

ОГНЕННЫЙ ШАР ПРИ ГОРЕНИИ ВЫБРОСОВ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА.

I. СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ПОДЪЕМА

Г. М. Махвиладзе, Дж. П. Робертс, С. Е. Якуш*

University of Central Lancashire, Preston PR1 2HE, UK

* Институт проблем механики РАН, 117526 Москва

Проведено численное моделирование образования, горения и теплового воздействия огненного шара, возникающего при зажигании облака углеводородного топлива вблизи поверхности земли. Осьсимметричное нестационарное течение описывается системой осредненных по Фавру уравнений сохранения с привлечением ($k - \varepsilon$)-модели турбулентности, модели турбулентного горения и глобально-кинетической схемы образования и выгорания частиц сажи. Оптические свойства смеси продуктов горения и сажи учитываются с помощью модели взвешенной суммы серых газов. Для расчета радиационного поля использована комбинация приближения объемного выщечивания и диффузионного приближения. Проведены расчеты огненных шаров, образующихся при вертикальных выбросах газообразного пропана массой от 1 г до 10^3 кг при зажигании вблизи точки выброса. Подробно проанализирована внутренняя структура огненного шара на различных этапах его эволюции. Представлена динамика подъема огненного шара при скоростях выброса, соответствующих изменению числа Фруда (определенного как квадрат отношения линейной скорости истечения к характерной скорости, обусловленной силами плавучести) в диапазоне $5 \div 250$. Получены зависимости от времени температуры, концентраций и скорости реакции в огненном шаре. Показано, что для данных диапазонов масс топлива и скоростей выброса при использовании введенных безразмерных параметров можно осуществлять масштабирование результатов и единым образом использовать полученные в работе расчетные зависимости.

ВВЕДЕНИЕ

Огненный шар, возникающий при воспламенении в атмосфере топливно-воздушных смесей, является одним из основных факторов опасности аварийных ситуаций в химической промышленности, при транспортировке и использовании сжиженных углеводородных газов (см., например, [1–3]). В типичном огненном шаре большая масса топлива сгорает за время порядка нескольких секунд, при этом значительная часть энергии горения испускается в виде теплового излучения. Мощные радиационные потоки от огненного шара могут вызывать вторичные возгорания, приводить к ожогам и гибели людей на расстояниях, намного превышающих размеры самого горящего облака [4, 5].

Образование огненного шара может быть связано с быстрым выбросом топлива в атмосферу, например при разгерметизации сосуда высокого давления, разрушении технологического резервуара и т. п. Ярким примером такого явления служит так называемый взрыв

расширяющихся паров вскипающей жидкости (называемый «BLEVE» в зарубежной литературе), при котором потеря герметичности резервуара со сжиженным газом влечет за собой резкий сброс давления, бурное вскипание и испарение жидкости. В результате в атмосфере образуется облако из смеси паров и жидких капель топлива, сгорающее при зажигании в режиме огненного шара. Огненный шар может возникнуть и при другом сценарии — в результате пролива жидкого горючего на поверхность, испарения (возможно, длительного по времени) с образованием парового облака и его последующего зажигания. К данному типу относится, например, известная авария вблизи Уфы (1989 г.) [6].

Предельные законы движения и выгорания струй и облаков горючего газа при мгновенном или непрерывном действии источника вещества получены на основе анализа соответствующих автомодельных решений в [7]. Выбросы конечной продолжительности рассмотрены в [8, 9], где предложен количественный кри-

терий, позволяющий оценить наиболее вероятную конфигурацию выброса газа при разгерметизации резервуаров высокого и низкого давления и последующем зажигании топлива.

Излучение высокотемпературных облаков водяного пара, образующихся при взрыве кислородно-водородных смесей, изучалось в [10–12]. Численное моделирование образования и горения огненных шаров при зажигании выбросов углеводородных топлив было начато в [13, 14].

В настоящей работе на примере пропана исследовано горение и радиационное воздействие огненного шара, образующегося при зажигании углеводородного облака. Сформулирована математическая модель, позволяющая рассчитывать нестационарное движение газа и его горение, а также процессы сажеобразования и переноса излучения в огненном шаре. Представлены результаты расчетов пропановых огненных шаров различного масштаба. Показана внутренняя структура горящего облака на различных этапах его эволюции, приведены зависимости максимальной температуры, скорости реакции и концентраций компонентов от времени, а также координаты верхней кромки, демонстрирующей динамику подъема огненного шара.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исходные уравнения. Образование и горение огненного шара при зажигании вертикальных выбросов газообразного топлива в атмосферу описывается в рамках осесимметричной постановки следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \cdot \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \Pi + (\rho - \rho_a) \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} h) = \nabla \left(\frac{\mu}{P_r} \nabla h \right) + \Delta H_c w - S_R, \quad (3)$$

$$h = \sum_{i=1}^N Y_i \int_{T_a}^T c_{p,i}(T) dT,$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} Y_i) = \nabla \left(\frac{\mu}{S_c} \nabla Y_i \right) + w_i, \quad (4)$$

$$i = 1, \dots, N,$$

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} k) = \nabla \left(\frac{\mu}{\sigma_k} \nabla k \right) + G - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \varepsilon) = \nabla \left(\frac{\mu}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon), \quad (6)$$

$$\Pi = \mu \left((\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^\text{T}) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) I \right) - \frac{2}{3} \rho k I, \quad (7)$$

$$\mu = \mu_l + \mu_t,$$

$$G = \mu_t \left(\frac{1}{2} |\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^\text{T}|^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \right) - \frac{2}{3} \rho k (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \frac{\mu_t g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad \mu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (8)$$

$$P = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i}, \quad \sum_{i=1}^N Y_i = 1, \quad (9)$$

$$w = \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min \left(Y_F, \frac{Y_O}{\nu_O}, \frac{B Y_P}{\nu_P} \right).$$

Здесь t — время; ρ — плотность; $\mathbf{U} = (u, v)$ — вектор скорости; P и p — полное давление и его отклонение от давления окружающей атмосферы; Π — тензор вязких напряжений; I — единичный тензор; $\mathbf{g} = (0, -g)$ — вектор силы тяжести; h — энтальпия; ΔH_c — теплота сгорания топлива; S_R — радиационный источниковый член; T — температура; R — универсальная газовая постоянная; G — скорость производства турбулентной энергии; C_μ , C_1 , C_2 , σ_k , σ_ε — константы в модели турбулентности, A , B — в модели турбулентного горения, $C_\mu = 0,09$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $\Pr = \Sc = 0,7$, $A = 4$, $B = 0,5$; w — скорость турбулентного горения; ν — массовый стехиометрический коэффициент. Газовая фаза состоит из $N = 5$ компонентов (горючее, O_2 , CO_2 , H_2O , N_2) с массовыми долями Y_i , для каждой из которых заданы молекулярная масса m_i и удельная теплоемкость $c_{p,i}$. Турбулентность характеризуется пульсационной кинетической энергией k и скоростью ее диссиляции ε , полная вязкость μ равна сумме турбулентной (μ_t) и ламинарной (μ_l) составляющих. Здесь и далее индексом a обозначены величины, относящиеся к невозмущенной атмосфере, индексом F — величины, относящиеся к топливу, O — к окислителю, P — к продуктам реакции, верхний индекс « t » соответствует транспонированной матрице.

