

УДК 519.6 + 536.46 + 614.841

ОПАСНЫЕ ФАКТОРЫ ПОЖАРА НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ В СМЕЖНОМ ПОМЕЩЕНИИ В РАМКАХ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Кузьмицкий В.А., д.ф.-м.н., ст.н.с., Полевода И.И., к.т.н., доцент, Осяев В.А.
Командно-инженерный институт МЧС Республики Беларусь
e-mail: nio@kii.gov.by

Представлены уравнения интегральной модели для описания пожара в здании, состоящем из нескольких помещений. Для случая двух помещений подробно рассмотрена динамика опасных факторов пожара на его начальной стадии. Для помещения, смежного с помещением с пожаром, получены аналитические зависимости, определяющие динамику изменения параметров газовой среды.

The integral model equations have been presented which describe fire in the building consisting of several enclosures. The dynamic of fire dangerous factors at initial stage has been considered for the case of two enclosures. For the indoor adjacent to the enclosure in fire, the analytical dependencies for the dynamic of the gas medium changes have been obtained.

(Поступила в редакцию 21 января 2011 г.)

1. Обеспечение безопасности людей при планировании строительства зданий и сооружений должно решаться при учете таких параметров как расчетное время эвакуации и критическая продолжительность пожара, которые в свою очередь могут быть определены по наступлению опасных факторов пожара (ОФП). Современные расчеты ОФП базируются на интегральных, зонных и полевых моделях [1–4]. Интегральная модель – самая простая из них – чаще всего применяется для отдельного помещения, для которого рассматривается совокупность зависящих от продолжительности пожара t среднеобъемных величин, характеризующих газовую среду: плотность ρ , температура T , давление P , а также парциальные плотности кислорода ρ_1 , токсических газов $\rho_2 \equiv \rho_{2\alpha}$ (различные значения α соответствуют газам CO, HCl, HCN, акролеин и др. [2–5]), оптическую концентрацию дыма μ : $y = \{\rho, T, P, \rho_1, \rho_2, \mu\}$. Несмотря на ряд недостатков, связанных с объективной сложностью газодинамических, физико-химических, оптических и других процессов, протекающих при пожаре, интегральная модель является основой для инженерных расчетов. Это связано с тем, что при ряде предположений она допускает аналитические решения [6], что в свою очередь представляет собой основу для нормативных документов [7].

2. Интегральная модель может быть естественным образом обобщена на так называемые зонные модели, если рассматривать помещение как совокупность n отдельных его частей (зон) со своими характеристиками $y^{(i)}$, $i = 1, 2, \dots, n$. По своей предсказательной способности зонные модели достаточно конкурентоспособны с полевыми моделями [2–4].

Аналогичное обобщение интегральной модели возможно и для здания, где под n следует понимать количество помещений. В настоящей работе рассмотрен простой случай такого рода, а именно: уравнения интегральной модели для двух помещений, связанных между собой проемом, применены для расчета динамики изменения ОФП в помещении, смежном с помещением с пожаром, для так называемой начальной стадии пожара [6].

Совокупность уравнений баланса обобщенной интегральной модели для n помещений может быть записана следующим образом:

$$V^{(i)} \frac{d\rho^{(i)}}{dt} = \psi^{(i)} - \sum_{j \text{ соседи } i}^n \{G_T^{(ij)} - G_B^{(ji)}\}, \quad (1)$$

$$\frac{dU^{(i)}}{dt} = V^{(i)} / (\kappa - 1) \frac{dP^{(i)}}{dt} = \eta^{(i)} \psi^{(i)} (1 - \varphi^{(i)}) Q_H^{P(i)} - \sum_{j \text{ соседи } i}^n \{G_{\Gamma}^{(ij)} C_P T^{(i)} - G_B^{(ji)} C_P T^{(j)}\}, \quad (2)$$

