

УДК: 551.596.1, 534.222.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ АЭРОЗОЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРИ ВЗРЫВЕ ДЫМОВОЙ ГРАНАТЫ

SIMULATION OF INTERNAL GRAVITATIONAL CONVECTION OF THE AEROSOL MEDIUM DURING THE EXPLOSION OF A SMOKE GRENADE

А.М. Пурис¹, Д.С. Фёдоров², канд. тех. наук С.И. Косяков², В.Н. Матросов²

A.M. Puris, D.S. Fedorov, PhD S.I. Kosyakov, V.N. Matrosov

¹12 Главное управление МО РФ, ²12 ЦНИИ МО РФ

Сравниваются результаты физического и математического моделирования развития тепловой гравитационной конвекции дыма внутри боксов разных размеров. Физическое моделирование осуществлялось внутри боксов выполненных в форме прямоугольного параллелепипеда объёмом 29,7 м³, а также 0,55 м³ и 0,16 м³. В опытах оценивались температура и массовая концентрация витающего дыма. Численные расчеты выполнялись на трёхмерных конечно-разностных сетках. Осредненное трехмерное конвекционное движение воздуха описывалось уравнениями Рейнольдса в переменных скорость-давление-температура. Турбулентные характеристики воздуха определялись по двухпараметрической $k - \epsilon$ модели турбулентности. Результаты сравнения свидетельствуют о достоверности исходных дифференциальных уравнений движения воздуха, граничных и начальных условий, а также их конечно-разностной аппроксимации. Показана необходимость использования при описании движения дыма уравнений, предполагающих его инерционное, но пассивное поведение. Результаты работы будут полезны при разработке способов применения дымовых гранат в охраняемых помещениях.

Ключевые слова: дым, конвекция, уравнения Рейнольдса, физическое и математическое моделирование.

The results of physical and mathematical modeling of the development of thermal gravitational convection of smoke inside boxes of different sizes are compared. Physical modeling was performed inside the boxes in the form of a rectangular parallelepiped with a volume of 29,7 m³, as well as 0,55 and 0,16 m³. The experiments evaluated the temperature and mass concentration of smoke. Numerical calculations were performed on three-dimensional finite-difference grids. The averaged three-dimensional convection motion of air was described by Reynolds equations in the variables speed-pressure-temperature. The turbulent characteristics of the air were determined using a two-parameter $k - \epsilon$ turbulence model. The results of the comparison show the reliability of the original differential equations of air motion, boundary and initial conditions, and their finite-difference approximation. It is shown that it is necessary to use equations that assume its inertial but passive behavior when describing the movement of smoke. The results will be useful in developing ways to use smoke grenades in protected areas.

Keywords: smoke, convection, Reynolds equations, physical and mathematical modeling.

Высокую эффективность при проведении мероприятий по охране объектов и предотвращению доступа к ним, освобождению от террористов зданий, объектов, территорий и заложников, нейтрализации имеющихся в распоряжении террористов средств поражения демонстрируют дымообразующие пиротехнические гранаты [1]. Для обоснования способов применения таких гранат необходим прогноз времени витания дыма в помещении, в целях оценки дальности видимости в нём [2].

Такой прогноз может осуществляться на основе анализа экспериментальных данных. Это подразумевает проведение большого количества опытов, обобщение их результатов и построение соответствующих корреляционных зависимостей [2–4]. Данный путь является высокзатратным, а применимость полученных таким образом корреляционных зависимостей будет ограничена условиями проведённых экспериментов. В сравнении с экспериментальным путём математическое моделирование обладает большей гибкостью, что позволяет при малых затратах рассмотреть большее число вариантов применения дымовых гранат в охраняемых помещениях зданий, а, следовательно, позволяет разработать более обоснованные способы применения гранат. Настоящая работа представляет одну из математических моделей витания дыма в охраняемом помещении.

