

文章编号: 1000-582X(2011)09-095-07

掘进巷道瓦斯爆炸后巷道内空气温度时空分布

焦宇¹, 段玉龙², 周心权², 王海燕²

(1. 上海海事大学 海洋环境与工程学院, 上海 201306;

2. 中国矿业大学(北京) 煤炭资源与安全开采国家重点实验室, 北京 100083)

摘要: 为了得出煤矿井下独头掘进巷道发生瓦斯爆炸后形成的空气热环境, 对爆炸后巷道内部空气温度的时空分布规律进行了研究。基于气体方程、爆炸波的动力学和功能原理建立了爆炸产生的超压和温度之间的关系式, 通过对超压模型的建立和求解, 以及结合爆炸实验数据, 得出了较为可靠的爆炸后瞬间巷道内空气温度随传播距离的分布规律。基于瓦斯爆炸发生后伴随有非常、质量和热量传递等物理现象, 建立质量、动量、能量控制方程组, 将所求得的爆炸后瞬间巷道内空气温度作为一种初始条件, 应用 RNG $k-\epsilon$ 数学模型进行求解。得到了不同体积浓度瓦斯爆炸后巷道内部空气温度的时空分布规律。研究瓦斯爆炸后巷道内部空气温度时空变化规律对于明确瓦斯爆炸诱发次生火灾或次生爆炸的机理具有重要意义, 可为制定相关的灾防措施提供帮助。

关键词: 掘进巷道; 瓦斯爆炸; 温度; 时空分布

中图分类号: TD712

文献标志码: A

Spatial and temporal distribution of temperature of drivage roadway air after methane explosions

JIAO Yu¹, DUAN Yu-long², ZHOU Xin-quan², WANG Hai-yan²

(1. College of Ocean Environment and Engineering, Shanghai Maritime University,

Shanghai 201306, P. R. China; 2. Natural Key Laboratory of Coal Resources and Safe Mining,

China University of Mining & Technology (Beijing), Beijing 100083, P. R. China)

Abstract: The spatial and temporal distribution of air temperature after methane explosions in drivage roadway is studied based on the relationship between overpressure and temperature which is found based on gas equation, dynamic and functional principles. The moment temperature distribution after methane explosions under different concentrations of methane is got through solution to the overpressure model and connection with experimental data. Based on unsteady mass and heat transfer, and other physical phenomena, the controlling equations of mass, momentum and energy are founded. The instantaneous temperature distribution after methane explosions is used as one kind of initial conditions of RNG $k-\epsilon$ model to solve the spatial and temporal distribution of temperature in drivage roadway. Studying on it has great meaning to understand the mechanism of sub-fire or sub-explosions induced by initial explosions. It could provide some understanding and helpful methods to prevent and control those sub-disasters.

Key words: drivage roadway; methane explosions; temperature; spatial and temporal distribution

收稿日期: 2011-04-01

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973)资助项目(2005CB221500); 国家十一五科技支撑计划资助项目(2007BAK22B04); 煤炭资源与安全开采国家重点实验室 2008 自主课题(SKLCRSM08B12)

作者简介: 焦宇(1981-), 男, 博士, 上海海事大学讲师, 从事矿井通风、火灾防治方面的研究工作, (E-mail) yujiao@shmtu.edu.cn.