$$V^{(i)} \frac{d\rho_1^{(i)}}{dt} = -\eta^{(i)} L_1^{(i)} \psi^{(i)} - \sum_{j \text{ соседи } i}^n \{G_{\Gamma}^{(ij)} \rho_1^{(i)} / \rho^{(i)} - G_B^{(ji)} \rho_1^{(j)} / \rho^{(j)}\}, \quad (3)$$

$$V^{(i)} \frac{d\rho_2^{(i)}}{dt} = \eta^{(i)} L_2^{(i)} \psi^{(i)} - \sum_{j \text{ соседи } i}^n \{G_{\Gamma}^{(ij)} \rho_2^{(i)} / \rho^{(i)} - G_B^{(ji)} \rho_2^{(j)} / \rho^{(j)}\}, \quad (4)$$

$$V^{(i)} \frac{d\mu^{(i)}}{dt} = D^{(i)} \psi^{(i)} - \sum_{j \text{ соседи } i}^n \{G_{\Gamma}^{(ij)} \mu^{(i)} / \rho^{(i)} - G_B^{(ji)} \mu^{(j)} / \rho^{(j)}\}. \quad (5)$$

В уравнениях (1)–(5) использованы следующие обозначения: $U^{(i)}$ – энергия газовой среды в i -м объеме $V^{(i)}$, $\psi^{(i)}$ – скорость выгорания горючего материала («нагрузка» пожара); $G_{\Gamma}^{(ij)}$ – расход (горячих) газов с температурой $T^{(i)}$, уходящих из помещения i в помещение j ; $G_B^{(ji)}$ – расход (холодного) воздуха с температурой $T^{(j)}$, поступающего из помещения j в помещение i , $G_{\Gamma}^{(ji)} = G_B^{(ij)}$, $G_B^{(ji)} = G_{\Gamma}^{(ij)}$; $\kappa = C_P / C_V = 1,4$ – показатель адиабаты идеального газа, C_P , C_V – удельные теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме; $\eta^{(i)}$ – коэффициент полноты сгорания, $Q_H^{P(i)}$ – низшая теплота сгорания; $\varphi^{(i)}$ – коэффициент теплопотерь в окружающие ограждения; $D^{(i)}$ – дымообразующая способность горючего материала; $L_1^{(i)}$ – стехиометрический коэффициент для кислорода; $L_2^{(i)}$ – стехиометрический коэффициент для токсичного продукта горения.

В целом такая совокупность уравнений должна решаться одновременно, что может быть достигнуто только с использованием численных методов.

3. Рассмотрим более простой случай, для которого:

I. принимается во внимание только два помещения;

II. горение имеет место в одном помещении (помещение 1), а в смежном с ним помещении 2 горение еще не наступило;

III. рассматривается начальная стадия пожара (см. подробнее работу [6]).

В соответствии с (II) пожарная нагрузка в помещении 2 полагается равной нулю, $\psi^{(2)} = 0$. Тогда параметры состояния $y^{(1)}$ газовой среды помещения 1 будут определяться в первую очередь пожарной нагрузкой $\psi^{(1)} \equiv \psi$ (у величин η , Q_H^P , φ , D , L_1 , L_2 индекс (1) также опустим). Условие (III) ведет к тому, что параметры $y^{(2)}$ помещения 2 (в первую очередь температура $T^{(2)}$) в течение характерного времени τ не успеют сильно измениться, в свою очередь, обратное влияние параметров $y^{(2)}$ помещения 2 на параметры среды $y^{(1)}$ помещения 1 пренебрежимо. С математической точки зрения это означает, что уравнения вида (1)–(5) для каждого из помещений 1 и 2 оказываются «расцепленными». Условие (III) ведет также к формальному равенству $G_B^{(21)} = 0$ [6].

