

ОГНЕННЫЙ ШАР ПРИ ГОРЕНИИ ВЫБРОСОВ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА. II. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

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 процессов радиационного теплопереноса в огненном шаре, образующемся при зажигании облака углеводородного топлива вблизи поверхности земли. Для описания излучательных характеристик продуктов горения (смеси двуокиси азота, водяного пара и сажи) использована модель взвешенной суммы серых газов с весовыми коэффициентами, зависящими от температуры. Расчет поля излучения в огненном шаре для индивидуальных серых газов проводится на основе либо диффузионного приближения (газы, для которых огненный шар является оптически толстым), либо приближения объемного высвечивания (газы, для которых огненный шар оптически тонкий). Представлены результаты расчетов пропановых огненных шаров с массой топлива от 1 г до 10^3 кг. На основе сопоставления пространственных распределений радиационного источникового члена для огненных шаров разных размеров продемонстрирована роль масштабных эффектов. Показано, что излучение горящих облаков малого масштаба происходит равномерно по объему, тогда как огненные шары большого масштаба излучают преимущественно с поверхности. Полученная в расчетах доля энергии, переходящей в излучение, хорошо согласуется с литературными данными. Радиационное поле вне огненного шара и потоки на поверхность рассчитаны методом Монте-Карло. Определена доза энергии, падающей на поверхность за время горения огненного шара.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее опасных сценариев развития аварийной ситуации является выброс горючего вещества в атмосферу, его последующее зажигание и сгорание в режиме огненного шара. Расчет тепловых потоков, излучаемых горящим облаком, и оценка их воздействия на людей, материалы и конструкции представляют собой составную часть количественной оценки риска [1]. Существующие методы расчета опасности огненного шара, как правило, основаны на сильной схематизации явления и использовании эмпирических зависимостей для интегральных параметров горящего облака (таких, как максимальный диаметр, время горения и излучательная способность поверхности огненного шара) как функций массы топлива (см., например, обзоры [2, 3]). В то же время имеется настоятельная необходимость теоретического изучения внутренней структуры огненного шара, особенностей горения облаков топлива в условиях открытой атмосферы, влияния масштаба облака на характеристики горения и излучения внутри и вне огненного шара.

Проблема исследования горения выбросов топлива в атмосферу и их воздействия на окружающую среду весьма многогранна, поэтому для описания таких явлений необходимо привлекать модели и методы, развитые в теории горения, гидродинамике конвективных течений, турбулентности и теории радиационного теплопереноса. В первой части работы [4] представлена математическая модель, позволяющая проводить численные расчеты нестационарных осесимметричных течений, возникающих при выбросе конечной массы топлива в атмосферу, ее воспламенении и сгорании в режиме огненного шара. Представлены результаты расчетов огненных шаров при сгорании от 1 г до 10^3 кг пропана, выбрасываемого вертикально вверх и зажигаемого вблизи источника. Рассмотрена внутренняя структура горящего облака на различных этапах его эволюции, динамика его движения и временные зависимости максимальной температуры, концентраций и скорости реакции в огненном шаре.

В данной работе подробно описан используемый метод расчета процессов радиационного теплопереноса в огненном шаре. Представле-

ны результаты исследования структуры радиационного поля в горящем облаке в диапазоне от маломасштабных (оптически тонких) до крупномасштабных (оптически толстых) огненных шаров. Рассчитанная доля энергии горения, переходящей в излучение, а также динамика теплового импульса, излучаемого горящим облаком, сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными. Определены тепловые потоки от огненного шара на земную поверхность и размеры зон, отвечающих различным степеням воздействия излучения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исходные уравнения. Образование и горение огненного шара при зажигании вертикально выбрасываемого газообразного топлива в атмосферу описываются в рамках осесимметричной постановки системой уравнений сохранения массы, количества движения, энергии и концентрации компонентов. Полная математическая постановка задачи дана в первой части работы [4]. Ниже перечислены основные особенности применяемого подхода и подробно рассмотрена модель переноса излучения, которая позволяет рассчитать радиационный источник энергии член в уравнении баланса тепловой энергии.

Используются нестационарные осредненные по Фавру уравнения Навье — Стокса, для замыкания которых привлекается $(k - \epsilon)$ -модель турбулентности. Уравнения для массовых концентраций компонентов газовой среды (топливо, O_2 , CO_2 , H_2O , N_2) записаны в предположении о равенстве коэффициентов диффузии всех компонентов; при записи уравнения для энтальпии среды предполагается, что коэффициент температуропроводности равен коэффициенту диффузии. Принимаются во внимание температурные зависимости удельных теплотемпостей всех компонентов.

Скорость горения описывается моделью распада турбулентных вихрей (eddy break-up model) [5], согласно которой скорость потребления горючего лимитируется процессами турбулентного смешения компонентов, тогда как сами химические реакции считаются бесконечно быстрыми. Реакция предполагается одностадийной и необратимой.

Наряду с газофазным горением топлива учитываются процессы образования и выгорания частиц сажи, что необходимо для расчета излучения углеводородных пламен. Используется двухстадийная глобально-кинетическая

схема [6] с модификациями [7]. 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 радикалов. Данную схему применяли в [7] для расчета крупномасштабных факелов природного газа в поперечном поле ветра, где было показано хорошее соответствие полученных тепловых потоков экспериментальным данным.

Принята следующая схема образования огненного шара: некоторая масса горючего газа M_0 выбрасывается в первоначально неподвижную атмосферу из круглого источника, находящегося на земной поверхности, зажигание проводится на оси симметрии на высоте порядка нескольких диаметров выходного отверстия. Рассматривается диапазон параметров, в котором время горения значительно больше времени истечения газа и задержки зажигания. Расчет проводится от момента начала истечения газа до полного выгорания топлива и остывания продуктов горения.

Модель переноса излучения. Излучение продуктов горения углеводородных топлив имеет весьма сложный спектральный состав, обусловленный комбинацией сильных инфракрасных спектральных линий молекул CO_2 и H_2O и непрерывного излучения частиц сажи [8]. Оптические свойства среды, следовательно, сильно зависят от длины волны излучения.