Предлагаемая модель описывает внутреннюю турбулентную гравитационную конвекцию аэрозоля [4]. Это сравнительно простая эйлерова модель, в которой воздух считается несжимаемой средой вследствие относительно малых скоростей конвекции. Тогда осредненное трехмерное конвекционное движение воздуха описывается уравнениями Рейнольдса в переменных скорость-давление-температура [5–7],

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) - \\ & - \frac{\partial \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_k} + g_i \frac{T - T_0}{T_0}, \quad i, k = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x_k \partial x_k} = \\ & = (\nu + \nu_t) \frac{\partial^2 D}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right)^2 - \\ & - \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} - \frac{dD}{dt} \\ & - \frac{2}{3} \frac{\partial^2 k}{\partial x_k \partial x_k} - \frac{g_i}{T_0} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + U_k \frac{\partial T}{\partial x_k} = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial \langle u'_i T' \rangle}{\partial x_k} + \\ & + (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\varepsilon}{C_p}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь t — время; ρ — плотность воздуха; ν, ν_t, P, T — кинематическая вязкость, кинематическая турбулентная вязкость, давление и температура воздуха; T_0 — характерная температура воздуха в помещении; C_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении на единицу массы; $D = \partial U_k / \partial x_k$ — дивергенция скорости; $k = 1/2 \langle u'_i u'_i \rangle$ — количество механической энергии турбулентных пульсаций воздуха на единицу массы; $\varepsilon = \nu \langle (\partial u'_i / \partial x_k)^2 \rangle$ — количество механической энергии турбулентных пульсаций на единицу массы переводимой в тепло (диссипируемой) за единицу времени; $Pr = 0,71$ — число Прандтля; $g_i = (0, 0, -g)$ — ускорение свободного падения. Четвертое слагаемое в правой части уравнения (1), а также шестое слагаемое в правой части уравнения (2) характеризуют движение воздуха под влиянием силы плавучести. Поведение дыма описывается в диффузионном безинерционном приближении

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + U_k \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{ik} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right), \quad (4)$$

где Φ — объемная концентрация частиц дыма; D_{ik} — коэффициент турбулентной диффузии безинерционной примеси.

Турбулентные характеристики воздуха определяются в соответствии с градиентным представлением [6],

$$\langle u'_i u'_k \rangle = \frac{2}{3} k \delta_{ik} - v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right),$$

$$\langle u'_k T' \rangle = - \left(\frac{v_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_k},$$

$$D_{ik} = \frac{v_t}{Sc_t} \delta_{ik},$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

где $Pr_t = 1,0$ — турбулентное число Прандтля; $Sc_t = 0,5$ — турбулентное число Шмидта. Значения турбулентной энергии воздуха k и скорости её диссипации ε рассчитываются на основе двухпараметрической $k-\varepsilon$ модели турбулентности [6, 7],

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) - \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \varepsilon + v_t \frac{g_i}{T_0} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) - \\ - C_{E1} \frac{\varepsilon}{k} \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{E2} \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{E1} \frac{\varepsilon}{k} v_t \frac{g_i}{T_0} \frac{\partial T}{\partial x_k}. \end{aligned} \quad (6)$$

Четвертые слагаемые в правых частях уравнений (5), (6) характеризуют влияние температурной неоднородности воздуха на генерацию кинетической энергии турбулентности. В процессе расчетов используются стандартные для $k-\varepsilon$ модели турбулентности значения коэффициентов [6, 7]: $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$; $C_{E1} = 1,44$; $C_{E2} = 1,92$; $C_\mu = 0,09$.

Для уравнений осредненного движения воздуха у стен помещения в уравнении (1) в качестве граничных условий используются условия «прилипания» $U_i = 0$, а для уравнения (2) ставится граничное условие 2-го рода $\partial P / \partial n = 0$ (здесь и далее n — нормаль к поверхности). Для уравнения (3) граничное условие по температуре на стене задается законом теплообмена

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \varphi (T_{CT} - T)^{4/3}. \quad (7)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности воздуха, Дж/(с·м·К); T и $T_{CT} = 293K$ — соответственно температуры воздуха и поверхности стены; φ — коэффициент теплообмена между стенами и воздухом с размерностью Дж/(с·м²·К^{4/3}). Так как поведение дисперсной фазы (дыма) считается безинерционным, то при задании граничных условий для уравнения (4) используется условие «отражения» $\partial \Phi / \partial n = 0$. В уравнениях (5) и (6) на границах используются условия $k = 0$ и $\varepsilon = 0$, поскольку подразумевается, что на поверхности стен помещения воздух покоится и, значит, турбулентность отсутствует.