Рассмотрение пожара на его начальной стадии базируется на факте малости изменения давления в помещении по сравнению с начальным (атмосферным) P_0 – порядка сотых долей процента [1, 2, 6]. Для уравнения (2) полагается $\frac{dP^{(1)}}{dt} = 0$, оно превращается в алгебраическое, и, кроме того, выполняется равенство $\rho^{(1)} T^{(1)} = \rho_0 T_0$. Здесь ρ_0 , T_0 – начальные значения плотности и температуры. Если считать условия (II)–(III) выполненными, то с учетом результатов работ [6, 8] решение системы уравнений вида (1)–(5) для помещения 1 может быть представлено в виде:

$$\rho^{(1)} = \rho_0 \exp(-N), \quad (6)$$

$$T^{(1)} = T_0 \exp(N), \quad (7)$$

$$\rho_1^{(1)} = \rho_{10} \exp(-N) - \eta L_1 / a [1 - \exp(-N)], \quad (8)$$

$$\rho_2^{(1)} = \eta L_2 / a [1 - \exp(-N)], \quad (9)$$

$$\mu^{(1)} = D / a [1 - \exp(-N)], \quad (10)$$

где $N = N(t) = a/V^{(1)}M(t)$, $M(t) = \int_0^t \psi(t)dt$, $a = \eta Q_H^p (1-\phi) / C_p T_0 \rho_0$, (размерность $[a] = \text{м}^3/\text{кг}$),

при этом начальные значения равны: $\rho_1^{(1)}(t=0) = \rho_{10}$, $\rho_2^{(1)}(t=0) = \rho_{20} = 0$, $\mu^{(1)}(t=0) = \mu_0 = 0$.

Для смежного помещения 2 при предположениях (II)–(III) система уравнений, определяющих динамику изменения параметров $y^{(2)}$, представляется в виде:

$$V^{(2)} \frac{d\rho^{(2)}}{dt} = G_{\Gamma}^{(12)}, \quad (11)$$

$$V^{(2)} / (\kappa - 1) \frac{dP^{(2)}}{dt} = G_{\Gamma}^{(12)} C_p T^{(1)}, \quad (12)$$

$$V^{(2)} \frac{d\rho_1^{(2)}}{dt} = G_{\Gamma}^{(12)} \rho_1^{(1)} / \rho^{(1)}, \quad (13)$$

$$V^{(2)} \frac{d\rho_2^{(2)}}{dt} = G_{\Gamma}^{(12)} \rho_2^{(1)} / \rho^{(1)}, \quad (14)$$

$$V^{(2)} \frac{d\mu^{(2)}}{dt} = G_{\Gamma}^{(12)} \mu^{(1)} / \rho^{(1)}. \quad (15)$$

Таким образом, указанные условия (II)–(III) применительно к смежному помещению 2 ведут к достаточно очевидным результатам – источником изменения параметров среды $y^{(2)}$ в помещении 2 (вместе с ним и источником ОФП в нем) являются горячие газы, поступающие через проем из помещения с пожаром 1.

Решение дифференциальных уравнений (11)–(15) не представляет труда с учетом того, что правые части (11)–(15) следует считать известными (вышеприведенными) функциями от времени.

Необходимо подчеркнуть, что производные в уравнениях (11)–(15) больше нуля, что означает рост соответствующих величин во времени. Особо следует подчеркнуть рост давления в соответствии с уравнением (12), при этом использование равенства вида $\frac{dP^{(2)}}{dt} = 0$

недопустимо, так как оно дало бы $\rho^{(2)} T^{(2)} = \rho_0 T_0 = \text{const}$, и рост плотности в помещении 2 приводил бы к абсурдному результату – падению температуры в помещении $T^{(2)}$. Положительное значение производной $\frac{dP^{(2)}}{dt} > 0$, с другой стороны, означает, что в действительности

условия (II)–(III) справедливы только в течение определенного промежутка времени τ , после которого необходим учет поступления воздуха из помещения 2 в помещение 1, а также «работы» других проемов помещения 2. Характерное время τ , в течение которого нельзя ожидать изменения давления в помещении 2 не более чем на сотые доли процента, определяется видом функции $N = N(t) = a/V^{(1)}M(t)$, $M(t) = \int_0^t \psi(t)dt$, коэффициентом a и объемом помещения $V^{(1)}$.

