеймент-кодов. При наличии спрея появляются два новых главных процесса: тепломассообмена, заключающийся в конденсации на каплях или их испарении и динамический, вследствие увлечения газа каплями и его перемешивания. Данный процесс моделировался на эксперименте TOSQAN 113,

подробности которого описаны в [9], в двухмерном приближении. На Рис.9 представлены начальное распределение объемной плотности гелия  $x_1$  в момент подачи спрея. На Рис.10 показано изменение во времени  $x_1$  согласно данным эксперимента и численного моделирования. Главной особенностью численного моделирования данного эксперимента является учет воздействия капель спрея на турбулентность (см. формулы (20)). Если не учитывать этого воздействия, то турбулентность оказывается значительно выше, и процесс перемешивания гелия происходит в несколько раз быстрее, примерно за 100 с; из Рис.10 следует, что по результатам численного моделирования выравнивание концентраций в области расположения датчиков происходит примерно за 250 с, а согласно эксперименту за 300 с.

Вопрос учета воздействия твердых примесей на турбулентность исследовался в [10]. В этой работе предпринята попытка классифицировать соотношение параметров газа и твердых примесей при которых будет происходить увеличение или уменьшение турбулентности газовой фазы.

---

### Литература

1. Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport phenomena. 2002 John Wiley & Sons
2. Wilcox. D.C. Turbulence modeling for CFD. DCW Industries, 1994. 460 с.
3. Lightstone M.F., Hodgson S.M. Turbulence Modulation in Gas-Particle Flows: A Comparison of Selected Models. The Canadian Journal of Chemical Engineering, Volume 82, April 2004
4. Yeoh G.H., Tu J. Computational techniques for multi-phase flows, Elsevier Ltd, 2010. 643 с.
5. Miller, R., Harstad, K., Bellan, J., 1998. Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations. International Journal of Multiphase Flow 24, 1025–1055.
6. <http://cfd.mace.manchester.ac.uk/ercsoftac/database/cases/case38>
7. FLUENT 6.2 Validation Guide
8. Studer E. , Abdo D., Brinster J., Cazanou M., Tkatchenko I., Tomassian R., Widloecher J. MISTRA tests: Summary of the experimental results SETH2 Seminar 2011. OECD/NEA,Issy-lesMoulineaux, 12-13 September 2011
9. Babic M., Kljenak J. , Mavko B. Simulations of TOSQAN containment spray tests with combined Eulerian CFD and droplet-tracking modeling. Nuclear Engineering and Design 239 (2009) 708–721
10. Elghobashi S. E. On predicting particle-laden turbulent flows. Applied Scientific Research (1994), 52, 309–329.