Скорость турбулентного горения вычисляется в соответствии с моделью [15], согласно которой скорость потребления горючего ограничивается процессами турбулентного смешения компонентов, тогда как сами химические реакции считаются бесконечно быстрыми. Реакция предполагается одностадийной и необратимой, скорости образования или потребления компонентов связаны со скоростью горения (9) массовыми стехиометрическими коэффициентами:



Рис. 1. Схема расчетной области:

1 — ось симметрии, 2 — источник топлива (радиальное распределение скорости газа в выходном сечении источника показано стрелками), 3 — подстилающая поверхность, 4 — боковая граница, 5 — верхняя граница

$w_i = \pm v_i w$, $v_F = 1$, $v_P = v_{CO_2} + v_{H_2O} = 1 + v_O$, $Y_P = Y_{CO_2} + Y_{H_2O}$. В качестве горючего газа взят пропан C_3H_8 , для которого $m_F = 0,044$ кг/моль, $\Delta H_c = 45,6$ МДж/кг. Зависимости теплоемкостей газовых компонентов от температуры задавали в соответствии с табличными данными [16, 17]. Система уравнений (1)–(9) использована в [13, 14] для расчета огненных шаров без учета процессов радиационного переноса.

Начальные и граничные условия. Расчетная область и граничные условия представлены схематически на рис. 1. В начальный момент $t = 0$ рассматривается неподвижная атмосфера, находящаяся при температуре T_a в гидростатическом равновесии и состоящая из смеси кислорода и азота в соотношении 21/79 (в процентах по объему), а также паров воды, парциальное давление которых соответствует заданной относительной влажности воздуха α . Горючий газ выбрасывается вертикально вверх из круглого источника диаметра D на подстилающей поверхности. За время истечения t_r , в атмосферу поступает топливо общей массой M_0 , после чего скорость истечения скачком падает до нуля. Массовая доля горючего в истекающем газе равна единице, всех других компонентов — нулю. Распределение вертикальной компоненты скорости v_r в источнике ($0 \leq r \leq D/2$) задается гауссовым, при этом

его полуширина выбирается из условия

$$2\pi \int_0^{D/2} v_r(r) r dr = C_d \frac{\pi D^2}{4} U_0,$$

где U_0 — абсолютная величина скорости на оси, $C_d = 0,85$ — коэффициент расхода. Горизонтальная компонента скорости в источнике полагается нулевой. Температура истекающего газа принимается равной температуре окружающей среды, что соответствует выбросу газа, хранящегося при внешней температуре и небольшом перепаде давления.

На оси z используются условия симметрии (нулевая горизонтальная скорость и нулевые производные всех других неизвестных), на внешних границах расчетной области (при $r = R_{max}$ и $z = Z_{max}$) задаются условия сноса (нулевые производные по нормали к соответствующей границе) для всех функций, кроме давления, которое считается равным давлению невозмущенной атмосферы. На подстилающей поверхности вне источника зажигания (а также в области источника после окончания истечения) потоки всех концентраций и вертикальная скорость задаются нулевыми, а для тангенциальной составляющей скорости, кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации и энталпии используются пристеночные функции, при этом подстилающая поверхность считается изотермической при температуре T_a .

Наконец, необходимо задать значения турбулентной энергии и скорости диссипации в источнике k_r , ε_r и их начальные значения k_0 , ε_0 во всей расчетной области. В литературе отсутствуют строгие правила задания этих параметров, скорее, их следует рассматривать как модельные и подбирать в соответствии с рассчитываемой физической ситуацией. В настоящей работе были проведены предварительные расчеты стационарных и нестационарных струй, в которых для различных значений k_r , ε_r , k_0 и ε_0 определяли длину потенциального ядра стационарной струи и динамику подъема верхней кромки нестационарной струи; в последнем случае результаты расчетов сравнивались с экспериментами [18]. Наилучшие результаты получены при $k_r = 2,5 \cdot 10^{-3} U_0^2$, $\varepsilon_r = C_\mu k_r^{3/2} / 0,05 D = 2,25 \cdot 10^{-4} U_0^3 / D$, $k_0 = 1 \cdot 10^{-3} U_0^2$, $\varepsilon_0 = 5 \cdot 10^{-5} U_0^4 / D$. Эти значения, соответствующие уровню турбулентности 4 % в источнике и 2,5 % в невозмущенной атмосфере и согласующиеся с принятыми в литературе величинами

ми (см., например, [19]), использованы во всех представленных ниже расчетах.

Поджигание истекающего газа проводилось на оси, на высоте H над источником. В расчетах зажигание моделировалось тем, что в небольшой области вокруг точки зажигания на каждом временном шаге реакцию искусственно проводили до конца, т. е. до полного потребления горючего либо окислителя с выделением продуктов и соответствующего количества тепла. Таким образом моделировалось зажигание пилотным пламенем.

Внешняя температура была равна $T_a = 293$ К, а относительная влажность воздуха $\alpha = 20\%$, что соответствует парциальному давлению паров воды $P_{H_2O} = 4,64 \cdot 10^{-3}$ атм [16] (при этом $Y_{H_2O} = 2,89 \cdot 10^{-3}$). Температура истекающего газа принималась равной внешней, а скорость на выходе из источника была дозвуковой, что соответствует выбросам при малом перепаде давлений.

Модель образования и выгорания сажи. Процессы сажеобразования весьма важны при моделировании горения углеводородных топлив, поскольку наличие частиц сажи в продуктах сгорания увеличивает излучательную способность пламени. Реакции образования дисперсных частиц сажи из газовых компонентов протекают относительно медленно и, следовательно, не могут быть описаны в приближении бесконечно быстрого установления химического равновесия, которое используется в модели турбулентного горения газов. В настоящее время предложен целый ряд кинетических схем образования сажи, от простых полуэмпирических, основанных на расчете малого числа переменных (как правило, одной-двух), до детальных, включающих большое количество элементарных химических реакций (см. обзор схем в [20]). Применительно к расчетам сложных газодинамических течений, в особенностях турбулентных, практически возможными с точки зрения вычислительных затрат являются только глобально-кинетические модели.