瓦斯爆炸是近年来煤矿的重大恶性事故之一。瓦斯爆炸根据爆炸的强度不同可分为爆燃和爆轰。爆燃和爆轰均具有两波三区的特性,如图1所示。其中的前驱冲击波具有较高的压强,会对人员、设备造成强大的冲击破坏效应;而燃烧波则具有较高的温度,主要是热破坏效应。首先前驱冲击波会快速的通过向前传播,然后燃烧波也会以较快的速度向前传播。由于燃烧波的温度较高,当两者均通过以后,会对巷道内的空气造成一定的热影响而使得其温度升高。已有资料显示,在某些矿井发生了次生火灾、连续爆炸事故。目前国内大多数学者仅考虑单次瓦斯爆炸的相关特性和破坏特征,对由于初次瓦斯爆炸所引发的次生火灾、爆炸事故的机理和原因研究相对较少。但是由于这种事故的存在性和更大的破坏性,有必要对初次瓦斯爆炸事故诱发次生火灾、爆炸事故的关键因素进行分析和研究。结合火灾、爆炸的形成条件可知,爆炸后的巷道空气温度的时空分布规律是其关键影响因素之一^[1-5]。为此,基于相当一部分瓦斯爆炸发生在掘进工作面的事实,笔者欲在对于爆炸产生的冲击波、火焰波的传播、衰减规律和特征的研究基础上,对掘进巷道瓦斯爆炸后爆源所在巷道内空气温度的时空分布规律进行分析和研究。该工作的进行有助于理解和认识瓦斯爆炸诱发次生火灾、爆炸的起因,同时也可作为发生事故后的应急救援工作决策的制定提供一定的参考。由于目前国内外对于瓦斯爆炸诱发次生灾害机理的研究较少,因而对瓦斯爆炸后巷道中空气温度的时空分布规律亦几乎查阅不到相关研究资料。同时,由于瓦斯爆炸的冲击破坏性会冲毁温度传感器,故通过实验进行温度测量亦行不通。为此,笔者将采取如下方法进行求解:建立爆炸超压预测模型,结合大尺寸巷道爆炸实验所测数据,通过气体状态方程等常用公式推导出发生瓦斯爆炸后瞬间巷道内空气的温度随传播距离的变化关系。然后再将这种爆

2区 $P_2, T_2, \rho_2, u_2, c_2$	$\frac{D_f}{D_e}$	1区 $P_1, T_1, \rho_1, u_1, c_1$	0区 $P_0, T_0, \rho_0, u_0, c_0$
燃烧波阵面		前驱冲击波阵面	

P_0 —0区压强; T_0 —0区温度; ρ_0 —0区密度; u_0 —0区介质速度; c_0 —0区音速; P_1 —1区压强; T_1 —1区温度; ρ_1 —1区密度; u_1 —1区介质速度; c_1 —1区音速; P_2 —2区压强; T_2 —2区温度; ρ_2 —2区密度; u_2 —2区介质速度; c_2 —2区音速; D_f —燃烧波速度; D_e —前驱冲击波速度

图1 爆燃的两波三区流场

炸后的瞬间状态作为一种初始条件,配合一些边界条件,运用一些对于同类物质各局部不等温而存在的内部导热、和周围环境的对流换热、辐射热效应、重力效应、浮力效应等现象研究较为成熟的数学模型来对掘进巷道瓦斯爆炸后巷道内空气温度的时空分布进行求解。

1 爆炸后瞬间巷道空气温度分布

瓦斯爆炸大多数情形下属于爆燃现象,爆炸强度相对较弱,属于弱爆炸。爆燃情形下,燃烧波速度 D_f 小于前驱冲击波速度 D_e ,能够呈现出相对较为明显的两波三区现象^[6-9]。由于前驱冲击波是压力波,温度不会明显升高,且1区的长度较长,所以可假设0区和1区的 T, P, ρ, C 参数近似相同。瓦斯爆燃产生的超压并不很高,把燃烧波按弱冲击波状态 ($c_1^2/D_e^2 \rightarrow 1$) 进行假定,并假定矿井巷道气体为理想气体。由理想气体状态方程 $P = R\rho T$, 有 $P_1 = R\rho_1 T_1, P_2 = R\rho_2 T_2$, 从而

$$T_2 = T_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{P_2}{P_1} = T_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\Delta P + P_1}{P_1} = T_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(1 + \frac{\Delta P}{P_1} \right) \quad (1)$$

据相关文献和空气冲击波动力学原理、功能原理^[10],

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{2kP_1 + (k-1)\Delta P}{2kP_1 + (k+1)\Delta P} = \frac{1 + \frac{k-1}{2k} \cdot \frac{\Delta P}{P_1}}{1 + \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{\Delta P}{P_1}} \quad (2)$$

将式(2)代入式(1),有

$$T_2 = T_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(1 + \frac{\Delta P}{P_1} \right) = T_1 \left(1 + \frac{\Delta P}{P_1} \right) \frac{1 + \frac{k-1}{2k} \cdot \frac{\Delta P}{P_1}}{1 + \frac{k+1}{2k} \cdot \frac{\Delta P}{P_1}} \quad (3)$$