В предельном случае малого линейного масштаба пламени, когда поглощением собственного излучения можно пренебречь, существенное упрощение задачи возможно путем введения среднепланковского коэффициента поглощения и использования приближения объемного высвечивания. Наоборот, при больших размерах горячей области, когда ее оптическая толщина во всем спектральном диапазоне намного превосходит единицу, можно использовать диффузионное приближение и характеризовать оптические свойства среды средним по Росселанду коэффициентом поглощения. По-существу, в обоих указанных предельных случаях введением соответствующего осредненного коэффициента поглощения можно свести задачу к расчету излучения серого газа.

При конечных размерах пламени, однако, длина свободного пробега излучения в опре-

деленных спектральных диапазонах может намного превосходить размеры горячей области, которая для этих длин волн является оптически тонкой, тогда как в других спектральных диапазонах газ может быть сильно поглощающим, т.е. оптически толстым. В таком случае любое из указанных выше приближений может привести к существенным ошибкам.

Наиболее подробно оптические свойства среды описываются спектральными моделями, в которых детально учитывается зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Примером применения такой модели к расчету излучения от горячих облаков продуктов сгорания водорода (водяного пара) служат работы [9, 10]. Следует отметить, однако, что применение полных спектральных моделей в вычислительной практике требует значительных усилий по реализации и поддержанию базы данных по спектральным свойствам газов [11]. Кроме того, необходимость решения уравнения переноса лучистой энергии в многочисленных спектральных интервалах сопряжена с большими вычислительными затратами. Поэтому представляется оправданным использование моделей, промежуточных между грубой моделью серого газа и гораздо более точными, но трудоемкими спектральными моделями.

В данной работе для описания оптических свойств продуктов горения углеводородных топлив использована модель взвешенной суммы серых газов (ВССГ). Эта модель первоначально была предложена для использования в рамках зонного подхода [12], однако позднее она нашла широкое применение и в других методах решения уравнения переноса лу-

чистой энергии (см., например, [13, 14]). Суть модели ВССГ состоит в том, что излучательная способность реальной среды аппроксимируется суммой излучательных способностей набора серых газов, каждый из которых обладает собственным коэффициентом поглощения κ_j , при этом суммирование проводится с зависящими от температуры весовыми коэффициентами a_j . Эти коэффициенты можно интерпретировать как суммарный вклад в излучение всех участков спектра, в которых коэффициенты поглощения близки к κ_j . Значения коэффициентов поглощения и весовых множителей подбираются так, чтобы обеспечить наилучшее согласование реальной и модельной излучательных способностей как функций оптической длины.

В настоящее время предложен ряд аппроксимаций как для индивидуальных газов, так и для смесей CO_2 , H_2O и сажи. Ниже применяются коэффициенты, найденные в [15–17]. В случае чисто газовых смесей используется три серых газа ($K_g = 3$), отвечающих оптически толстым, оптически тонким и промежуточным частям спектра. Весовые коэффициенты поглощения серых газов $a_{g,j}$ аппроксимированы полиномами третьей степени по температуре. Локальный коэффициент поглощения j -го серого газа находится как произведение модельного коэффициента $k_{g,j}$ и локального суммарного парциального давления $p_t = p_{\text{CO}_2} + p_{\text{H}_2\text{O}}$:

$$a_{g,j} = \sum_{k=1}^4 b_{g,jk} T^{k-1}, \quad \kappa_{g,j} = k_{g,j} p_t, \quad (1)$$

$$j = 1, \dots, K_g,$$

Таблица 1

Коэффициенты модели ВССГ для газов (по данным [16])

j	$k_{g,j}, \text{ м}^{-1} \text{ атм}^{-1}$	$b_{g,j1} \cdot 10^1$	$b_{g,j2} \cdot 10^4$	$b_{g,j3} \cdot 10^7$	$b_{g,j4} \cdot 10^{11}$
Пары воды, $p_{\text{CO}_2} = 0, p_{\text{H}_2\text{O}} \rightarrow 0$					
1	0,4098	5,977	-5,119	3,042	-5,564
2	6,325	0,5677	3,333	-1,967	2,718
3	120,5	1,800	-2,334	1,008	-1,454
Смесь, $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$					
1	0,4303	5,150	-2,303	0,9779	-1,494
2	7,055	0,7749	3,399	-2,297	3,770
3	178,1	1,907	-1,824	0,5608	-0,5122
Смесь, $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$					
1	0,4201	6,508	-5,551	3,029	-5,353
2	6,516	-0,2504	6,112	-3,882	6,528
3	131,9	2,718	-3,118	1,221	-1,612

Таблица 2

Коэффициенты модели ВССГ для сажи (по данным [17])

j	$k_{s,j}, \text{M}^{-1}$	$b_{s,j1}$	$b_{s,j2} \cdot 10^4$	$b_{s,j3} \cdot 10^7$	$b_{s,j4} \cdot 10^{11}$
1	$1,00802 \cdot 10^6$	1,420	-7,7942	-0,38408	2,4166
2	$3,23520 \cdot 10^6$	-0,420	7,7942	0,38408	-2,4166

где p_t выражено в атмосферах. Необходимые для целей работы значения констант $k_{g,j}$ и $b_{g,jk}$ из [16] приведены в табл. 1. Кроме того, добавляется еще один серый газ с нулевым коэффициентом поглощения $k_{g,0} = 0$, отвечающий спектральным «окнам», его весовой коэффициент находится как $a_{g,0} = 1 - \sum_{j=1}^3 a_{g,j}$. Этот газ, естественно, не дает вклада в процессы радиационного переноса в случае чисто газовой среды, однако позволяет единым образом рассматривать поглощающие и непоглощающие участки газового спектра при определении свойств смесей газов и сажи.

Аналогичные константы, описывающие в рамках модели ВССГ излучательные свойства сажи, были предложены в [15, 17]. Соответствующие весовые коэффициенты $a_{s,j}$ и коэффициенты поглощения $\kappa_{s,j}$ серых газов находятся как

$$a_{s,j} = \sum_{k=1}^4 b_{s,jk} T^{k-1}, \quad \kappa_{s,j} = k_{s,j} f_v, \quad (2)$$

$$j = 1, \dots, K_s,$$

где f_v — объемная доля частиц сажи. В работах [15, 17] показано, что удовлетворительной точности можно достигнуть уже при $K_s = 2$. Коэффициенты модели приведены в табл. 2.