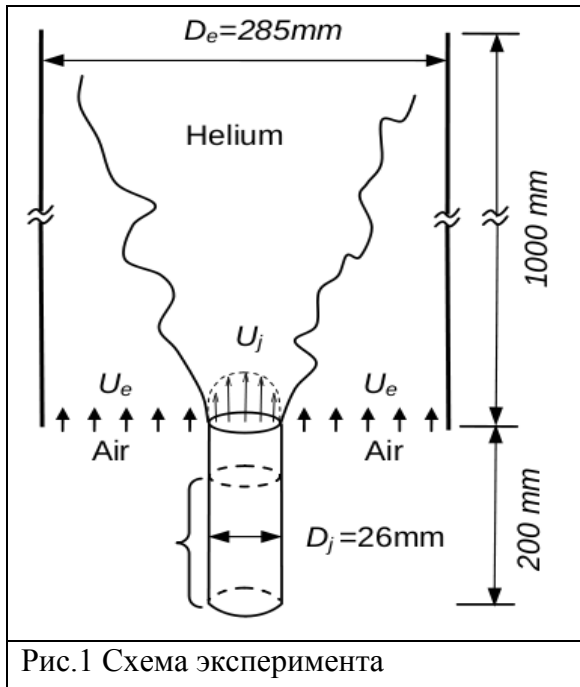


Рис.1 Схема эксперимента

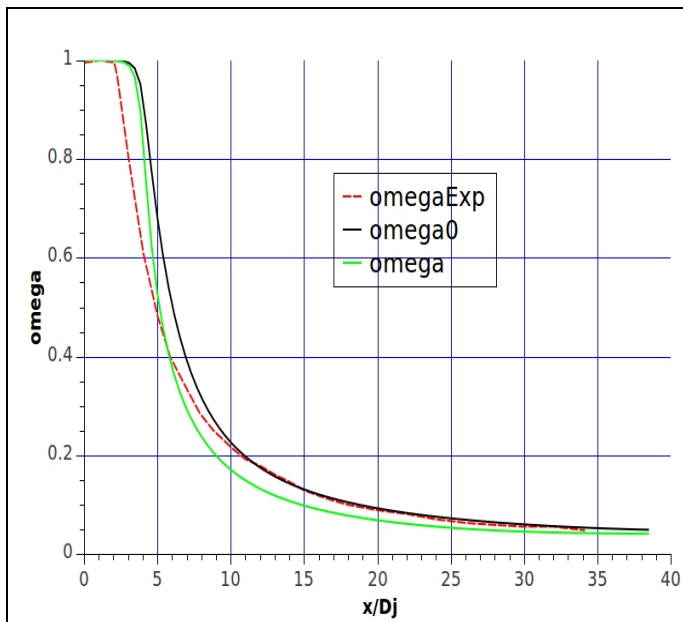


Рис.2. Изменение массовой концентрации He вдоль оси струи. “ $\omega_{Exp}$ ” – экспериментальные данные, “ $\omega_0$ ” – расчетные данные без учета ППП, “ $\omega$ ” – расчетные данные с учетом ППП.

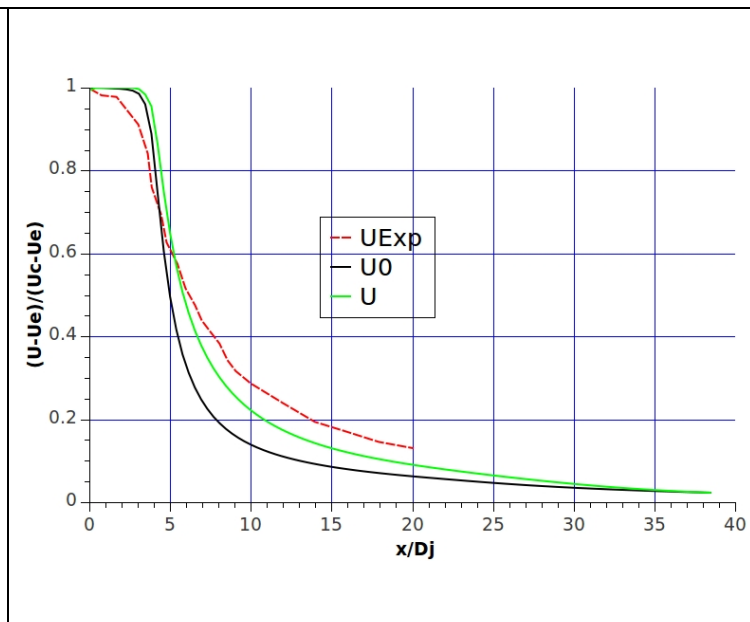


Рис.3. Изменение осевой скорости. “ $U_{Exp}$ ” – экспериментальные данные, “ $U_0$ ” – расчетные данные без учета ППП, “ $U$ ” – расчетные данные с учетом ППП.

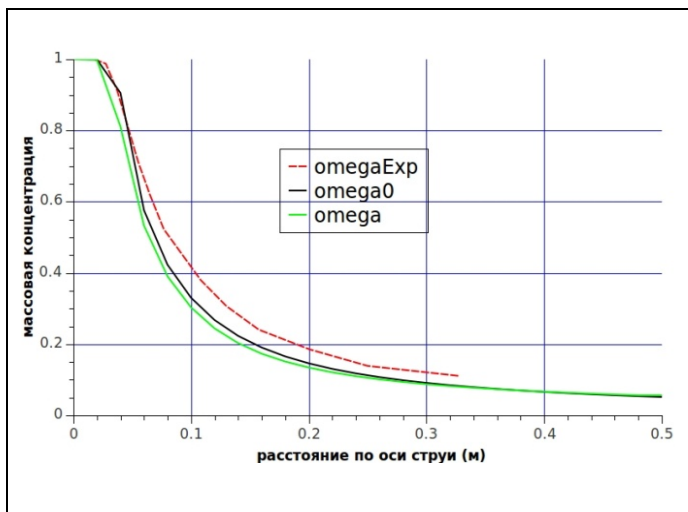


Рис.4. Изменение массовой концентрации He вдоль оси струи. “omegaExp” – экспериментальные данные, “omega0” – расчетные данные без учета ППП, “omega” – расчетные данные с учетом ППП.