式(3)中: T_1 为巷道空气正常温度,取 298 K; k 为气体压缩系数,取 $1.4^{[11]}$; P_1 为正常大气压,取 101 325 Pa; ΔP 为爆炸产生的超压,未知。要想求出燃烧波面后的温度 T_2 就必须先对爆炸的超压值 ΔP 进行求解。据参考文献^[1, 12, 13],得冲击波超压随距点火源距离的衰减公式为:

$$\Delta P = \frac{4kP_1}{(k+1)c_1} \left[\frac{k(k-1)E}{S\rho_1} \right]^{0.5} x^{-0.6} \quad (4)$$

已有文献表明,瓦斯爆炸极限是 5.0%~15% (文中均为体积分数)。文中分别取 5.0%、7.5%、

9.5% 3个瓦斯浓度,并对9.5%的瓦斯浓度下的爆炸超压计算值和煤炭科学研究总院重庆分院全尺寸实验巷道瓦斯爆炸实验超压测定值进行对比分析。经过计算,可知3个不同浓度的瓦斯爆炸时所释放的能量不同。为了和真实矿井爆炸实验测定值进行对比^[3],计算中选用 $k=1.4$, $S=7.2\text{ m}^2$,瓦斯爆炸前空气的密度 $\rho_1=1.29\text{ kg/m}^3$,标准状态下每1 kg瓦斯完全燃烧放出的热量为55 MJ,瓦斯密度为 0.68 kg/m^3 ^[9]。经计算,可有如下超压表达式。

100 m³ 瓦斯-空气混合气体:

$$\Delta P=1\ 857.5x^{-0.6}\text{ (5.0\%浓度)},$$

$$\Delta P=2\ 271.7x^{-0.6}\text{ (7.5\%浓度)},$$

$$\Delta P=2\ 489.8x^{-0.6}\text{ (9.5\%浓度)}.$$

200 m³ 瓦斯-空气混合气体:

$$\Delta P=2\ 626.9x^{-0.6}\text{ (5.0\%浓度)},$$

$$\Delta P=4\ 542.9x^{-0.6}\text{ (7.5\%浓度)},$$

$$\Delta P=4\ 979.5x^{-0.6}\text{ (9.5\%浓度)}.$$

为了验证超压预测公式的精确性,把9.5%浓度的瓦斯爆炸超压计算结果和真实矿井实验测定数据进行了制图对比分析,如图2所示。对于100 m³的瓦斯气体爆炸,在距离爆源很近的地方,计算值比实验测定值要高很多,随着距离的增加,计算值和实验测定数据逐渐地接近,误差很小。对于200 m³的瓦斯气体爆炸,在近距离范围内理论计算值比实验值要高,随着距点火源距离的增加2者的数据吻合得很好。这也同时说明了,在前面对于假定在绝热条件下释放出的总能量的计算公式进行的指数处理是合理的。该计算模型对于瓦斯爆炸的超压预测具有一定的参考意义。

将式(4)所计算的超压值代入式(3),就可以得到矿井瓦斯爆炸后瞬间巷道内的空气温度 T_2 随点火源距离变化的计算公式。

100 m³ 瓦斯-空气混合气体:

$$T_2=T_1(1+5.16x^{-0.6})\frac{1+0.72x^{-0.6}}{1+4.42x^{-0.6}}\text{ (5.0\%浓度)},$$

$$T_2=T_1(1+7.73x^{-0.6})\frac{1+1.08x^{-0.6}}{1+6.63x^{-0.6}}\text{ (7.5\%浓度)},$$

$$T_2=T_1(1+10.04x^{-0.6})\frac{1+1.41x^{-0.6}}{1+8.61x^{-0.6}}\text{ (9.5\%浓度)}.$$

200 m³ 瓦斯-空气混合气体:

$$T_2=T_1(1+7.29x^{-0.6})\frac{1+1.02x^{-0.6}}{1+6.25x^{-0.6}}\text{ (5.0\%浓度)},$$

$$T_2=T_1(1+10.93x^{-0.6})\frac{1+1.53x^{-0.6}}{1+9.37x^{-0.6}}\text{ (7.5\%浓度)},$$

$$T_2=T_1(1+14.2x^{-0.6})\frac{1+1.99x^{-0.6}}{1+12.17x^{-0.6}}\text{ (9.5\%浓度)}.$$