В настоящей работе образование частиц сажи при горении углеводородных топлив описывается двухстадийной глобально-кинетической схемой, предложенной в работе [21]. Первая стадия процесса заключается в пиролизе молекул горючего с образованием активных радикалов и в их размножении по механизму разветвленных цепных реакций. Вторая стадия включает формирование собственно дисперсных частиц сажи при коагуляции радика-

лов. Кинетические константы в [21] подобраны на основе лабораторных измерений, проведенных для диффузионных ламинарных ацетиленовых пламен. Применение модели к турбулентным пламенам потребовало корректировки ряда констант, в частности предэкспонента в выражении для скорости образования зародышей [15]. Ниже используется модификация кинетической схемы [15, 21], предложенная в [22] для описания пламен с большим (порядка секунды) временем пребывания частиц сажи в зоне реакций, характерным для горения крупномасштабных газовых струй в открытой атмосфере, т. е. объектов, близких к типичным огненным шарам. В работе [22] в отличие от [15, 21] даны новые значения констант и введена зависимость скорости разветвления цепей при образовании зародышей (скорость принята в [15, 21] постоянной по всей области) от локальной концентрации горючего, что устраняет нефизическое производство радикалов в точках, где отсутствует топливо. Кроме того, были видоизменены члены, описывающие квадратичный обрыв цепей, а скорость образования частиц сажи принята пропорциональной скорости коагуляции радикалов.

Кинетические уравнения для счетной концентрации радикалов N_r и частиц сажи N_s имеют вид

$$\frac{dN_r}{dt} = A_s Y_F \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) + (f - g)N_s \frac{Y_F}{Y_{F,0}} - g_0 N_r (N_s + N_r), \quad (10)$$

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{g_0 N_r (N_s + N_r)}{K}, \quad (11)$$

A_s — предэкспонент, K — константа. Для расчета массовой доли частиц сажи $Y_s = m_s N_s / \rho$ (где $m_s = \rho_s \pi D_s^3 / 6$ — масса частицы сажи, D_s — ее средний диаметр, ρ_s — истинная плотность сажи) и удельной концентрации радикалов $Y_r = N_r / \rho$ используются уравнения вида

$$\frac{\partial \rho Y_j}{\partial t} + \nabla(\rho U Y_j) = \nabla\left(\frac{\mu}{Sc} \nabla Y_j\right) + w_{j,f} - w_{j,ox}, \quad j = s, r,$$

источниковые члены в правой части которых описывают скорость образования компонента (индекс f) и скорость его выгорания (индекс ox).

Источниковые члены, описывающие производство сажи и радикалов, записаны на основе выражений (10), (11):

$$w_{s,f} = m_s \frac{dN_s}{dt}, \quad w_{r,f} = \frac{dN_r}{dt}.$$

В уравнениях (10), (11) используются следующие константы [21, 22]: $A_s = 6,2 \cdot 10^{40} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $E = 180 \text{ ккал/моль}$, $(f - g) = 100 \text{ с}^{-1}$, $Y_{F,0} = 0,2$, $g_0 = 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, $K = 5$, $\rho_s = 2000 \text{ кг/м}^3$, $D_s = 0,2 \text{ мкм}$.

Окисление частиц сажи описывается моделью [15], в которой по аналогии с моделью горения газов (9) принимается, что скорость выгорания определяется скоростью смешения в турбулентных вихрях, при этом концентрация компонента, находящегося в недостатке, ограничивает скорость реакции:

$$\begin{aligned} w_{s,ox} &= \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min \left(Y_s, \frac{Y_O}{\nu_s} \frac{Y_s \nu_s}{Y_s \nu_s + Y_F \nu_O} \right), \\ w_{r,ox} &= \frac{N_r}{\rho Y_s}, \end{aligned} \quad (12)$$

где ν_s — массовый стехиометрический коэффициент горения сажи. Суммарные источниковые члены для массовой доли сажи и удельной концентрации радикалов равны соответственно $w_s = w_{s,f} - w_{s,ox}$ и $w_r = w_{r,f} - w_{r,ox}$. Объемная доля сажи, необходимая для вычисления коэффициента поглощения среды, находится как $f_v = \rho Y_s / \rho_s$. Модель (10)–(12) применяли в [22] для расчета горения крупномасштабных факелов природного газа в поперечном поле ветра, было показано хорошее соответствие полученных тепловых потоков экспериментальным данным.

Модель переноса излучения. В настоящей работе для описания оптических свойств продуктов горения углеводородных топлив использована модель взвешенной суммы серых газов [23, 24]. В рамках данной модели излучательная способность реальной среды аппроксимируется суммой излучательных способностей серых газов, каждый из которых обладает собственным коэффициентом поглощения κ_j . При этом суммирование проводится с весовыми коэффициентами a_j , которые можно интерпретировать как суммарный вклад всех участков спектра, в которых коэффициенты поглощения близки к κ_j . Значения модельных коэффициентов поглощения и коэффициентов полиномиальной аппроксимации весовых множителей как функции температуры брали в соответствии с данными работ [25, 26].

В уравнении энергии (3) радиационный источниковый член S_R равен сумме вкладов всех серых газов, для каждого из которых необходимо решать уравнение переноса лучистой энергии. Для серых газов, для которых оптическая толщина огненного шара мала, радиационный источниковый член рассчитывался в

приближении объемного высвечивания. С другой стороны, для компонентов, для которых огненный шар является оптически толстым, использовалось диффузионное приближение (P_1 -приближение метода сферических гармоник), требующее решения уравнения эллиптического типа относительно объемной плотности лучистой энергии. Такой подход (называемый в литературе толсто-тонким приближением) представляется оптимальным с точки зрения сочетания точности описания радиационных процессов и вычислительной эффективности.

Подробнее процедура расчета радиационного источникового члена, а также особенности радиационного поля в огненном шаре, динамика и продолжительность теплового импульса, создаваемого горящим облаком, и потоки излучения, падающие на земную поверхность, рассмотрены во второй части работы.

Численный метод. Уравнения аппроксимировали на разнесенной разностной сетке и решали численно с применением процедуры коррекции давления. Конвективные и диффузионные члены аппроксимировали со вторым порядком точности по пространству, нестационарные члены — с первым порядком точности по времени. Применили неявные разностные схемы, разностные уравнения решали при помощи продольно-поперечных трехточечных прогонок.

Поскольку рассчитывали существенно дозвуковые течения, использовали гипозвуковое приближение [27], в котором отклонением давления от невозмущенного значения пренебрегали во всех членах уравнений, кроме градиента давления в уравнении импульса. Это исключало необходимость непосредственно решать уравнение неразрывности, вместо него решали эллиптическое уравнение для коррекции давления, содержащее в правой части невязку уравнения неразрывности.