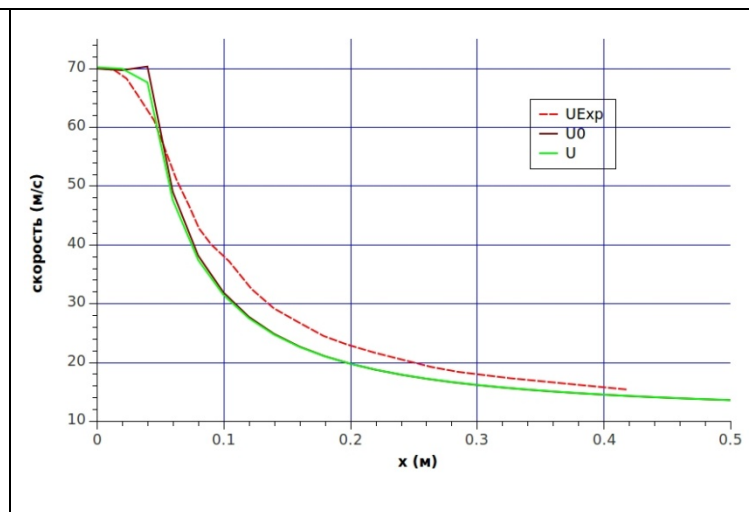


Рис.5. Изменение осевой скорости. “UExp” – экспериментальные данные, “U0” – расчетные данные без учета ППП, “U” – расчетные данные с учетом ППП.