式中: T_1 为矿井正常空气温度,取值298 K; x 为距离点火源的距离。

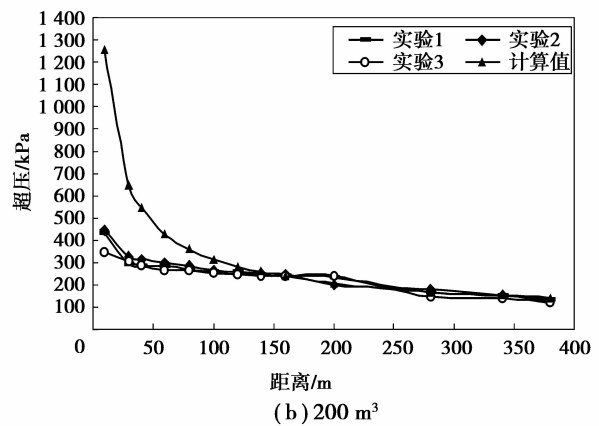
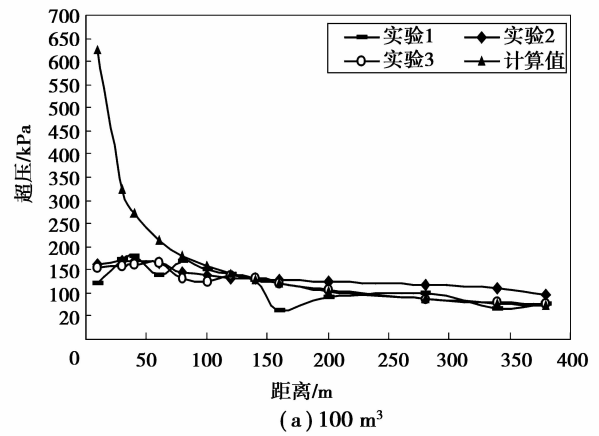


图2 9.5%浓度瓦斯气体爆炸超压计算、实验对比

图3是100 m³和200 m³瓦斯爆炸后的巷道内温度随距离的变化规律。对于100 m³的瓦斯爆炸而言,5.0%浓度的瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从582.5~309.7 K,7.5%浓度瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从709.2~315.2 K,9.5%浓度的瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从825.0~320.0 K;200 m³瓦斯-空气混合气体时,5.0%浓度的瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从688.3~314.3 K,7.5%浓度瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从867.4~321.8 K,9.5%浓度的瓦斯的爆炸温度从距爆源1 m到380 m的范围从1 028.4~328.3 K。对比同一体积下3个浓度的瓦斯爆炸的温度,9.5%>7.5%>5.0%。同一浓度下,大体积的瓦斯比小体积的瓦斯爆炸的温度要高。所有浓度的瓦斯爆炸温度最后都会逐步降到矿井正常空气温度。总体来讲,爆炸后的矿井巷道温度随着距爆源距离的增加逐渐降低,温度在50 m范围内快速