Особого внимания требует выбор метода решения уравнений эллиптического типа для коррекции давления и плотности энергии излучения. Проблема заключается в том, что давляющее большинство классических итерационных методов малоэффективно на мелких сетках. Связано это с тем, что в процессе итераций наиболее эффективно устраняются компоненты невязки с длиной волны порядка шага сетки, тогда как для устранения более длинноволновых составляющих требуется большое число итераций, причем тем больше, чем больше узлов в сетке. При измельчении разност-

ной сетки вычислительные затраты для достижения заданной точности на узел сетки сильно возрастают, непропорционально увеличивая общее время расчета. Ситуация усугубляется еще и тем, что на каждом временном шаге приходится решать несколько (в данной модели — до восьми) уравнений для компонентов излучения.

В настоящей работе все эллиптические уравнения решали методом многосеточной релаксации, в котором итерации осуществляются на последовательности сеток, каждая из которых имеет шаг вдвое больший, чем предыдущая сетка, с периодической переброской невязки решения на более грубую сетку и, наоборот, с переброской поправки, рассчитанной на грубой сетке, на более мелкую сетку. В результате этого невязки во всем диапазоне длин волн эффективно подавляются, что обеспечивает равномерную и весьма быструю сходимость независимо от размера сетки [28].

Программное обеспечение, реализующее изложенную выше модель, написано на языке C++. Программы тестировали в расчетах дозвуковых струйных, пристеночных и свободно-конвективных течений, результаты которых сравнивали с имеющимися в литературе экспериментальными данными и численными расчетами. Кроме того, проводили проверку сходимости результатов по сетке и временному шагу.

ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ

Рассмотрим основные параметры, описывающие различные стадии эволюции огненного шара при выбросе газообразного топлива в атмосферу. На начальной стадии процесса истекающее топливо частично смешивается с окружающим воздухом. Физическая модель выбросов конечной продолжительности была предложена в [9], где показано, что характер возникающего в атмосфере течения (струя либо облако) находится в прямой зависимости от безразмерного диаметра источника $\delta = D/V_0^{1/3}$, где $V_0 = M_0/\rho_F$ — объем выброшенного топлива при условиях хранения. Именно, если параметр δ превосходит критическое значение δ_J (для пропана при низком давлении хранения $\delta_J = 0,2$), выброс приводит к образованию облака богатой смеси, которое при поджигании будет гореть в диффузионном режиме в виде огненного шара. При меньших диаметрах выходного отверстия истечение газа ведет к образованию квазистационарной струи, горящей в

виде факела. Во всех представленных ниже расчетах диаметр источника отвечал условию выброса облака ($\delta > \delta_J$).

Источник зажигания помещался на расстоянии нескольких диаметров от выходного отверстия. При этом задержка зажигания, равная времени достижения точки зажигания развивающейся струей горючего газа, всегда оказывалась много меньше времени горения огненного шара. Случай зажигания с большой задержкой, когда значительная часть топлива перемешивается с воздухом и сгорает затем во взрывном режиме, в данной работе не рассматривался.

Зажигание выброшенного в атмосферу топлива приводит к интенсивному расширению продуктов горения и вовлекаемого воздуха, в результате чего объем горящего облака значительно превосходит начальный объем горючего газа. Поэтому для описания огненного шара на стадии интенсивного горения целесообразно ввести соответствующий линейный масштаб. Характерный объем огненного шара V_* найдем, приравняв полную энергию сгорания топлива $\Delta H_c M_0$ тепловой энергии облака $\rho_b c_p (T_b - T_a) V_*$, где индекс b соответствует продуктам горения. Воспользовавшись условием $T_a/T_b \ll 1$, уравнением состояния $\rho_b T_b = \rho_a T_a$ и считая $c_p \approx c_{p,a}$, получим $V_* = \Delta H_c M_0 / \rho_a c_{p,a} T_a$. Используя данный параметр, введем линейный масштаб, характерную скорость, обусловленную силами плавучести, и характерное время:

$$L_* = V_*^{1/3}, \quad U_* = (L_* g)^{1/2}, \quad t_* = (L_* / g)^{1/2}. \quad (13)$$

Чтобы показать, что введенный таким образом масштаб длины действительно характеризует размер огненного шара, воспользуемся эмпирической зависимостью максимального диаметра огненного шара от массы вовлеченного топлива

$$D_{\max} = (5,8 \div 6,28) M_0^{1/3}, \quad (14)$$

где диапазон изменения коэффициента пропорциональности указан согласно рекомендациям обзоров [3, 5]. Для большинства углеводородов $\Delta H_c = 45 \div 50 \text{ МДж/кг}$, так что характерный масштаб связан с массой топлива соотношением $L_* \approx 5,5 (M_0 / \rho_a)^{1/3} = 5,18 M_0^{1/3}$. Сравнивая это выражение с приведенной выше эмпирической формулой, получим $D_{\max} = (1,15 \div 1,25) L_*$. Таким образом, L_* практически совпадает с максимальным диаметром огненного шара и является естественным линейным масштабом

для описания горящего облака. Отметим, что использование линейного масштаба, основанного на начальном объеме горючего газа $V_0^{1/3}$ [29] либо характерном объеме $(M_0/\rho_a)^{1/3}$ [30], хотя и представляется возможным, но менее оправдано, поскольку оно не учитывает сильного расширения продуктов горения.

Приведение исходных уравнений к безразмерному виду с использованием введенных выше масштабов позволяет выделить определяющие безразмерные параметры, из которых наиболее важным является число Фруда, равное квадрату отношения скорости выброса к характерной скорости, обусловленной действием выталкивающей силы:

$$\text{Fr} = \left(\frac{U_0}{U_*} \right)^2 = \frac{U_0^2}{g} \left(\frac{\rho_a c_{p,a} T_a}{\Delta H_c M_0} \right)^{1/3}. \quad (15)$$

Этот параметр служит количественной мерой соотношения между силами инерции и плавучести, действующими на огненный шар. Для огненных шаров, соответствующих развитому турбулентному режиму течения, процессы ламинарного переноса играют незначительную роль, поэтому ламинарное число Рейнольдса не является параметром подобия.

Геометрия источника топлива и расположение источника зажигания описываются безразмерным диаметром отверстия D/L_* и безразмерной высотой зажигания H/L_* . Для большей наглядности, однако, в дальнейшем будем характеризовать размер источника введенной выше величиной δ , а высоту источника зажигания отнесем к диаметру отверстия. При заданных параметрах топлива эти величины взаимно однозначны, поэтому оба способа описания геометрических параметров эквивалентны.

В отсутствие радиационного источникового члена величины Fr , δ , H/D являются единственными параметрами подобия задачи. Как показали эксперименты [30], при быстром выбросе топлива и его немедленном зажигании влияние особенностей источника топлива (формы и диаметра отверстия) на интегральные характеристики процесса незначительно. Аналогичный вывод сделан и на основе численных расчетов, проведенных без учета радиационных процессов [14]. Главным параметром подобия, определяющим безразмерное время выгорания огненного шара при направленных выбросах топлива, служит число Фруда.

Рассмотрим предельные случаи преобладающего влияния сил плавучести и инерции.