Для смеси излучающих газов и сажи общее число серых газов определяется попарными комбинациями индивидуальных серых газов, введенных для газовых компонентов смеси, и серых газов для сажи, так что общее количество серых газов достигает значения $K = (K_g + 1) \times K_s = 8$. Это количество значительно меньше, чем число спектральных групп, которые приходится рассматривать при использовании детальных спектральных моделей среды, что делает расчет переноса излучения более эффективным в вычислительном плане. Коэффициенты поглощения серых газов для рассматриваемой смеси и соответствующие весовые коэффициенты находятся как

$$\kappa_{n,m} = \kappa_{g,n} + \kappa_{s,m}, \quad a_{n,m} = a_{g,n} a_{s,m}, \quad (3)$$

$$n = 0, \dots, K_g, \quad m = 1, \dots, K_s.$$

В рамках модели ВССГ поток лучистой энергии представляется суммой индивидуальных потоков, каждый из которых удовлетворяет уравнению переноса энергии излучения, содержащему в качестве источника члена плотность излучения абсолютно черного тела, умноженную на соответствующий весовой коэффициент [13]:

$$q_R = \sum_{j=1}^K q_{R,j}, \quad \nabla q_{R,j} = \kappa_j (a_j E_b - E_j), \quad (4)$$

где индекс j соответствует всем комбинациям (n, m) для газовых компонентов и сажи; E_j — объемная плотность лучистой энергии j -го серого газа; $E_b = 4\sigma T^4$ — плотность излучения абсолютно черного тела, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — постоянная Стефана — Больцмана.

Уравнение переноса лучистой энергии (4) для индивидуальных серых газов можно решать различными методами. В данной работе применяется так называемое толсто-тонкое приближение, в котором для оптически толстых и оптически тонких компонентов решение осуществляется на основе диффузионного приближения и модели объемного высвечивания соответственно. Именно, в случае, когда оптическая толщина рассчитываемого огненного шара для j -го серого газа τ_j меньше некоторой граничной величины τ_* , используется приближение объемного высвечивания. Объемная плотность энергии излучения E_j считается малой по сравнению с плотностью излучения черного тела E_b , поэтому дивергенция потока лучистой энергии равна (с учетом поглощения энергии, приходящей из окружающей среды)

$$\nabla q_{R,j} = 4\kappa_j a_j \sigma (T^4 - T_a^4). \quad (5)$$

С другой стороны, для серых газов, для которых огненный шар является оптически толстым ($\tau_j > \tau_*$), используется диффузионное приближение (называемое также P1-приближением метода сферических гармоник) [14, 18]. Разложение интенсивности излучения в ряд по сферическим функциям показывает, что в первом приближении поток лучистой энергии

пропорционален градиенту плотности энергии излучения, так что уравнение (4) сводится к уравнению эллиптического типа для плотности лучистой энергии:

$$\mathbf{q}_{R,j} = -\frac{1}{3\kappa_j} \nabla E_j, \quad (6)$$

$$\nabla \frac{1}{3\kappa_j} \nabla E_j = \kappa_j (E_j - a_j E_b).$$

Для решения данного уравнения необходимо поставить граничные условия на всех поверхностях, ограничивающих расчетную область. На каждой из таких поверхностей, характеризуемой определенной температурой и степенью черноты ε_w , граничное условие записывается в виде (см., например, [14]):

$$2\mathbf{q}_{R,j} \cdot \mathbf{n} = \frac{\varepsilon_w}{2 - \varepsilon_w} (a_j E_{b,w} - E_{j,w}), \quad (7)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали, индексом w обозначены значения плотности лучистой энергии на границе области. С учетом связи $\mathbf{q}_{R,j} = -1/(3\kappa_j) \nabla E_j$ данное соотношение сводится к условию третьего рода относительно плотности лучистой энергии. На оси симметрии для E_j ставится граничное условие Неймана. В расчетах как для внешних границ области, так и для подстилающей поверхности использовано значение $\varepsilon_w = 1$. Переход от модели объемного высвечивания к диффузионному приближению проводился при $\tau_* = 1$.

Таким образом, в случае продуктов горения углеводородных топлив, содержащих смесь излучающих газов и сажи, радиационная часть задачи сводится к решению восьми уравнений переноса, отвечающих индивидуальным серым газам. При этом число эллиптических уравнений, которые приходится решать на каждом шаге по времени, зависит от масштаба огненного шара, определяющего количество оптически толстых серых газов. Полный источниковый член в уравнении энергии находится суммированием вкладов всех компонентов:

$$S_R = \sum_{j=1}^K \nabla \mathbf{q}_{R,j}.$$

Расчет поля излучения вне огненного шара и, в частности, радиационных потоков, падающих на поверхность, проводился в отдельные моменты времени методом Монте-Карло (см., например, [14, 19]). Необходимость применения особого метода расчета связана с тем,

что как метод объемного высвечивания, так и диффузионное приближение могут приводить к значительным ошибкам при расчете потоков на значительных расстояниях от огненного шара [20]. Метод Монте-Карло относится к статистическому типу, он позволяет с успехом рассчитывать перенос излучения в оптически активных средах и учитывать как поглощение, так и рассеяние излучения, при этом алгоритм расчета применим и к оптически тонким, и к оптически толстым средам. Недостатком метода является медленная скорость сходимости, приводящая к необходимости проведения расчетов для большого числа фотонов, что, в свою очередь, влечет за собой значительные вычислительные затраты. Поэтому в данной работе расчеты методом Монте-Карло проводили не на каждом временном шаге, а лишь в отдельные моменты, при этом использовали распределения температуры и концентраций, полученные при решении основной задачи.

Численный метод. Исходные уравнения аппроксимировали на разнесенной разностной сетке и решали численно с применением процедуры коррекции давления. Использовали асимптотическую форму уравнений, справедливую для существенно дозвуковых течений. Аппроксимацию осуществляли со вторым порядком точности по пространству и с первым порядком точности по времени. Применяли неявные разностные схемы, разностные уравнения решали при помощи продольно-поперечных трехточечных прогонок. Эллиптические уравнения решали многосеточным методом, в котором релаксация невязок проводилась методом последовательной верхней релаксации с чередующейся прогонкой вдоль горизонтальных и вертикальных сеточных линий. Программное обеспечение, реализующее изложенную выше модель, написано на языке C++. Более подробное описание метода дано в [4].

ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ

В настоящей работе расчеты проводятся для того же набора определяющих параметров, что и в первой части работы [4]. Моделируются выбросы газообразного пропана массой $M_0 = 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-2}, 1$ и 10^3 кг из круглого источника на земной поверхности диаметром $D = 0,35 V_0^{1/3}$, где V_0 — начальный объем топлива. Как показывает физический анализ выбросов конечной продолжительности [21], при таком соотношении между размером источни-

ка и объемом топлива выброс приводит к образованию облака богатой смеси, которое при поджигании будет гореть в режиме огненного шара (что подтверждается проведенным в [21] сравнением с экспериментами, а также численными расчетами [4, 22]).

Масштабы длины, скорости и времени, характеризующие горящее облако, вводятся следующим образом [4]:

$$L_* = \left(\frac{\Delta H_c M_0}{\rho_a c_{p,a} T_a} \right)^{1/3},$$

$$U_* = (L_* g)^{1/2}, \quad t_* = \left(\frac{L_*}{g} \right)^{1/2},$$

где ΔH_c — теплота сгорания топлива; ρ_a , $c_{p,a}$, T_a — плотность, удельная теплоемкость и температура воздуха в окружающей атмосфере; g — ускорение силы тяжести. Масштаб длины L_* построен как корень кубический из характерного объема огненного шара, вычисленного с учетом расширения газа при выделении суммарной теплоты сгорания топлива, масштабы скорости и времени введены так, как это принято при описании свободно-конвективных плавучих течений.

Соотношение между силами инерции и плавучести, действующими на огненный шар, характеризуется числом Фруда:

$$Fr = \left(\frac{U_0}{U_*} \right)^2 = U_0^2 / g \left(\frac{\Delta H_c M_0}{\rho_a c_{p,a} T_a} \right)^{1/3}, \quad (8)$$

где U_0 — скорость истечения газа. Для огненных шаров, возникающих при быстром выбросе и зажигании облака горючего газа, число Фруда является основным параметром подобия, определяющим динамику подъема и горения. Чтобы исследовать роль масштабных эффектов, расчеты для указанных выше масс газа проводили при $Fr = 5, 50$ и 250 , при этом соответствующее значение U_0 вычисляли из уравнения (8).

Расчеты выполняли при постоянной температуре внешней атмосферы $T_a = 293$ К, относительная влажность воздуха составляла $\alpha = 20$ %, что соответствует парциальному давлению паров воды $p_{H_2O} = 4,64 \cdot 10^{-3}$ атм (при этом массовая доля пара равна $Y_{H_2O} = 2,89 \cdot 10^{-3}$). Зажигание истекающего топлива проводилось на оси симметрии на высоте $H = 5D$ при $Fr = 50$ и 250 , тогда как при относительно медленном истечении, соответствующем $Fr = 5$, источник зажигания располагался на высоте $H = 2D$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура радиационного поля в огненном шаре. Как отмечалось в работе [4], в отсутствие радиационного теплопереноса распределения, рассчитанные для разных масс топлива при фиксированном числе Фруда и геометрически подобных граничных условиях, оказываются подобными в соответствующих безразмерных переменных. Наличие радиационных процессов, однако, вносит новый масштаб длины, связанный со средней длиной свободного пробега излучения в теле огненного шара, что нарушает указанное подобие. Поэтому сравнение распределений, полученных для разных масс топлива (и, следовательно, для различных линейных масштабов), позволяет сделать вывод о степени влияния радиационных процессов на внутреннюю структуру огненного шара и о роли масштабных эффектов.

Показательной величиной, дающей представление о структуре радиационного поля в теле огненного шара, является радиационный источниковый член в уравнении энергии S_R , равный дивергенции интегрального по спектру потока лучистой энергии ∇q_R и представляющий собой разность между излучаемой и поглощаемой энергией в единице объема в единицу времени (т. е. суммарную плотность мощности излучения). Знак величины S_R определен так, что положительные значения соответствуют локальному радиационному остыванию газа, а отрицательные — его нагреву.

На рис. 1 для топлива массой от 1 г до 10^3 кг представлены рассчитанные пространственные распределения величины S_R , отнесенной к масштабу $\Delta H_c M_0 / L_*^3 t_*$, отвечающие моменту времени $t/t_* = 1,38$. Пространственные координаты обезразмерены на характерный линейный масштаб L_* . Чтобы провести более детальное сравнение полей температуры, концентрации и плотности мощности излучения, на рис. 2 представлены радиальные распределения соответствующих величин, построенные в горизонтальном сечении $z/L_* = 1,3$. Штриховой линией нанесен профиль температуры, полученный в расчетах без учета радиационных процессов и относящийся в силу подобия ко всему диапазону масс топлива.

Как следует из рис. 2, а, наличие радиационных теплопотерь приводит к понижению температуры в теле огненного шара, при этом количественное влияние радиационного теплопереноса зависит от масштаба огненного шара

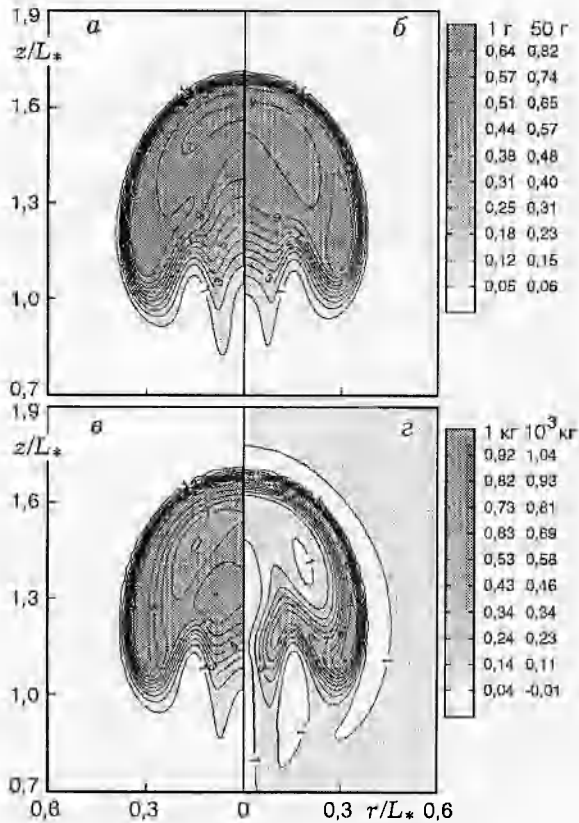


Рис. 1. Распределение безразмерной плотности мощности излучения (радиационный источниковый член S_R) при $t/t_* = 1,38$ в огненных шарах разного масштаба:

$a - M_0 = 1 \text{ г}, L_* = 0,51 \text{ м}; б - M_0 = 50 \text{ г}, L_* = 1,9 \text{ м}; в - M_0 = 1 \text{ кг}, L_* = 5,1 \text{ м}; г - M_0 = 10^3 \text{ кг}, L_* = 51 \text{ м}$

немонотонным образом: температура на краях рассчитанного интервала масс топлива ($M_0 = 1 \text{ г}$ и 10^3 кг) оказывается на $100 \div 200 \text{ К}$ выше, чем при промежуточных значениях массы топлива ($M_0 = 50 \text{ г}$ и 1 кг). В то же время, профили концентрации продуктов отличаются значительно слабее.

Распределения радиационного источникового члена (см. рис. 1 и 2, б) имеют качественно разный характер: если для малого облака источниковый член распределен по всей высокотемпературной области, то для большого огненного шара максимум источникового члена сосредоточен на «поверхности» облака. Это означает, что при малой оптической толщине излучение происходит по всему объему горящего облака, при этом каждый элементарный объем газа излучает независимо от соседних объемов, а плотность мощности излучения определяется только локальной температурой и кон-

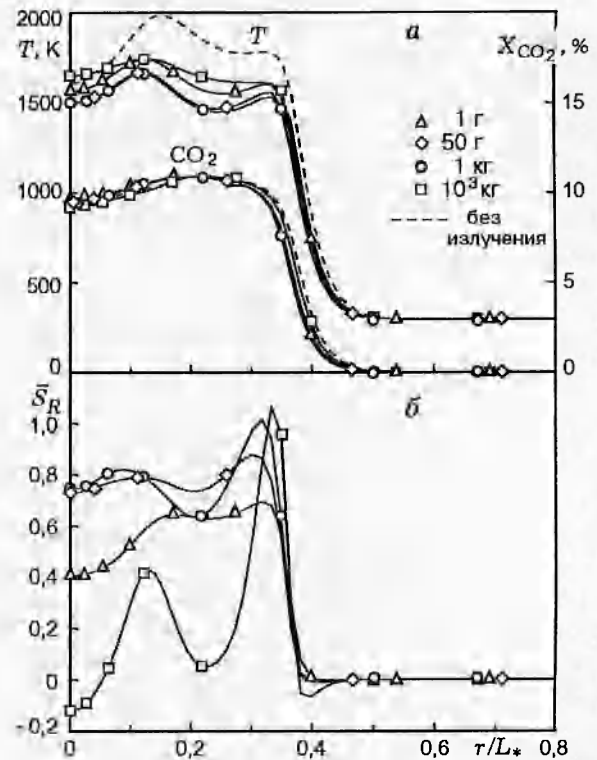


Рис. 2. Радиальные распределения параметров в огненных шарах разного масштаба в момент $t/t_* = 1,38$ на высоте $z/L_* = 1,3$:

$a -$ температура и объемная концентрация двуоксида углерода, $б -$ безразмерный источниковый член S_R

центрацией продуктов горения. При большой оптической толщине излучение внутренней зоны поглощается в самом огненном шаре, не покидая его пределы. Профиль радиационного источникового члена показывает также, что часть излучения поглощается холодным газом в узком слое вблизи поверхности оптически толстого огненного шара, этот слой соответствует областям отрицательных значений S_R источникового члена.

Несмотря на столь значительные различия в характере радиационного поля, отклонения температурных и концентрационных полей, соответствующие огненным шарам с различной массой топлива, оказываются довольно слабыми, с точностью до того, что максимальные значения температуры отличаются на величину $\approx 100 \div 200 \text{ К}$. Динамика движения горящего облака в безразмерных координатах также мало меняется с изменением масштаба [4]. Это свидетельствует в пользу того, что определяющее влияние на структуру огненного шара ока-

зывает вихревое течение, созданное импульсом, сообщенным источником, и силами плавучести, так что тепловая и концентрационная структуры огненных шаров разного масштаба оказываются практически одинаковыми.

Излучение огненного шара. Важной характеристикой огненного шара является доля полной энергии сгорания топлива, переходящей в излучение, поскольку она характеризует степень воздействия огненного шара на окружающую среду. Для того чтобы определить мгновенную суммарную мощность излучения огненного шара, в расчетах проводили интегрирование радиационного источникового члена по пространству, дающее разность между полным количеством высвечиваемой и поглощаемой энергии в единицу времени. Чтобы исключить поглощение энергии молекулами атмосферной влаги вне огненного шара, интегрирование проводили только по области, в которой температура превышала 400 К. Ниже будем использовать безразмерную полную мощность излучения W_R , полученную нормированием соответствующей размерной величины на характерный масштаб мощности тепловыделения, равный отношению полной энергии сгорания топлива $\Delta H_c M_0$ к характерному времени t_* :

$$W_R = \frac{t_*}{\Delta H_c M_0} \int_{V_{FB}} S_R r dr dz,$$

где V_{FB} — объем огненного шара. Интегрирование мощности излучения по времени от начального до текущего момента времени дает полную излученную к данному моменту энергию, при обезразмеривании которой в качестве масштаба воспользуемся полной энергией сгорания топлива:

$$Q_R = \frac{1}{\Delta H_c M_0} \int_0^t \int_{V_{FB}} S_R r dr dz dt = \\ = t_* \int_0^{t/t_*} W_R \left(\frac{t}{t_*} \right) d \left(\frac{t}{t_*} \right).$$