降低,然后缓慢降低。如果初始瓦斯气体体积更大,则会产生更大的超压和更高的高温,超压和高温所传播的距离也会越长,最终所造成的危害也会越大。

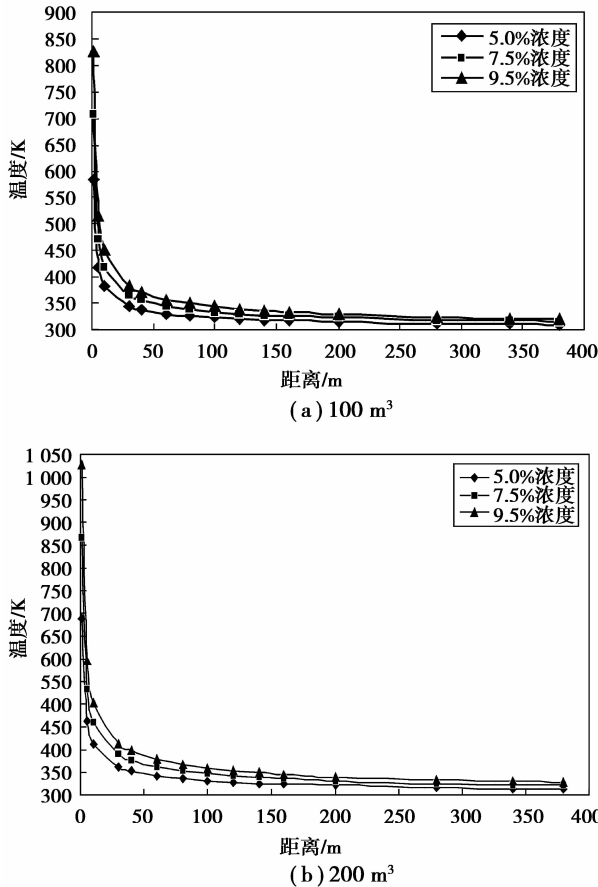


图3 不同浓度瓦斯气体的爆炸温度值

2 爆炸后巷道空气温度时空分布

该部分内容建立在对第一部分内容的研究基础上,将第一部分所求得的瓦斯爆炸后瞬间形成的爆源所在巷道空气温度分布作为第二部分的初始温度分布状态来进行研究。由于瓦斯爆炸发生后伴随有非定常、质量和热量传递等物理现象,对于空气温度时空分布的求解需要涉及到和上述现象有关的浓度、速度、压强等物理量。为了便于解算,建立了如下控制方程组^[14-16]:

质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0, \quad (5)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j u_i - \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] =$$

$$-g_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j u_i'}) - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \overline{f_i}, \quad (6)$$

能量守恒方程

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial h}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j h'} \right) + \overline{S_h}, \quad (7)$$

热辐射方程

$$\nabla \cdot q_r = 4\pi \left(\alpha \frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p \right) - (\alpha + \alpha_p) G. \quad (8)$$

一般情形下在掘进工作面发生瓦斯爆炸后,会造成巨大的冲击破坏效应。如果假定爆炸发生后冲击波把掘进工作面的局部通风机冲坏,造成了附近连接巷道的风流处于滞留状态,假定没有任何漏风存在,则爆源所在巷道没有任何外界进风作用。其扰动、流动主要是由于空气温度的差异而造成的流动。仅仅温差造成的流动可视为低雷诺数的湍流流动。此外,温差还有可能会造成湍流漩涡现象,一旦流动就会和巷道围岩产生对流换热现象。

为了解决这个问题,选用 RNG $k-\epsilon$ 数学模型来进行求解。RNG $k-\epsilon$ 模型来源于严格的统计技术,它具有以下优点:1) RNG 模型在 ϵ 方程中加了一个条件,有效的改善了精度;2) 考虑到了湍流漩涡,提高了在这方面的精度;3) RNG 理论提供了一个考虑低雷诺数流动黏性的解析公式,这些公式的效用依靠正确的对待近壁区域。具体的 RNG $k-\epsilon$ 模型表示如下:

湍流动能 k 方程

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon, \quad (9)$$

湍流动能耗散率 ϵ 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - \\ & C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\epsilon}} + S_\epsilon, \end{aligned} \quad (10)$$

式中: ρ 为空气密度, kg/m^3 ; u 为速度, m/s ; g_i 为 i 方向上体积力; δ_{ij} 为单位张量; μ 为动力黏性, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; μ_t 为湍流黏性, $\text{Pa} \cdot \text{s}$; P 为压力, Pa ; h 为焓, K ; λ 为导热系数, $\lambda = \frac{1}{Pr} c_p \mu_t$; $\overline{S_h}$ 为方程源项; T 为温度, K ; ∇ 为微分算子; $\sigma, \sigma_\epsilon, S_\epsilon$ 为系数; ϵ 为湍流动能耗散率; k 为湍流动能; G 为入射辐射; G_k 为由层流速度梯度产生的湍流动能, $G_k = \mu_t S^2$ (S 是系数); G_b 为由浮力产生的湍流动能, $G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j}$; (β