Для решения уравнений (1)–(7) используется метод отдельного определения характеристик турбулентного течения аэрозоля. Численное интегрирование уравнений (1), (3)–(6) осуществляется с использованием явной разностной схемы метода «Крупных частиц» [8]. Уравнение Пуассона (2) решается итерационным методом Ричардсона [5].

В начальный момент времени воздух внутри помещения принимается покоящимся, его начальная температура равна температуре стен. Дым в начальный момент считается также покоящимся и равномерно распределённым внутри начального газо-аэрозольного облака. Основанием для последнего допущения являются опытные данные рис. 1. Центр облака располагается в точке взрыва дымовой гранаты. Его радиус определяется формулой $r_0 = 34(M/T)^{1/3}$, полученной в [9] посредством анализа соответствующих экспериментальных данных для порохов, пиротехнических фотосмесей, конденсированных взрывчатых веществ, жидких ракетных топлив. Здесь M и T — масса и температура горе-

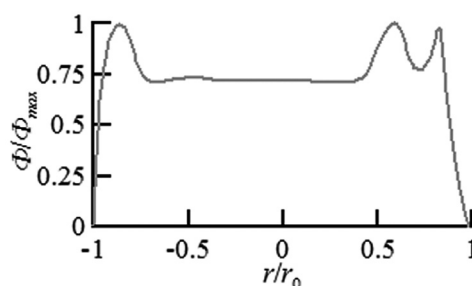


Рис. 1. Экспериментально оценённое распределение продуктов взрыва ракетного топлива внутри начального газо-аэрозольного облака [10]

ния анализируемых веществ. При использовании формулы для r_0 температура горения пиротехнических составов принимается $T \approx 3000K$ [9].

В настоящей работе сравниваются результаты физического и математического моделирования тепловой гравитационной конвекции дыма внутри отсеков различных размеров. Физическое моделирование осуществлялось внутри трёх отсеков объёмом $29,7 \text{ м}^3$ [4]; $0,55 \text{ м}^3$ и $0,16 \text{ м}^3$ [2]. Их геометрия показана на рис. 2. Места сжигания пиротехнических составов указаны на рисунках звездочками. Масса составов и соответственно выделяемая тепловая энергия Q от опыта к опыту изменялась в пределах 3-х раз. В целях контроля тепловых полей внутри помещений размещались термопары, обозначенные символами T . В помещении объёмом $29,7 \text{ м}^3$ термопара размещалась на высоте $h=0,88H$ при высоте помещения $H=3,3 \text{ м}$. В двух других боксах термопары размещались на высотах $h=(0,33; 0,5; 0,67)H$. Высота этих боксов соответственно составляла $H=0,8 \text{ м}$ и $0,64 \text{ м}$. Измерения выходных сигналов термопар осуществлялись аналогово-цифровым регистратором типа Digital Multimeter. Его диапазон регистрируемых температур составлял $253 \div 1643K$ с погрешностью $\pm 3K$. В опытах

с боксами по методике, представленной в [2], оценивалась массовая концентрация витающего дыма. Символами (\bullet) на рис. 3–6 показаны опытные данные по изменению во времени температуры и концентрации дыма внутри отсеков. Для боксов объёмами $0,55 \text{ м}^3$ и $0,16 \text{ м}^3$ опыты в одних и тех же условиях повторялись по несколько раз.

Численные расчеты выполнялись на трёхмерных конечно-разностных сетках с шагом $\Delta=2 \text{ см}$. Важная задача расчетов состояла в определении значимой характеристики процесса турбулентной конвекции — коэффициента теплообмена ϕ между стенками помещения и средой. Из общих соображений очевидно только значение $\phi=0$ для адиабатической стенки. В расчетах варьировалась величина ϕ с одновременным контролем темпа снижения температуры среды по опытным данным (\bullet). На рис. 3–5 сплошными линиями (—) представлены рассчитанные зависимости сниже-