Как показывает анализ размерностей (см., например, [7]), при преобладании плавучих сил время выгорания облака должно быть пропорционально характерному времени развития конвекции: $t_* = L_*/U_* \sim M_0^{1/6}$. Эта ситуация реализуется, например, при разрушении оболочки резервуара и быстром высвобождении заключенного в ней газа. Напротив, при быстром направленном выбросе газа течение чисто инерционное, время выгорания пропорционально отношению линейного масштаба к скорости выброса ($L_*/U_0 \sim M_0^{1/3}/U_0$) и не зависит от g . В работе [30] на основе экспериментальных данных для горизонтальных и вертикальных выбросов углеводородных газов предложены формулы для времени жизни огненного шара t_{FB} в зависимости от массы топлива и скорости выброса. Для вертикальных выбросов в переменных (13) соответствующая зависимость имеет вид

$$\frac{t_{FB}}{t_*} = \left(0,22 + 0,01 \frac{U_0}{U_*} \right)^{-1}.$$

При $U_0 \ll U_*$ и $U_0 \gg U_*$ эта формула дает указанные выше предельные зависимости, отвечающие чисто плавучим и чисто инерционным выбросам. Безразмерное время выгорания огненного шара, таким образом, является функцией отношения скорости выброса и характерной скорости плавучего течения, т. е. величины $\text{Fr}^{1/2}$.

При наличии радиационного переноса в задаче возникает дополнительный линейный масштаб, связанный со средней длиной свободного пробега излучения в огненном шаре, определяемой коэффициентом поглощения среды. Это означает, что реальное течение, строго говоря, не является подобным по числу Фруда и возможность масштабирования результатов расчетов от маломасштабных (оптически тонких) к крупномасштабным (оптически толстым) огненным шарам требует дополнительного исследования. В настоящей работе для изучения роли масштабных эффектов проведена серия расчетов, в которой масса выбрасываемого топлива меняется на шесть порядков величины. Ниже приведены результаты для $M_0 = 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-2}, 1$ и 10^3 кг. Для каждой массы топлива использованы три значения скорости истечения, отвечающие числам Фруда $\text{Fr} = 5, 50$ и 250 . При этом безразмерные параметры, задающие начальные и граничные условия, были фиксированы: $\delta = D/V_0^{1/3} = 0,35$, $H/D = 5$, что соответствует относительно быстрым вы-

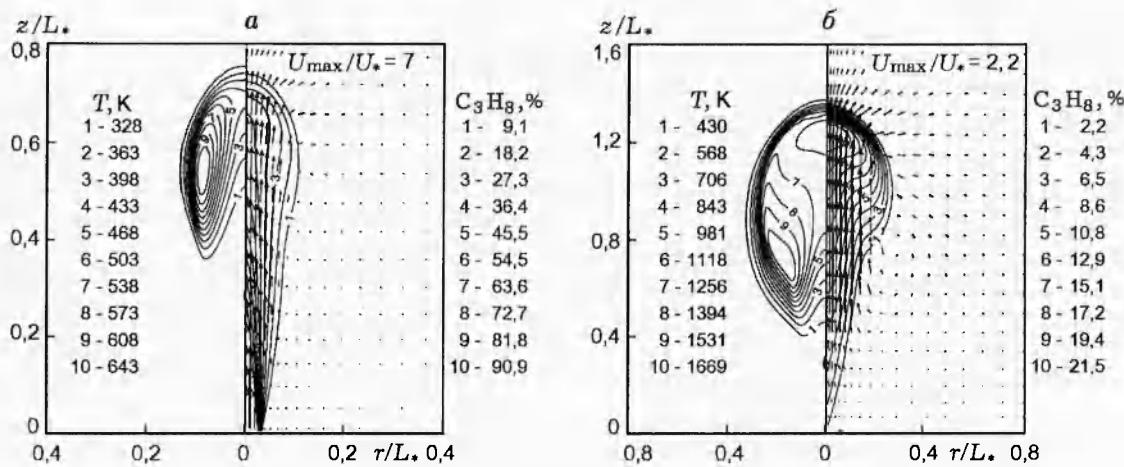


Рис. 2. Поля температуры (слева) и концентрации горючего (справа) в пропановом огненном шаре с $M_0 = 1$ кг:

a — $t/t_* = 0,23$ ($t = 0,16$ с), *б* — $t/t_* = 0,69$ ($t = 0,48$ с)

бросам с образованием переобогащенного облака, зажигаемого до окончания истечения (см. [9]). При таком подходе сравнение результатов, полученных для фиксированного числа Фруда, но различных масс топлива, позволяет выделить влияние масштабных эффектов и сделать вывод о степени их значимости.

Отметим, что указанный интервал масс топлива покрывает значительную часть диапазона, представляющего практический интерес для газовых огненных шаров. Выбросы с $M_0 < 1$ г соответствуют условиям лабораторных экспериментов, не представляя сколько-нибудь серьезной опасности. Огненные шары с $M_0 > 10^3$ кг возникают, как правило, при разгерметизации резервуаров со сжиженными газами, когда в атмосферу выбрасывается облако, состоящее из паров и капель горючего. Горение таких двухфазных облаков планируется рассмотреть в будущем.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура огненного шара. Рассмотрим сначала пространственные распределения температуры и концентраций, полученные при расчете горения облака пропана с $M_0 = 1$ кг. Для данного случая $U_0 = 50$ м/с, $D = 0,29$ м, $t_r = 0,2$ с, зажигание происходило на высоте $H = 1,45$ м. Согласно (13) $L_* = 5,1$ м, $U_* = 7,1$ м/с, $t_* = 0,72$ с, при этом $Ft = 50$, $\delta = 0,35$, $H/D = 5$. Радиальный и вертикальный размеры расчетной области составляли $R_{\max} = 2L_*$, $Z_{\max} = 5L_*$, разностная сетка

содержала 100×200 узлов. Ниже все результаты представлены в безразмерном виде, при этом, однако, температура для ясности оставлена размерной, концентрации (по объему) газовых компонентов даны в процентах, а для некоторых величин параллельно с безразмерными приведены и размерные значения, отвечающие указанной выше массе топлива.