为系数, Pr_i 为普朗特数); C_{1e}, C_{2e} 为实验系数; C_{3e} 为影响 ϵ 方程中浮力程度的常数, $C_{3e} = \tanh |v/\vartheta|$ (v 是流体平行与重力的速度分量, ϑ 是垂直于重力的分量, C_{3e} 将会是 1, 对于速度方向和重力相同的层流。对于浮力应力层它是垂直重力速度, C_{3e} 将会变成零); q_r 为热源项; α, α_p 为吸收系数; E_p 为颗粒的等效辐射。

由于空气的密度、比热容、热导率随着温度的变化而变化。根据相关资料, 经过数学拟合可得如下关于空气的导热系数、黏度、密度、比热和温度之间的函数关系^[17]。

1) 导热系数:

$$\lambda = 3.395 \times 10^{-3} + 8.2 \times 10^{-5} T - 2 \times 10^{-8} T^2;$$

2) 黏性系数:

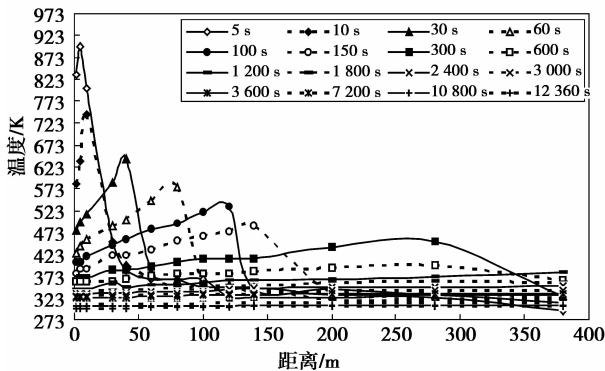
$$\mu_i = 4.509 \times 10^{-6} + 5.7 \times 10^{-8} T - 1 \times 10^{-11} T^2;$$

3) 比热容: $c_p = 9.76 \times 10^2 + 1.28 \times 10^{-1} T$;

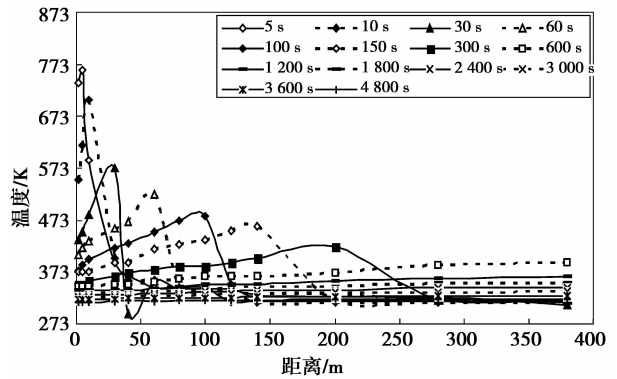
4) 密度:

$$\rho = 2.0343 - 3.2 \times 10^{-3} T + 1 \times 10^{-6} T^2.$$

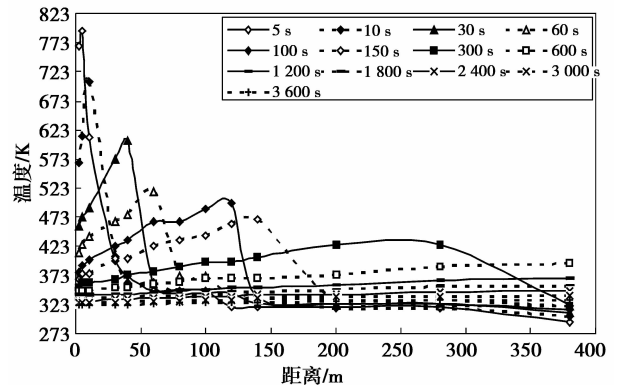
将上述公式中的对应项用这几个二次函数代替, 再结合如下定解条件即可求解。初始条件: 1) 假定爆炸后的瞬间空气速度为零, 之后以一定速度运动的空气流动现象均是由于温差造成的具有低流速的低雷诺数湍流运动; 2) 将式(8)、(9)计算出的温度作为巷道空气的初始温度分布。边界条件: 1) 巷道围岩的初始温度为 293 K, 且在和空气的对流换热中其热导率、温度均是可变的; 2) 400 m 长巷道的出口设定为压力出口, 温度设为空气常温 293 K。在以上分析和条件设定的基础上, 基于大型流体模拟软件 FLUENT, 对其中的相关参数应用 C 语言进行了函数自定义编译(UDF), 进行了独头巷道瓦斯爆炸后空气温度的时空分布求解, 求解结果如图 4 所示。其中的温度均是不同距离处最高温度, 由于浮力、重力作用, 巷道顶板的温度就是最高温度。