На рис. 3,а для всего рассчитанного диапазона масс топлива и скоростей истечения представлены зависимости безразмерной излученной энергии от безразмерного времени. Кривые, отвечающие одинаковым числам Фруда, но различным массам топлива, показывают,

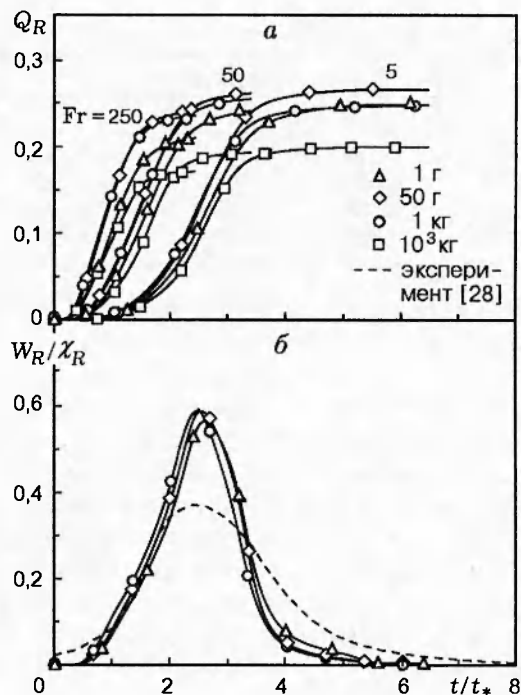


Рис. 3. Характеристики излучения огненного шара:

а — полная излученная энергия, б — мгновенная мощность излучения

что продолжительность излучения тепла огненным шаром (равная времени насыщения соответствующей кривой) практически не зависит от массы топлива. С другой стороны, увеличение скорости выброса (т. е. рост числа Фруда) приводит к более быстрому сгоранию топлива и, следовательно, к более короткому импульсу теплового излучения.

Во введенных выше безразмерных переменных доля энергии горения χ_R , переходящей в излучение, отвечает значению функции Q_R при полном сгорании и остывании огненного шара, т. е. уровню насыщения соответствующей кривой на рис. 3,а. Результаты расчетов этой величины суммированы в табл. 3. Для всех рассчитанных вариантов доля энергии, переходящей в излучение, максимальна при $M_0 = 50$ г и 1 кг, когда размер огненного шара порядка нескольких метров. Огненный шар меньшего размера является оптически тонким, что уменьшает его излучательную способность. С другой стороны, для больших оптически толстых огненных шаров излучение происходит в основном с поверхности горящего облака, в результате чего доля радиационных потерь уменьшается с ростом линейного

Таблица 3
Доля энергии, переходящей в излучение (расчет)

M_0 , кг	χ_R при Fr		
	5	50	250
10^{-3}	0,249	0,241	0,213
$5 \cdot 10^{-2}$	0,266	0,262	0,242
1	0,248	0,255	0,238
10^3	0,200	0,193	0,173

размера огненного шара. Данный вывод найдется в полном качественном согласии с обсуждавшимися выше профилями температуры (см. рис. 2,а), а также с зависимостями максимальной температуры в огненном шаре от времени, приведенными в первой части работы [4]. Оценки, полученные в [23], показывают, что для оптически толстых огненных шаров доля потерь излучением должна падать пропорционально массе топлива в степени $1/6$, т. е. значительного уменьшения можно ожидать лишь при изменении массы топлива на несколько порядков величины.

Приведенные в табл. 3 значения доли энергии излучения $\chi_R = 0,17 \div 0,27$ хорошо согласуются с результатами измерения излучательных характеристик пропановых пламен, имеющимися в литературе. Так, согласно данным [24] для стационарных пропановых пламен $\chi_R = 0,20 \div 0,24$. Измерения, проведенные в [25, 26] (см. также обзоры [3, 27]), дают несколько более широкий диапазон: $\chi_R = 0,20 \div 0,32$. С другой стороны, эксперименты по огненным шарам малого масштаба [28] (объем топлива $20 \div 200 \text{ см}^3$) дали оценку $\chi_R \approx 0,15$. Высокая степень совпадения рассчитанных значений и экспериментальных данных свидетельствует о пригодности рассмотренной модели радиационного теплопереноса для описания процессов в горящих углеводородных огненных шарах.

Для того чтобы сопоставить полученные в расчетах количественные характеристики процесса развития огненного шара с опытными данными, зависимость мгновенной мощности излучения W_R от времени сравнивали с результатами измерений [28]. В экспериментах [28] небольшой объем углеводородного топлива выдувался в мыльный пузырь и зажигался прикосновением раскаленной проволоки. Таким образом, в отличие от принятой в расчетах схемы, огненный шар развивался в основном под действием сил плавучести в отсутствие начального направленного импульса. Для сопоставления динамики нарастания и спада теплового

импульса ниже использованы результаты, полученные при наименьшем числе Фруда $Fr = 5$, отвечающем относительно медленному истечению газа, что наиболее близко к экспериментальным условиям.

На рис. 3,б в безразмерных переменных представлены рассчитанные зависимости мощности излучения огненного шара от времени t/t_* , при этом в качестве ординаты использована величина W_R/χ_R . При такой нормировке площадь под каждой кривой, соответствующая полному количеству излученной энергии, равна единице. Сравнение представленных на рис. 3,б кривых показывает, что динамика теплового импульса, излучаемого огненным шаром, для всех масс топлива оказывается близкой. Это хорошо согласуется с тем, что при фиксированном числе Фруда и подобии геометрий источника топлива и источника зажигания отклонения от подобия в характеристиках течения невелики.