Нестационарная струя топлива, созданная в атмосфере источником, через короткое время достигает источника зажигания и воспламеняется. На рис. 2,а показано распределение температуры (слева) и концентрации топлива (справа) в момент времени, предшествующий окончанию действия источника топлива ($t/t_* = 0,23$, $t = 0,16$ с). Видна вертикальная струя топлива с максимальной концентрацией вблизи источника, горение сосредоточено в ее верхней части. Стрелками в правой части рисунка представлено поле скорости (для ясности рисунка векторы построены не в каждой точке сетки, а с интервалом в три узла). Масштаб изображенных векторов указан отрезком, над которым приведено безразмерное значение максимальной по области скорости U_{\max}/U_* . Изолинии построены с равными интервалами, значения температуры и концентрации горючего на изолиниях приведены справа. Такой же способ представления данных сохраняется и ниже. На рис. 2,б аналогичные распределения показаны после окончания действия источника при $t/t_* = 0,69$ ($t = 0,48$ с). К этому моменту времени максимум концен-

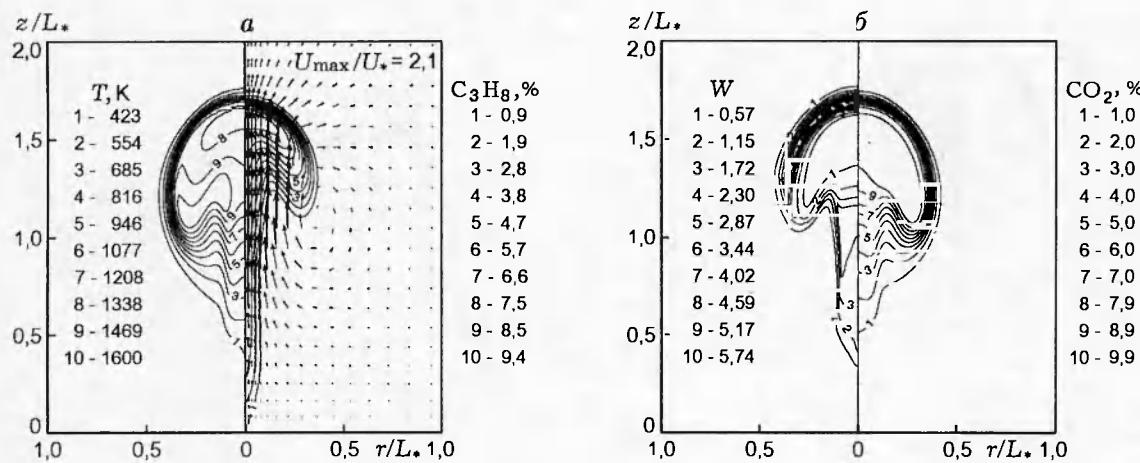


Рис. 3. Структура огненного шара в момент $t/t_* = 1,14$ ($t = 0,82$ с):
 а — температура (слева) и концентрация топлива (справа), б — скорость реакции (слева) и концентрация двуокиси углерода (справа)

трации расположен над поверхностью, течение сворачивается в вихревое кольцо, сопровождающее дальний подъем огненного шара.

На рис. 3,а представлены распределения температуры (слева) и концентраций топлива (справа) в момент $t/t_* = 1,38$ ($t = 1,0$ с), когда огненный шар принимает форму, близкую к сферической. На рис. 3,б слева показано пространственное распределение безразмерной скорости химической реакции W , определенной как отношение локальной скорости потребления топлива в единице объема к характерному значению этой величины:

$$W = \frac{w}{M_0/L_*^3 t_*} = \frac{wt_*}{\rho_a c_{p,a} T_a} \frac{\Delta H_c}{\Delta H_f}$$

Диффузионное горение топлива сосредоточено в узком слое на внешней границе облака (в особенности — на его верхней кромке), где горючее смешивается с кислородом из окружающего воздуха. В правой части рисунка приведено распределение концентрации продукта реакции (двуокиси углерода), аналогичную форму имеет и распределение концентрации водяного пара. На рис. 4 представлены профили температуры T , относительных мольных концентраций X_i топлива, окислителя и двуокиси углерода, а также безразмерной скорости реакции W , отвечающие тому же моменту времени и построенные в горизонтальном сечении $z/L_* = 1,3$, проходящем через точку с максимальной температурой. Основной максимум скорости реакции соответствует внешней границе облака; второй, менее выраженный максимум наблюдается ближе к оси, где смешение обусловлено сильным восходящим течением газа.

На рис. 5 приведены поля температуры и концентрации продуктов горения топлива (CO_2) в момент времени, соответствующий практическому полному выгоранию топлива. В этот момент, как видно из распределения линий уровня температуры, безразмерный диаметр огненного шара, определенный по изолинии, отвечающей $T = 500$ К, составляет

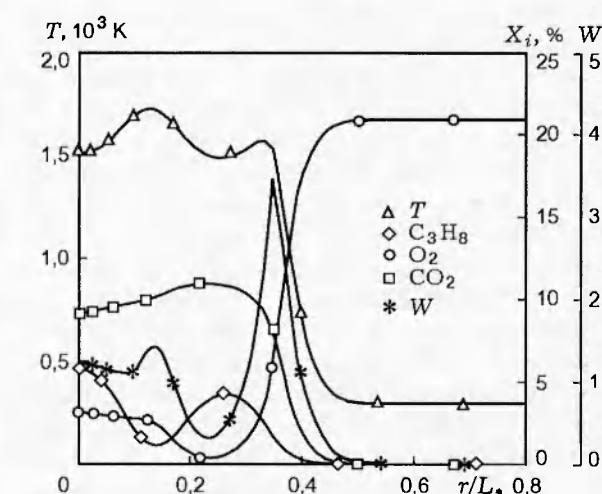


Рис. 4. Радиальные профили температуры, концентраций топлива и скорости реакции в сечении $z/L_* = 1,3$ в момент $t/t_* = 1,14$ ($t = 0,82$ с)

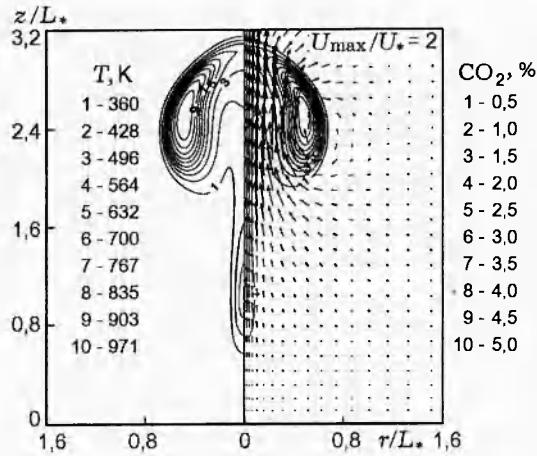


Рис. 5. Распределение температуры (слева) и концентрации CO_2 (справа) при $t/t_* = 2,5$ ($t = 1,8$ с)

$D_{\max}/L_* = 1,2$. Подстановка зависимости линейного масштаба от массы топлива (13) дает $D_{\max} = 1,2(\Delta H_c M_0 / \rho_a c_{p,a} T_a)^{1/3} = 6,1 M_0^{1/3}$, что хорошо согласуется с эмпирическими данными (14). Нагретое облако принимает характерную грибовидную форму и в дальнейшем ведет себя как нереагирующий термик, поднимаясь и остывая при смешении с холодным атмосферным воздухом.