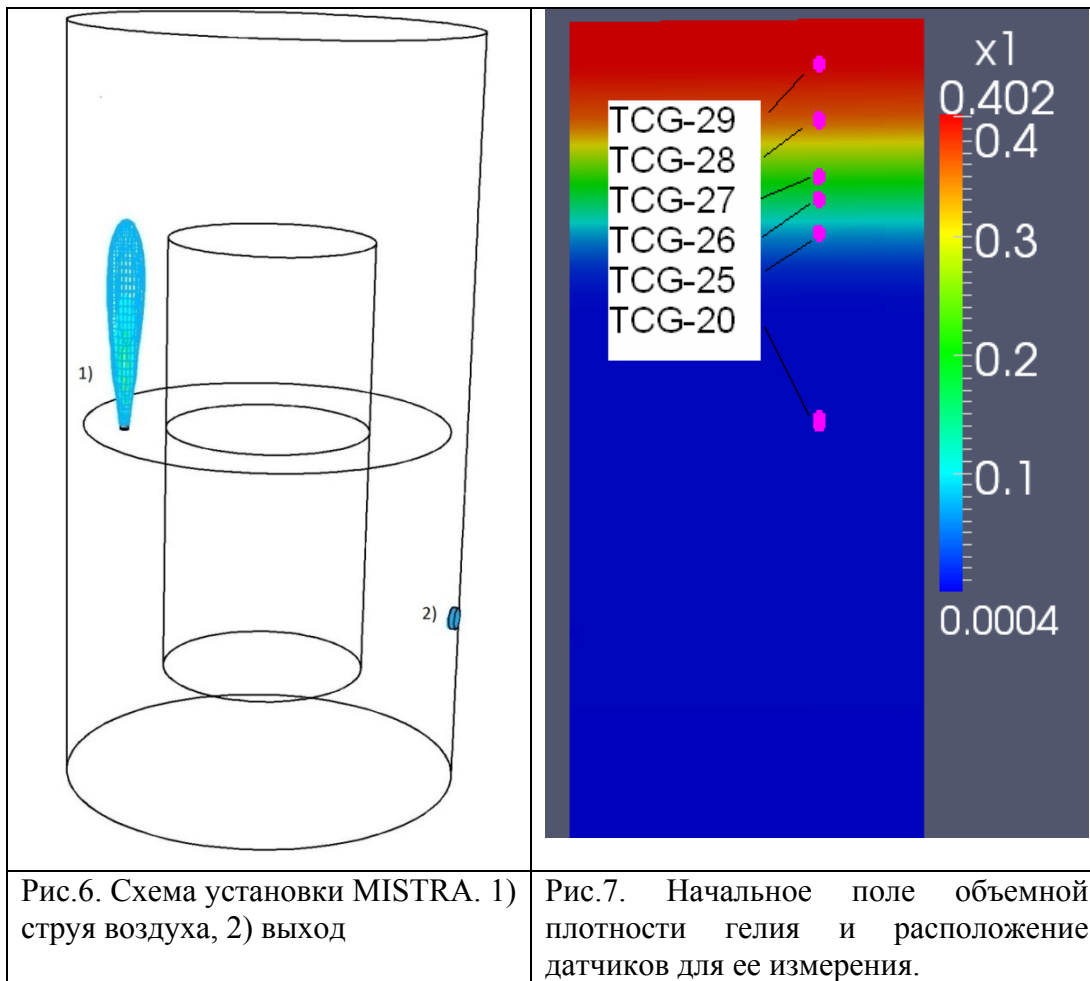


Рис.6. Схема установки MISTRA. 1) струя воздуха, 2) выход

Рис.7. Начальное поле объемной плотности геля и расположение датчиков для ее измерения.

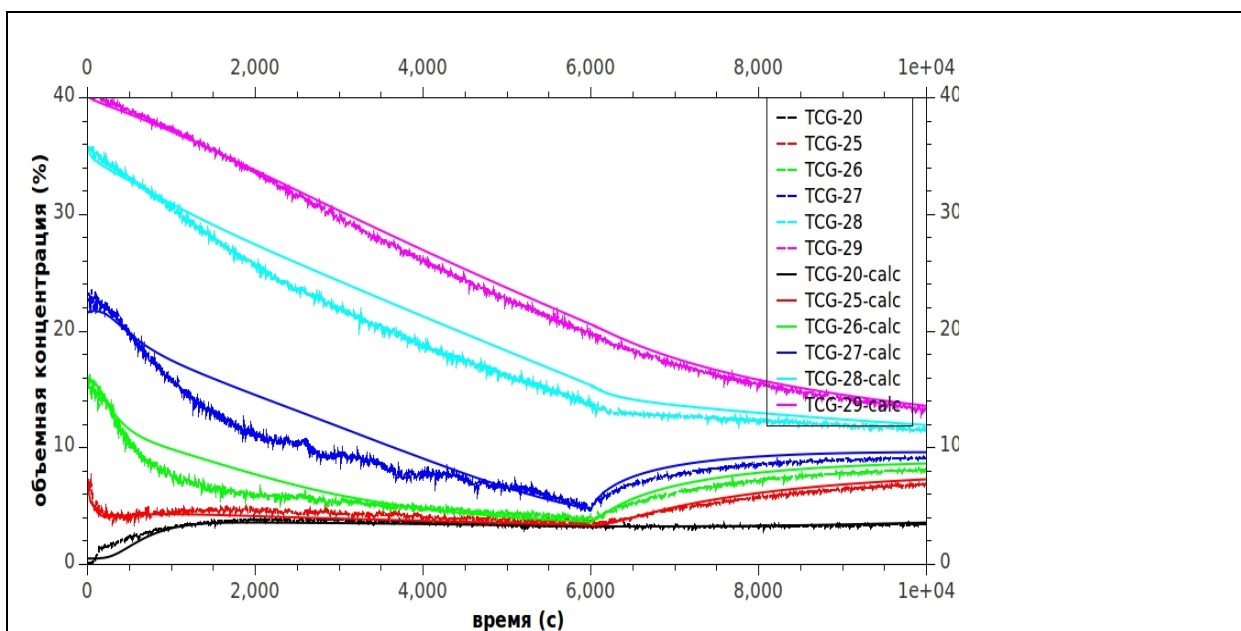


Рис.8. Сравнение результатов эксперимента и численного расчета с учетом ППП по изменению объемной плотности геля во времени