Экспериментальная зависимость безразмерной мощности излучения от времени, полученная в экспериментах [28], представлена на рис. 3,б штриховой линией. Сопоставление рассчитанных кривых с экспериментальной зависимостью показывает, что в расчетах достаточно хорошо воспроизводятся такие характеристики процесса, как продолжительность теплового импульса и время достижения максимума мощности излучения. Количественные различия в динамике состоят в том, что рассчитанный импульс имеет несколько меньшую ширину, но в то же время более острый максимум. Причиной этого может быть начальный направленный импульс потока топлива, усиливающий интенсивность перемешивания и тем самым несколько сокращающий продолжительность горения газа. Следует также иметь в виду, что, как отмечают сами авторы [28], в экспериментах измеряли не полную мощность излучения, а поток энергии преимущественно в экваториальной плоскости огненного шара, после чего полную мощность находили умножением этого потока на площадь сферы с радиусом, равным расстоянию от центра огненного шара до приемника излучения. Таким образом, экспериментальная величина равна полной мощности излучения только при условии изотропности потока излучения. В целом же можно считать, что имеется вполне удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Тепловые потоки и оценка воздействия излучения огненного шара. Мощные тепловые потоки, излучаемые горящим огненным шаром, являются одним из основных факторов опасности при возгорании углеводородных выбросов, поэтому большой интерес представляет расчет распределений теплового потока и тепловой энергии на земной поверхности. Ниже приведены результаты расчетов для наибольшего изучаемого в данной работе огненного шара с $M_0 = 10^3$ кг. Радиальные распределения теплового потока рассчитывали методом Монте-Карло в отдельные моменты времени, приходящиеся на основную часть продолжительности теплового импульса горящего облака. Число фотонов, прослеживаемых в каждый момент времени для каждого серого газа, составляло $5 \cdot 10^7$; для регистрации фотонов, поглощаемых подстилающей поверхностью, вводилась равномерная одномерная сетка, содержащая 50 ячеек. Тепловой поток q_s , отвечающий текущей ячейке регистрационной сетки, определяли с учетом цилиндрической симметрии делением суммарной энергии фотонов, поглощенных в пределах этой ячейки, на площадь соответствующего кольца на подстилающей поверхности. Ниже все результаты даны в размерном виде.

На рис. 4,а представлены радиальные распределения падающего на земную поверхность потока излучения $q_s(r)$ в моменты времени от 1,55 до 5,17 с, полученные при $Fr = 50$, что соответствует $U_0 = 158$ м/с. Поток излучения нарастает, достигая максимальных значений при $t = 2,5 \div 4$ с, после чего спадает вследствие выгорания топлива и удаления огненного шара от земной поверхности. Интересно отметить, что максимум потока излучения достигается не на оси, а на расстоянии порядка 20 м от нее, что приблизительно равно радиусу огненного шара (см. рис. 1). Такой характер распределения теплового потока по поверхности земли обусловлен особенностями поля излучения в оптически толстом огненном шаре, которые можно наблюдать на рис. 1,з. В нижней зоне огненного шара, которая и определяет в основном потоки вблизи точки выброса, пространственное распределение мощности излучения весьма неоднородно, поскольку в приосевой области происходит интенсивное вовлечение холодного воздуха в горящий огненный шар, что приводит к понижению температуры и разбавлению излучающих продуктов горения. Наиболее интенсивное излучение создается кольцевой областью на

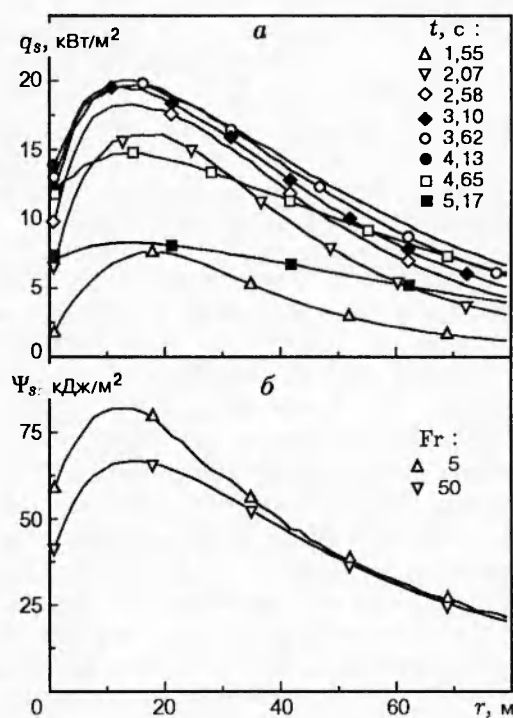


Рис. 4. Тепловое воздействие пропанового огненного шара с $M_0 = 10^3$ кг:

а — распределения теплового потока $q_s(r)$ на земной поверхности в различные моменты времени, б — доза излучения $\Psi_s(r)$, полученная за время горения огненного шара

внешней границе огненного шара, под которой на поверхности и наблюдается максимум теплового потока. Для оптически тонких облаков тепловой поток имеет максимум на оси симметрии, затем он монотонно уменьшается с расстоянием вдоль подстилающей поверхности.

Наряду с тепловым потоком важной характеристикой является доза излучения, представляющая собой полную энергию, падающую на единицу поверхности, и равная интегралу от потока излучения по времени:

$$\Psi_s = \int_0^{\infty} q_s(t) dt.$$

На рис. 4,б в размерных переменных представлена радиальная зависимость дозы излучения на земной поверхности от огненного шара с $M_0 = 10^3$ кг, полученная интегрированием по времени зависимостей рис. 4,а. Кроме того, здесь же нанесена зависимость дозы излучения

от расстояния, рассчитанная для той же массы топлива, но при меньшей скорости выброса — $U_0 = 50$ м/с ($Fr = 5$). Более высокие значения дозы в последнем случае связаны с тем, что огненный шар сгорает на более низкой высоте над землей (соответствующие зависимости высоты подъема огненного шара от времени представлены в первой части работы [4]).