Все описанные этапы и особенности эволюции, продемонстрированные на примере огненного шара с $M_0 = 1$ кг, типичны для всего диапазона масс топлива от 1 г до 10^3 кг и интервала скоростей истечения, отвечающих числам Фруда $\text{Fr} = 5 \div 250$, в котором проводились численные расчеты. На рис. 6, а для четырех значений массы топлива представлены зависимости максимальной температуры от времени, полученные при $\text{Fr} = 50$; здесь же приведена зависимость максимальной температуры, рассчитанная без учета радиационного теплопереноса (штриховая линия). Как отмечалось ранее, в последнем случае имеется подобие по числу Фруда, поэтому штриховая кривая описывает изменение температуры во времени, идентичное для всего диапазона масс топлива. Сравнение кривых показывает, что радиационные теплопотери приводят к снижению максимальной температуры на $400 \div 500$ К, при этом кривые, отвечающие различным массам топлива (и, следовательно, масштабам облака) весьма близки друг к другу. Таким образом, введенные выше безразмерные переменные позволяют единным образом описывать огненные

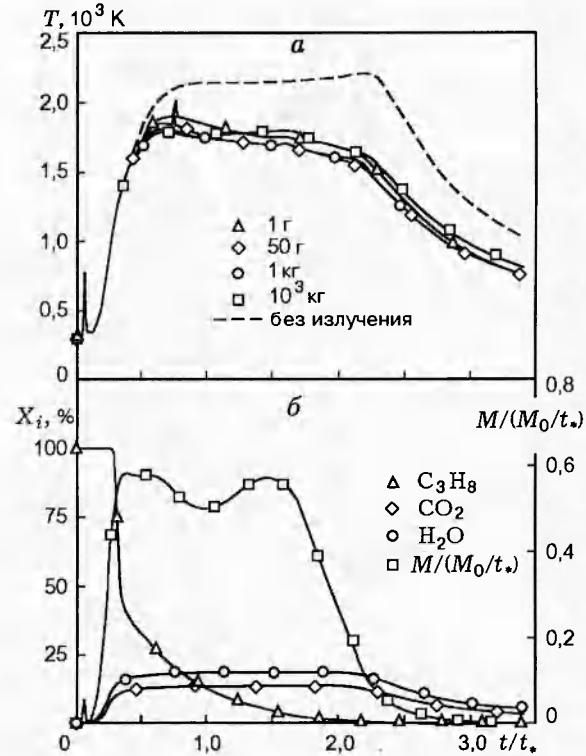


Рис. 6. Зависимость максимальной температуры (а), относительных объемных концентраций компонентов и полной безразмерной скорости выгорания топлива в огненном шаре (б) от времени t/t_* при $\text{Fr} = 50$

шары в весьма широком диапазоне масс топлива и скоростей выброса. К аналогичному выводу приводит и анализ результатов, полученных при других числах Фруда. Особенности радиационного поля в теле огненного шара, а также тепловые потоки, возникающие вне горящего облака, подробно рассмотрены во второй части работы.

На рис. 6, б показаны зависимости концентраций топлива C_3H_8 и продуктов горения CO_2 и H_2O от времени, полученные для базового варианта ($M_0 = 1$ кг, $\text{Fr} = 50$). Здесь же приведена зависимость от времени полной (принтегрированной по всему объему) скорости горения $-dM/dt = \int_V w r dr dz$, отнесенной к характерному масштабу этой величины M_0/t_* . Видно, что концентрации продуктов во всех случаях быстро достигают постоянных значений, ликвидуемых стехиометрией пропановоздушной смеси, уменьшение концентраций наблюдается лишь по окончании горения. Максимальная концентрация топлива равна 100 % на протя-

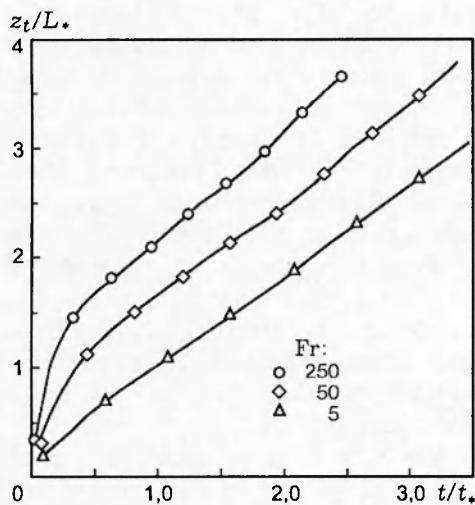


Рис. 7. Зависимость координаты верхней кромки огненного шара z_t / L_* от времени t / t_* при различных числах Фруда

жении всего времени истечения, затем она быстро падает за счет разбавления и выгорания.

На рис. 7 для значений $Fr = 5, 50$ и 250 , соответствующих диапазону скоростей от относительно медленных до быстрых выбросов, представлены рассчитанные зависимости координаты верхней кромки огненного шара от времени, демонстрирующие динамику подъема горящего облака при разных скоростях истечения топлива. Координата верхней кромки z_t определялась как высота точки на оси симметрии, в которой избыточная температура $T - T_a$ составляет 10% своего максимального значения. Расчеты показали, что при фиксированном числе Фруда зависимости координаты верхней кромки z_t / L_* от времени t / t_* , полученные при различных массах топлива, практически совпадают друг с другом, так что каждая из представленных на рис. 7 кривых применима ко всему исследованному диапазону масс топлива. Более того, с хорошей точностью те же кривые описывают и динамику подъема огненного шара, рассчитанную без учета радиационного теплопереноса. Причина слабого отклонения от условий подобия заключается в том, что огненные шары, рассматриваемые в данной работе, возникают при зажигании облаков топлива, создаваемых при направленном (вертикальном) выбросе горючего газа. При этом определяющее влияние на структуру огненного шара и динамику его движения оказывает полный начальный импульс, создаваемый источником, а понижение температуры, возникающее из-за теплопотерь излучением, не приводит к заметному замедлению подъема огненного шара.

Заметим, что влияние радиационных процессов может оказаться более значительным в том случае, если огненный шар возникает при зажигании неподвижного объема выброшенного в атмосферу топлива, когда эволюция горящего облака определяется плавучестью газа и, следовательно, скорость подъема зависит от температуры. Например, как показали расчеты [11], динамика подъема излучающего нерекающего термика, возникающего при взрыве кислородно-водородной смеси, существенно изменяется при учете радиационных теплопотерь. Для горящего облака влияние радиационных теплопотерь, по-видимому, будет более слабым даже в случае чисто плавучего облака, поскольку высокая температура в огненном шаре поддерживается за счет тепловыделения на протяжении всего времени горения. Исследование огненных шаров при зажигании ограниченных неподвижных объемов горючего газа планируется провести в дальнейшем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере пропана проведено численное исследование горения огненного шара, возникающего при вертикальном выбросе углеводородного топлива в атмосферу. Проанализированы характерные масштабы, отвечающие отдельным стадиям эволюции огненного шара. Введены параметры подобия, позволяющие единным образом описывать огненные шары с различной массой топлива и скоростью выброса.