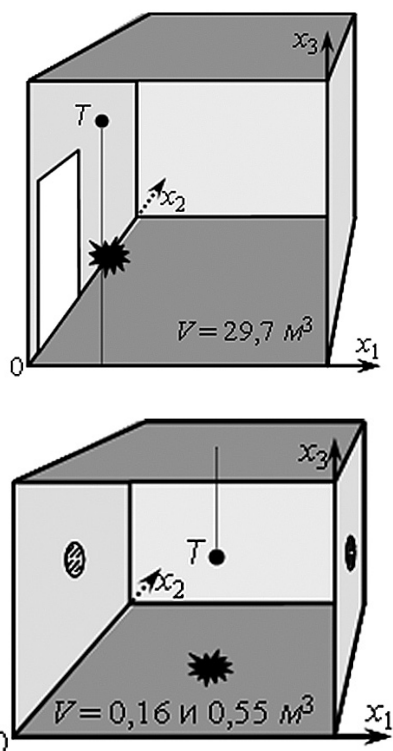


Рис. 2. Схемы экспериментальных исследований

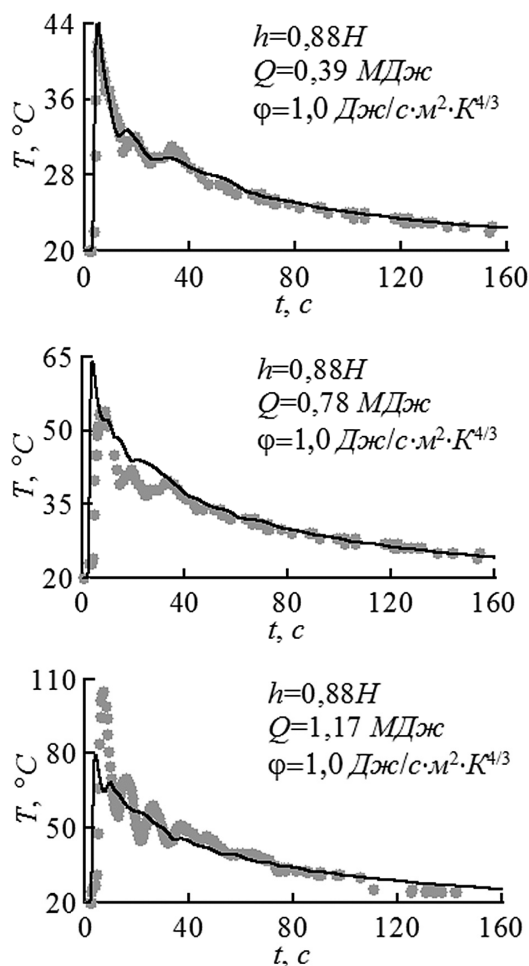


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по снижению температуры в помещении объёмом $29,7 \text{ м}^3$