Сделаем оценку времени τ для случая кругового горения. Тогда нагрузка $\psi(t)$ равна $\psi(t) = \pi(v_{л})^2 \psi_{уд} t^2$ [2, 6], где $v_{л}$ – линейная скорость распространения пламени, $\psi_{уд}$ – удельная скорость выгорания горючего материала. Для функции $N(t)$ имеем: $N(t) = (t/\tau)^3$, где $\tau = 1/[1/3\pi(v_{л})^2 \psi_{уд}]^{1/3} \times 1/[a/V^{(1)}]^{1/3}$, $a = \eta Q_H^p (1 - \phi) / C_P T_0 \rho_0$. Для нагрузки типа «мебель + бытовые изделия» численные величины необходимых параметров равны: $v_{л} = 0,0108$ м/с, $\psi_{уд} = 0,0145$ кг/(м²с), $Q_H^p = 1,38 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\eta = 1$ [2], $\phi = 0,1$, кроме того $C_P = 1006,23$ Дж/(кг·К), $T_0 = 293$ К, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³; $1/3\pi(v_{л})^2 \psi_{уд} = 1/3 \times 3,14 \times (0,0108)^2 \times 0,0145 = 1,77 \cdot 10^{-6}$ кг/с³, $a = \eta Q_H^p (1 - \phi) / C_P T_0 \rho_0 = 1 \times 1,38 \cdot 10^7 \times 0,9 / (1006,23 \times 293 \times 1,29) = 36,2$ м³/кг, $[1/3\pi(v_{л})^2 \psi_{уд} a]^{1/3} = 1/[1,77 \cdot 10^{-6} \text{ кг/с}^3 \times 36,2 \text{ м}^3/\text{кг}]^{1/3} = 25,86$ м/с. При объеме помещения $V^{(1)} = 50$ м³ имеем $\tau = 25,86 \text{ м/с} \times (50)^{1/3} 1/\text{м} = 95,3$ 1/с, а при $V^{(1)} = 400$ м³ $\tau = 25,86 \text{ м/с} \times (400)^{1/3} 1/\text{м} = 190,6$ 1/с.

Что касается концентрации кислорода $\rho_1^{(2)}$, то ее абсолютный рост в соответствии с (8) действительно должен быть, так как принято равенство $G_B^{(21)} = 0$. Здесь можно отметить, что такое изменение должно иметь место на начальной стадии пожара, однако, оно не может быть большим даже при нарушении условия $G_B^{(21)} = 0$ и «работы» других проемов. Таким образом, роль кислорода как опасного фактора для помещения 2 не может быть существенной. В действительности, на начальной стадии пожара факторами опасности для помещения 2 могут быть токсические газы и задымленность (см. также [5]).

4. Рассмотрим конкретное решение уравнений (6)–(10), когда выражение $G_{\Gamma}^{(12)}$ для проема может быть задано в аналитическом виде [2]: $G_{\Gamma}^{(12)} = \lambda[\rho^{(1)}(\rho_0 - \rho^{(1)})]^{1/2}$, где $\lambda = 2/3b_{пр}(2g)^{1/2}(a_{пр})^{3/2}$, $b_{пр}$ – ширина проема, $a_{пр}$ – высота проема, g – ускорение свободного падения, размерность $[\lambda]$ – м³/с. Тогда

$$G_{\Gamma}^{(12)} = \lambda \rho_0 \exp(-N/2)L(t), \quad L(t) = [1 - \exp(-N)]^{1/2}. \quad (16)$$

Более сложный вид для расхода горячих газов с учетом распределения температуры в помещении с пожаром можно найти в публикациях [3, 9].