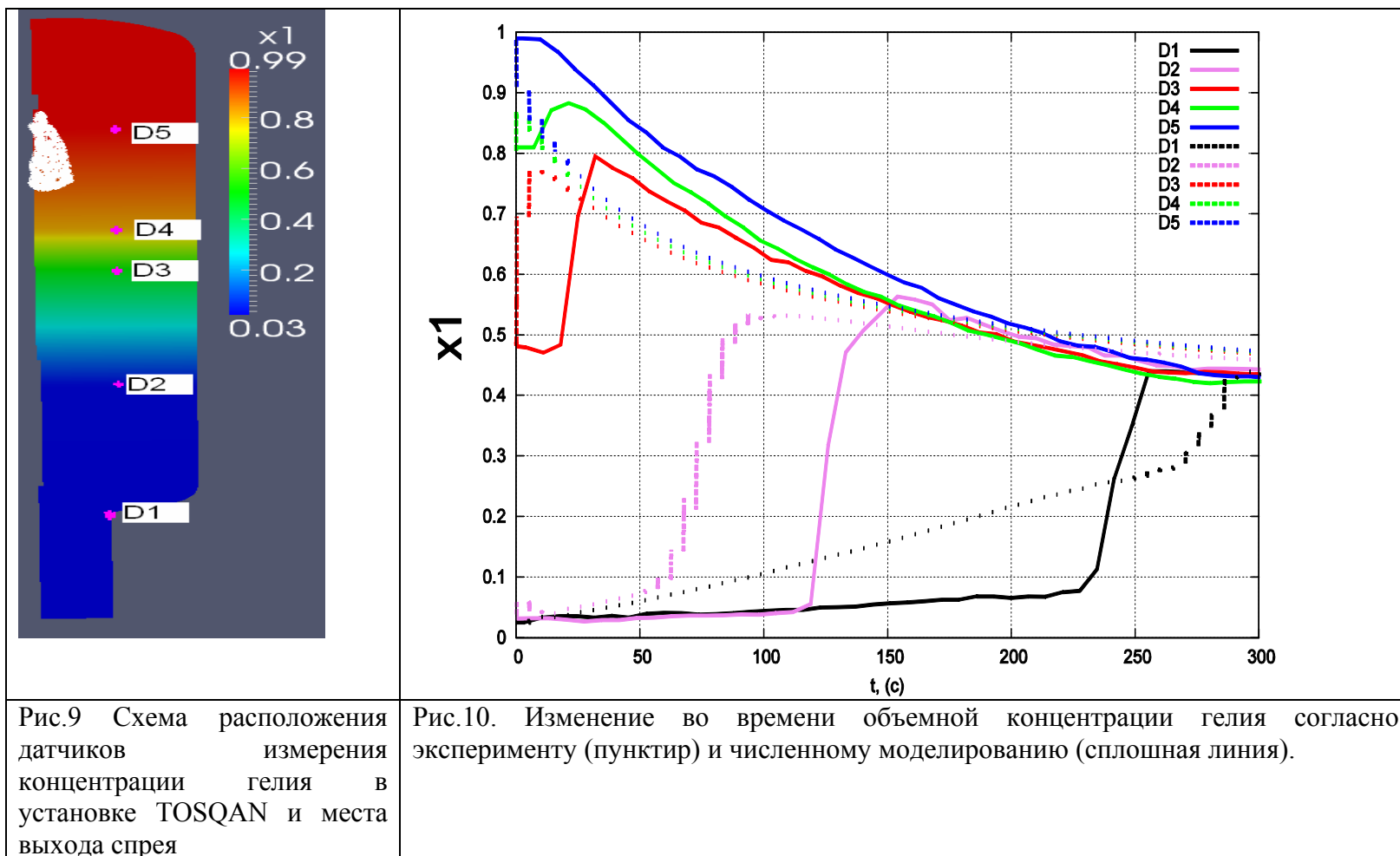


Рис.9 Схема расположения датчиков измерения концентрации гелия в установке TOSQAN и места выхода спрея

Рис.10. Изменение во времени объемной концентрации гелия согласно эксперименту (пунктир) и численному моделированию (сплошная линия).

### Сведения об авторах

Токарев Юрий Николаевич, кандидат технических наук, с.н.с

служебный телефон: (+7-495)955 23 71

e-mail: [tyn@ibrae.ac.ru](mailto:tyn@ibrae.ac.ru)

Дробышевский Николай Иванович, кандидат физико-математических наук, с.н.с

служебный телефон: (+7-495)955 22 19

e-mail: [dni@ibrae.ac.ru](mailto:dni@ibrae.ac.ru)

Тарасов Олег Владимирович, кандидат физико-математических наук, н.с

служебный телефон: (+7-495)955 22 19

e-mail: [tov@ibrae.ac.ru](mailto:tov@ibrae.ac.ru)

Александр Сергеевич Филиппов, кандидат физико-математических наук, зав. лабораторией

служебный телефон: (+7-495)955 22 19

e-mail: [phil@ibrae.ac.ru](mailto:phil@ibrae.ac.ru)