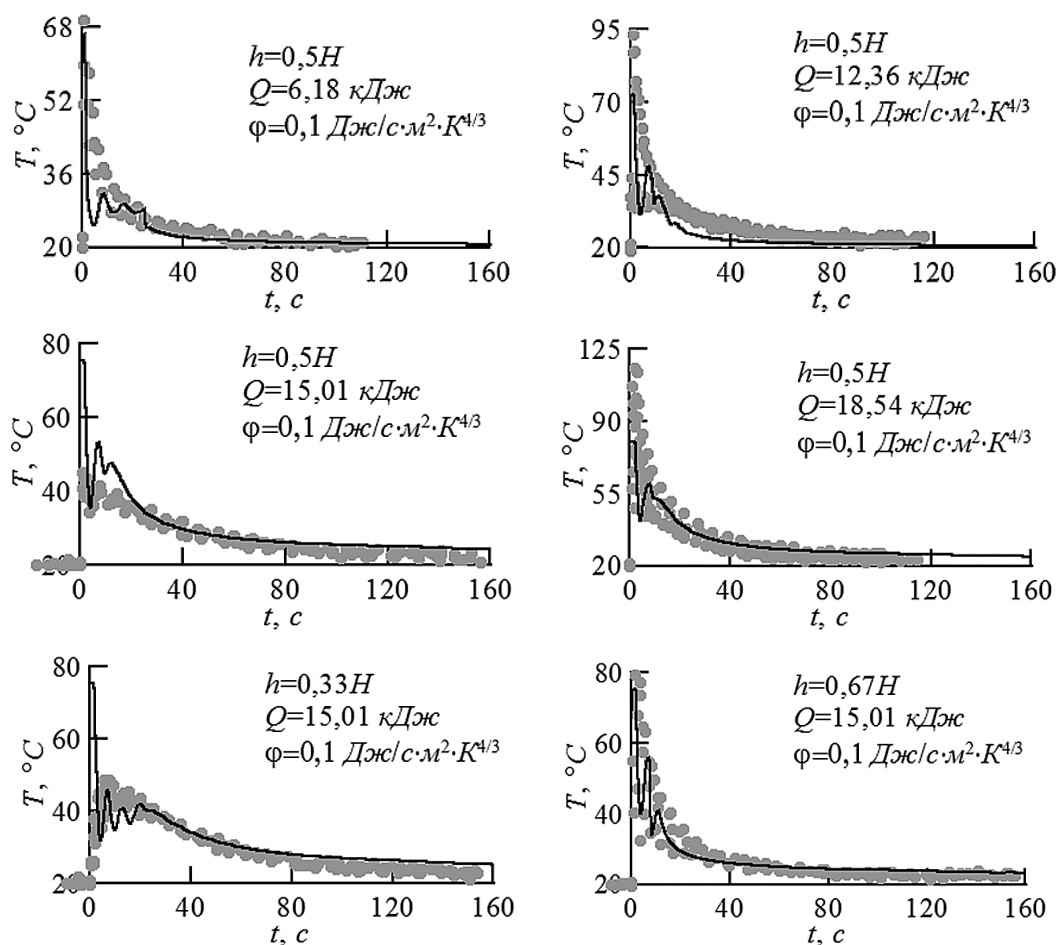


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по снижению температуры в помещении объёмом $0,55 \text{ м}^3$

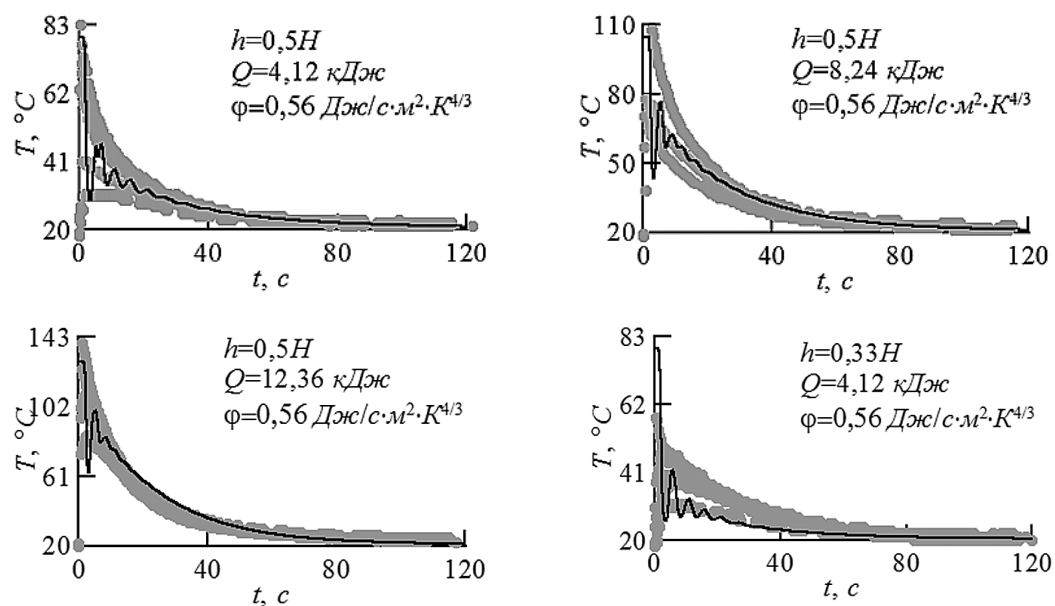
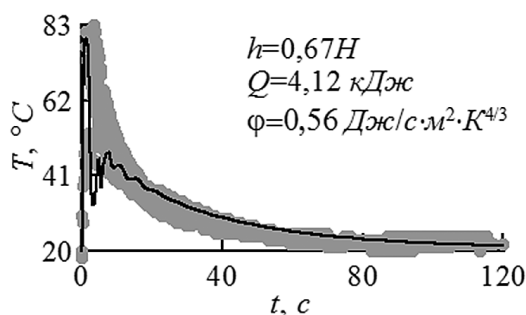