Для изменения рассматриваемых величин $\Delta y^{(2)} = y^{(2)}(t) - y^{(2)}(t=0)$ имеем достаточно простые выражения:

$$\Delta \rho^{(2)} = \gamma \rho_0 \int_0^t \exp(-N/2)L(t)dt, \quad (17)$$

$$\Delta P^{(2)} = \gamma \kappa P_0 \int_0^t \exp(N/2)L(t)dt, \quad (18)$$

$$\Delta \rho_1^{(2)} = \gamma \int_0^t [\rho_{10} \exp(-N) - \eta L_1/a [1 - \exp(-N)] \exp(N/2)L(t)dt], \quad (19)$$

$$\Delta\rho_2^{(2)} = \rho_2^{(2)} = \gamma\eta L_2/a \int_0^t [1 - \exp(-N)] \exp(N/2) L(t) dt, \quad (20)$$

$$\Delta\mu^{(2)} = \mu^{(2)} = \gamma D/a \int_0^t [1 - \exp(-N)] \exp(N/2) L(t) dt, \quad (21)$$

где $\gamma = \lambda/V^{(2)}$, размерность $[\gamma] = 1/с$.
Для температуры $T^{(2)}$ имеем

$$T^{(2)} = P^{(2)}/[\rho^{(2)}R] = [P_0 + \Delta P^{(2)}]/[(\rho_0 + \Delta\rho^{(2)})R], \quad (22)$$

где R – газовая постоянная воздуха. С учетом формул (17) и (18)

$$T^{(2)}/T_0 = [1 + \gamma\kappa \int_0^t \exp(N/2) L(t) dt] / [1 + \gamma \int_0^t \exp(-N/2) L(t) dt] \quad (23)$$

и, таким образом, $T^{(2)}/T_0 > 1$.

С точки зрения оценки ОФП наибольший интерес представляют выражения для концентрации токсических газов (20) и задымленности (21).

ЛИТЕРАТУРА

1. Астапенко, В.М. Термогазодинамика пожаров в помещениях / В.М. Астапенко [и др.] ; под ред. Ю.А. Кошмарова. – М. : Стройиздат, 1988. – 448 с.
2. Кошмаров, Ю.А. Прогнозирование опасных факторов пожара в помещении : учеб. пособие / Ю.А. Кошмаров. – М. : Академия ГПС МВД России, 2000. – 118 с.
3. Пузач, С.В. Методы расчета тепломассообмена при пожаре в помещении и их применение при решении практических задач пожаровзрывобезопасности / С.В. Пузач. – М. : Академия ГПС МЧС России, 2005. – 336 с.
4. Пузач, С.В. Новые представления о расчетах необходимого времени эвакуации людей и об эффективности использования портативных фильтрующих самоспасателей при эвакуации на пожарах / С.В. Пузач [и др.] ; под ред. С.В. Пузача. – М. : Академия ГПС МЧС России, 2007. – 222 с.
5. Пузач, С.В. Роль динамики опасных факторов пожара в патогенезе отравления человека на пожаре / С.В. Пузач [и др.] // Вестник КИИ МЧС Республики Беларусь. – 2010. – № 1 (11). – С. 4–10.
6. Кошмаров, Ю.А. Процессы нарастания опасных факторов пожара в производственных помещениях и расчет критической продолжительности пожара // Ю.А. Кошмаров, В.В. Рубцов. – М. : МИПБ МВД РФ, 1999. – 89 с.
7. Система стандартов безопасности труда. Пожарная безопасность. Общие требования: ГОСТ 12.1.004-91. – Введ. 01.07.92. – М. : Комитет стандартизации и метрологии СССР : Издательство стандартов, 1992. – 78 с.
8. Грачев, В.А. Математическая модель начальной стадии пожара в театре с колосниковой сценой / В.А. Грачев, М.Ю. Кошмаров, И.В. Коршунов // Пожаровзрывобезопасность. – 2006. – Т.15, № 1 – С. 36–40.
9. Кузьмицкий, В.А. Газообмен через проем при учете распределения температуры в помещении с пожаром / В.А. Кузьмицкий, В.А. Осяев, И.И. Полевода // Вестник КИИ МЧС Республики Беларусь. – 2009. – № 2 (10) – С. 86–95.