В настоящее время в литературе предложен ряд подходов к оценке воздействия теплового излучения. Подробный обзор имеющихся методов можно найти, например, в [1, 2, 29, 30]. При непрерывно действующем источнике излучения (каким является, например, горящий факел) воздействие излучения зависит от величины падающего потока энергии. В частности, в [1] приведены данные по тепловым потокам, вызывающим разрушение металлических конструкций, зажигание древесины и других органических материалов; это случаи длительного воздействия (продолжительностью порядка десятков минут и больше). В то же время особенностью излучения огненных шаров является относительно короткая продолжительность теплового импульса, обычно не превышающая $1 \div 20$ с. Воздействие кратковременных импульсов теплового излучения при той же плотности потока приводит к гораздо более слабым последствиям [2], поэтому одной лишь величины теплового потока недостаточно, чтобы судить о воздействии излучения. Для случая горения огненного шара более показательной величиной служит полная энергия, полученная единицей поверхности (т. е. доза Ψ_s). В частности, в соответствии с данными работы [2], излучение огненного шара может быть опасным для персонала при дозах, превышающих 40 кДж/м². Как видно из рис. 4, б, этот уровень дозы соответствует расстояниям порядка 50 м от места выброса. Отметим, что в расчетах получены потоки на горизонтальную земную поверхность. При ориентации приемника излучения перпендикулярно поверхности огненного шара потоки могут превышать представленные выше значения и, следовательно, протяженность опасной зоны окажется больше. Естественно, размеры опасной зоны возрастают с увеличением массы топлива, сгорающего в огненном шаре. Подробное рассмотрение методики оценки опасности излучения огненного шара выходит за рамки данного исследования, хотя рассчитанные потоки и дозы излучения могут служить исходной информацией для таких оценок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено численное исследование горения пропанового огненного шара, возникающего при вертикальном выбросе газообразного топлива в атмосферу.

Сравнение распределений локальной плотности мощности излучения в огненных шарах с массой топлива от 1 г до 10^3 кг позволило выявить роль масштабных эффектов. Показано, что для огненных шаров малого масштаба излучение происходит по всему объему облака, тогда как для крупномасштабных (оптически толстых) огненных шаров основная доля излучения приходится на приповерхностную область.

Полученная в расчетах доля энергии, переходящей в излучение, заключена в диапазоне $17 \div 27$ %, что хорошо согласуется с литературными данными по излучательным свойствам углеводородных пламен. Доля излучаемой энергии максимальна для огненных шаров размером $\approx 1 \div 5$ м. Снижение этой доли для огненных шаров меньшего размера обусловлено более низкой излучательной способностью оптически тонкого облака. С другой стороны, для облаков большого масштаба доля излучаемой энергии понижается за счет поглощения энергии внутри самого оптически толстого огненного шара.

Динамика теплового импульса с удовлетворительной точностью соответствует экспериментальным данным [28], хотя расчеты дают несколько более короткий и интенсивный тепловой импульс. Во введенных безразмерных переменных продолжительность импульса излучения определяется числом Фруда и слабо зависит от других параметров.

Для облака с массой топлива 10^3 кг проведены расчеты тепловых потоков, падающих на земную поверхность, и дозы теплового излучения как функции расстояния от точки выброса. Показано, что зона опасного воздействия излучения в результате возгорания такого облака может достигать 50 м.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. AIChE/CCPS. Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires, and BLEVEs. New York: Amer. Inst. Chem. Engineers, 1994.

2. Prugh R. W. Quantitative evaluation of fireball hazards // Process Safety Progress. 1994. V. 13, N 2. P. 83–91.
3. Mudan K. S., Croce P. A. Fire hazard calculations for large open hydrocarbon fires / SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 2nd ed. Quincy, MA: Nat. Fire Protection Association, USA, 1995. P. 3/197–3/240.
4. Махвиладзе Г. М., Робертс Дж. П., Якуш С. Е. Огненный шар при горении выбросов углеводородного топлива. I. Структура и динамика подъема // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 7–19.
5. 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.
6. Tesner P. A., Snegiriova T. D., Knorre V. G. Kinetics of dispersed carbon formation // Combust. Flame. 1971. V. 17. P. 253–260.
7. Galant S., Grouset D., Martinez G., Micheau P., Allemand J. B. 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.
8. Viskanta R., Mengüç M. P. Radiation heat transfer in combustion systems // Prog. Energy Combust. Sci. 1987. V. 13. P. 97–160.
9. 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.
10. Суржигов С. Т. Тепловое излучение крупномасштабных кислородно-водородных огневых шаров. Анализ проблемы и основные результаты // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 3. С. 416–423.
11. Суржигов С. Т. Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992.
12. Hottel H. C., Sarofim A. F. Radiative Transfer. New York: McGraw-Hill, 1967.
13. Modest M. F. The weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary solution methods in radiative transfer // ASME J. Heat Transfer. 1991. V. 113, N 8. P. 650–656.
14. Modest M. F. Radiative Heat Transfer. New York: McGraw-Hill, 1993.
15. Felske J. D., Charalampopoulos T. T. Gray gas weighting coefficients for arbitrary gas-soot mixtures // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1982. V. 25, N 12. P. 1849–1855.
16. 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.
17. 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. Thermophysics and Heat Transfer. 1987. V. 1, N 1. P. 50–55.
18. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.
19. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. Статистическое моделирование. М.: Наука, 1982.
20. Суржигов С. Т. Тепловое излучение крупномасштабных кислородно-водородных огневых шаров. Исследование вычислительных моделей // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 4. С. 584–593.
21. Махвиладзе Г. М., Робертс Дж. П., Якуш С. Е. Образование и горение газовых облаков при аварийных выбросах в атмосферу // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 23–38.
22. 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.
23. Hardee H. C., Lee D. O., Benedick W. B. Thermal hazards from LNG fireballs // Combust. Sci. Technol. 1978. V. 17. P. 189–197.
24. Markstein G. H. Radiative energy transfer from turbulent diffusion flames // Combust. Flame. 1976. V. 27. P. 51–63.
25. Mudan K. S. Thermal radiation hazards from hydrocarbon pool fires // Prog. Energy Combust. Sci. 1984. V. 10. P. 59–80.
26. Markstein G. H. Correlations for smoke points and radiant emission of laminar hydrocarbon diffusion flames // Twentieth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1984. P. 363–370.
27. de Ris J. A scientific approach to flame radiation and material flammability // 2nd IAFSS Intern. Symp. on Fire Safety Science / T. Wakamatsu, Y. Hasemi et al. (Eds). 1988. P. 29–46.
28. Fay J. A., Desgroseilliers G. J., Lewis D. H. Radiation from burning hydrocarbon clouds // Combust. Sci. Technol. 1979. V. 20. P. 141–151.
29. Взрывные явления. Оценка и последствия / У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелой. М.: Мир, 1986. Т. 2. С. 133–166.
30. Маршалл В. Основные опасности химических производств. М.: Мир, 1989.

Поступила в редакцию 27/IV 1998 г.