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по снижению температуры в помещении объёмом $0,16 \text{ м}^3$



Продолжение рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по снижению температуры в помещении объемом $0,16 \text{ м}^3$

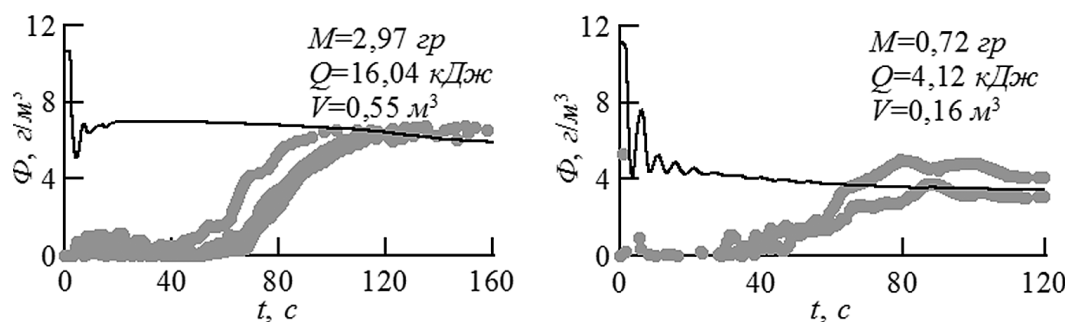


Рис. 6. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по снижению массовой концентрации дыма в помещениях

ния температуры дыма в отсеках от времени, вычисленные для условий экспериментов.

Сопоставление (●) и (—) свидетельствует об удовлетворительном воспроизведении системой уравнений (1)–(7) изменения температуры T дыма в условиях внутренней тепловой гравитационной конвекции при значениях $\varphi=1,0; 0,1$ и $0,56$. Значение $\varphi=1,0$ подобрано для помещения объемом $29,7 \text{ м}^3$, стенки которого были выполнены из стали и покрыты тонким слоем ржавчины. Напротив, боксы объемом $0,55 \text{ м}^3$ и $0,16 \text{ м}^3$ имели деревянные стенки, которые изнутри были окрашены светло жёлтой краской и покрыты лаком. Следовательно, значения $\varphi=0,1$ и $0,56$ могут быть корректно сопоставлены между собой. Это сравнение свидетельствует об известном масштабном эффекте более быстрого остывания среды в небольших помещениях, по сравнению с большими. Действительно, в боксе объемом $0,16 \text{ м}^3$ аэрозольная среда, имея коэффициент $\varphi=0,56$, остывала быстрее, чем в боксе объемом $0,55 \text{ м}^3$, для которого $\varphi=0,1$.

Вместе с тем, результаты тестовых расчетов для массовой концентрации Φ дыма (рис. 6) показывают, что приближение безинерционной примеси (4) не позволяет достоверно описать изменение этого параметра, по крайней мере на

начальной стадии развития внутренней тепловой гравитационной конвекции. Поскольку массовая концентрация частиц дыма в опытах не превышала $0,3 \div 0,4\%$ (объемная их концентрация была ещё меньше), то столкновениями частиц можно пренебречь, а их движение обусловлено только их участием в турбулентном движении несущего потока. Таким образом, для описания поведения дыма можно в будущем использовать приближение инерционной, но пассивной примеси [6].

Результаты представленных в работе тестовых расчетов свидетельствуют о достоверности исходных дифференциальных уравнений движения воздуха (1)–(3), (5), (6), выбранных граничных и начальных условий для этих уравнений, об удовлетворительной точности конечно-разностной аппроксимации уравнений и граничных условий. Разработанный и протестированный трехмерный программный модуль будет в дальнейшем использоваться при интегрировании уравнений движения дымового аэрозоля, предполагающих его инерционное, но пассивное поведение [6]. Данный вопрос, в контексте разработки способов применения дымовых гранат в охраняемых помещениях, будет в центре дальнейших исследований.