Расчеты проведены в диапазоне масс топлива от 1 г до 10^3 кг при различных значениях скорости выброса, отвечающих числам Фруда от 5 до 250 . Подробно проанализирована внутренняя структура огненного шара, прослежена трансформация начальной горящей струи в близкий к сферическому огненный шар по окончании действия источника. Представлены поля температуры, концентраций и скорости реакции в различные моменты времени. Показано, что горение топлива в огненном шаре в основном происходит на его внешней поверхности, что позволяет отнести процесс горения к диффузионному типу. Приведены также зависимости максимальной температуры, интегральной скорости реакции, концентраций топлива и продуктов от безразмерного времени.

На основе сопоставления временных зависимостей максимальной температуры и координаты верхней кромки, полученных в расчетах с разной массой топлива, проанализирована роль масштабных эффектов. Показано, что нарушение подобия, связанное с наличием характерной длины, равной средней длине свободного пробега излучения в теле огненного шара, слабо сказывается на динамике движения горящего облака. Радиационные теплопотери приводят к снижению максимальной температуры на $400 \div 500$ К по сравнению с адиабатическим пламенем, при этом, однако, температурные зависимости, полученные во всем диапазоне изменения массы топлива, близки между собой. Таким образом, даже при наличии радиационного теплообмена характерные параметры огненного шара оказываются подобными с приемлемой для практики точностью, что делает возможным распространение результатов, полученных в расчетах или экспериментах для огненных шаров с одной массой топлива, на огненные шары с другой массой топлива.

Авторы выражают благодарность Комитету по научным исследованиям EPSRC (грант GR/K 13486) за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Взрывные явления.** Оценка и последствия / У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелоу М.: Мир, 1986.
2. **Маршалл В.** Основные опасности химических производств. М.: Мир, 1989.
3. **Prugh R. W.** Quantitative evaluation of fireball hazards // Process Safety Progr. 1994. V. 13, N 2. P. 83–91.
4. **Lihou D. A., Maund J. K.** Thermal radiation hazard from fireballs // IChemE Symp. Ser. 1982. N 71. P. 191–224.
5. **AIChE/CCPS.** Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires, and BLEVEs. New York: Amer. Inst. Chem. Engineers, 1994.
6. Гельфанд Б. Е., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. и др. Об оценке характеристики аварийного взрыва приповерхностного паровоздушного облака // Докл. АН СССР. 1991. Т. 321, № 5. С. 978–983.
7. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термиков, вихревых колец и струй в свободной атмосфере // Хим. физика. 1982. № 9. С. 1279–1290.
8. **Makhviladze G. M., Roberts J. P., Yakush S. E.** Burning regimes for the finite-duration releases of fuel gases // Twenty Sixth Intern. Symp. on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1996. V. 1. P. 1549–1555.
9. **Махвиладзе Г. М., Робертс Дж. П., Якуш С. Е.** Образование и горение газовых облаков при аварийных выбросах в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 23–38.
10. **Surzhikov S. T.** Monte Carlo simulation of spectral radiation fluxes near large-scale high temperature water vapor clouds // ASME HTD. 1996. V. 325. P. 71–81.
11. **Surzhikov S. T.** Four-component numerical simulation model of radiative convective interactions in large-scale oxygen-hydrogen turbulent fire balls // ASME HTD. 1996. V. 335. P. 401–412.
12. **Суржиков С. Т.** Тепловое излучение крупномасштабных кислородно-водородных огневых шаров. Анализ проблемы и основные результаты // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 3. С. 416–423.
13. **Makhviladze G. M., Roberts J. P., Yakush S. E.** Modelling the fireballs from methane releases // 5th IAFSS Intern. Symp. on Fire Safety Science / Y. Hasemi (Ed.). Intern. Assoc. Fire Safety Sci., 1997. P. 213–224.
14. **Makhviladze G. M., Roberts J. P., Yakush S. E.** Numerical modelling of fireballs from vertical releases of fuel gases // Combust. Sci. Technol. 1998. V. 132. P. 199–223.
15. **Magnussen B. F., Hjertager B. H.** On the mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion // Sixteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1976. P. 711–729.
16. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическими свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1973.
17. **Kuo K. K.** Principles of Combustion. New York: J. Wiley, 1986.
18. **Shirakashi M., Kawase H., Wakiya S.** Analysis of turbulent structure of an impulsively started jet by applying image processing // Bull. JSME. 1986. V. 29, N 257. P. 3772–3778.
19. **Jones W. P.** Turbulence modelling and numerical solution methods for variable density and combusting flows // Turbulent Reacting Flows / P. A. Libby, F. A. Williams (Eds). London: Acad. Press, 1994. P. 309–374.
20. **Kennedy I. M.** Models of soot formation and oxidation // Prog. Energy Combust. Sci. 1997. V. 23. P. 95–132.

21. Tesner P. A., Snegiriova T. D., Кногре V. G. Kinetics of dispersed carbon formation // Combust. Flame. 1971. V. 17. P. 253–260.
22. Galant S., Grouset D., Martinez G. et al. Three-dimensional steady parabolic calculations of large-scale methane turbulent diffusion flames to predict flare radiation under cross-wind conditions // Twentieth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1984. P. 531–540.
23. Hottel H. C., Sarofim A. F. Radiative Transfer. New York: McGraw-Hill, 1967.
24. Modest M. F. Radiative Heat Transfer. New York: McGraw-Hill, 1993.
25. Smith T. F., Shen Z. F., Friedman J. N. Evaluation of coefficients for the weighted sum of gray gases model // ASME J. Heat Transfer. 1982. V. 104. P. 602–608.
26. Smith T. F., Al-Turki A. M., Byun K. H., Kim T. K. Radiative and conductive transfer for a gas/soot mixture between diffuse parallel plates // J. Thermophys. and Heat Transfer. 1987. V. 1, N 1. P. 50–55.
27. Лапин Ю. В., Стрелец М. Х. Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989.
28. Multigrid Methods / W. Hackbusch, U. Trottenberg (Eds). Lecture Notes in Mathematics. V. 960. Berlin: Springer Verlag, 1982.
29. Fay J. A., Lewis D. H. Unsteady burning of unconfined fuel vapour clouds // Sixteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1976. P. 1397–1405.
30. Roper F., Arno J., Jaggers H. C. The effect of release velocity and geometry on burning times for non-premixed fuel gas clouds // Combust. Sci. Technol. 1991. V. 78. P. 315–338.

*Поступила в редакцию 23/III 1998 г.,
в окончательном варианте — 23/X 1998 г.*