Литература

1. Средства поражения и боеприпасы: Учебник / А.В. Бабкин, В.А. Велданов, Е.Ф. Грязнов и др.; Под общ. ред. В.В. Селиванова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2008. 984 с.
2. Фёдоров Д.С., Рябов В.В., Матросов В.Н., и др. Зависимости для оценки дальности видимости в аэрозольных средах // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. — М. 2019. Вып. 9–10 (135–136). С. 105–110.
3. Кочкин А.Ю. Прогнозирование и контроль экологической опасности дымов. — Москва. 2006. 160 с.
4. Косяков С.И., Сясин В.В. Гравитационная конвекция среды при внутреннем взрыве дымовой гранаты // Материалы 39 научно-технической конференции «Проектирование систем». — М.: Изд-во ФГУП «НТЦ Информтехника». 2012. Т. 1. С. 240–243.
5. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика / Под ред. П.И. Чушкина. — М.: Мир. 1980. 616 с.
6. Зайчик Л.И., Козелев М.В., Першуков В.А. Расчет турбулентных газодисперсных течений в каналах с зонами рециркуляции // АН СССР, Мех. жидк. и газа. 1994. № 4. С. 65–75.
7. A Field Model of Fire and its Application to Nuclear containment Problems. G. Cox. P. 199–209. Proceedingd of the CSNI Specialist Meeting on Interaction of Fire and Explosion with Ventilation Systems in Nuclear Facilities. Los Alamos National Lab., Los Alamos. Oct. 1983.
8. Самоваров А.Н., Васильев Н.Н., и др. Метод «Крупных частиц» в задаче о распространении ВУВ в безграничной однородной атмосфере // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. — М. 2016. Вып. 11–12 (101–102). С. 96–102.
9. Косяков С.И., Сясин В.В. Ограничение на применение пиротехнических боеприпасов нелегального действия // Материалы 39 научно-технической конференции «Проектирование систем». — М.: Изд-во ФГУП «НТЦ Информтехника». 2012. Т. 1. С. 237–240.

References

1. Weapons and ammunition: Textbook / A.V. Babkin, V.A. Veldanov, E.F. Gryaznov, etc.; Under the editorship of V.V. Selivanov. — M.: Publishing MGTU im. N.Uh. Bauman. 2008. 984 p.
2. Fedorov D.S., Raybov V.V., Matrosov V.N., et al. The Formulas for Estimation of Visibility Range in Aerosol Environment // Military Enginery. Issue 16. Counter-terrorism technical devices. — Moscow. 2019. Issue. 9–10 (135–136). P. 105–110.
3. Kochkin A.Yu. Forecasting and control of environmental hazards of smoke. — Moscow. 2006. 160 p.
4. Kosyakov S.I., Syasin V.V. Gravitational Convection of the Medium in the Internal Explosion of a Smoke Grenade // Materials of the 39th Scientific and Technical Conference «Systems engineering». — Moscow: Publishing house «STC Informtekhnik». 2012. Vol. 1. P. 240–243.
5. Patrick J. Roache. Computational Fluid Dynamics / Edited By P.I. Chushkina. — M.: Mir 1980. 616 p.
6. Zaychik L.I., Kuzelev M.V., Pershukov V.A. Calculation of turbulent gas-dispersed flows in channels with recirculation zones // A Journal of Russian Academy of Sciences. Fluid Dynamics. 1994. №4. P. 65–75.
7. A Field Model of Fire and its Application to Nuclear containment Problems. G. Cox. P. 199–209. Proceedingd of the CSNI Specialist Meeting on Interaction of Fire and Explosion with Ventilation Systems in Nuclear Facilities. Los Alamos National Lab., Los Alamos, Oct. 1983.
8. Samovarov A.N., Vasil'ev N.N., et al. Flic-method in the problem of distribution blasr wave in the boundless homogeneous atmosphere // Military Enginery. Issue 16. Counter-terrorism technical devices. — Moscow. 2016. Issue. 11–12 (101–102). P. 96–102.
9. Kosyakov S.I., Syasin V.V. Restriction on the Use of Non-lethal Pyrotechnic Ammunition // Materials of the 39th Scientific and Technical Conference «Systems engineering» — Moscow: Publishing house «STC Informtekhnik». 2012. Vol. 1. P. 237–240.