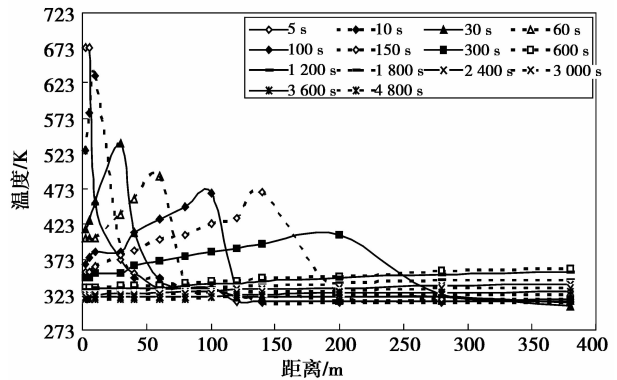
(a) 9.5%, 200 m³ 瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布



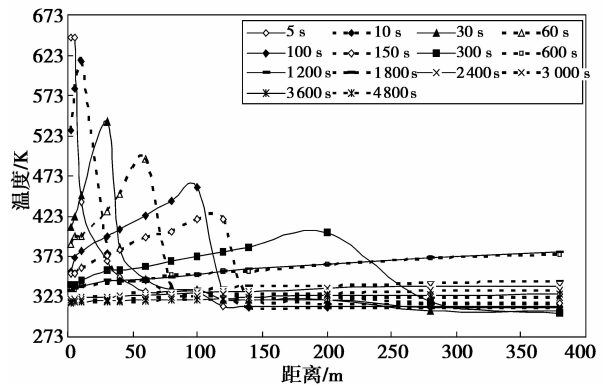
(b) 9.5%, 100 m³ 瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布



(c) 7.5%, 200 m³ 瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布



(d) 7.5%, 100 m³ 瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布



(e) 5.0%, 200 m³ 瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布

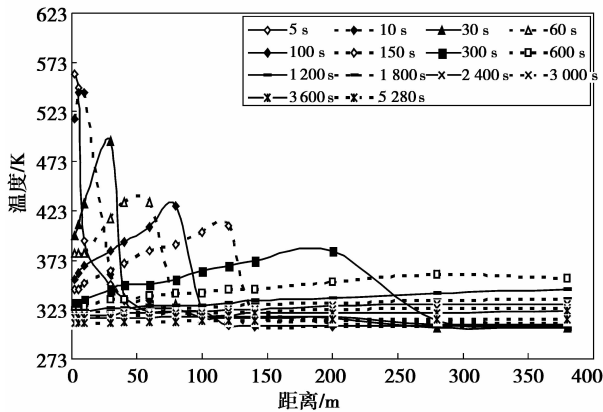
(f) 5.0%, 100 m³瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布

图4 不同浓度、体积的瓦斯爆炸后巷道空气温度时空分布

从图5(a)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的增加快速降低,不同时间点的最高温度不是固定在某一个位置,而是随着时间的增加向远离爆源的方向发生了位移。从爆炸后5 s时距爆源5 m处的897 K、10 s时10 m处的741 K、30 s时40 m处的642 K、60 s时80 m处的576 K、100 s时120 m处的532 K、600 s时280 m处的398 K、一直到12 360 s时整个巷道的温度都接近于300 K。可以看出,约3.5 h后巷道的温度基本回归正常。

从图5(b)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的变化关系。爆炸后的整个巷道的最高温度和所在距离从爆炸后5 s时距爆源5 m处的762 K、10 s时10 m处的704 K、30 s时30 m处的572 K、60 s时60 m处的522 K、100 s时100 m处的482 K、600 s时380 m处的398 K、一直到4 800 s时整个巷道的温度都接近于315 K。约3.3 h后巷道的温度基本回归正常。

从图5(c)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的变化关系。爆炸后的整个巷道的最高温度和所在距离从爆炸后5 s时距爆源5 m处的794 K、10 s时10 m处的705 K、30 s时40 m处的605 K、60 s时60 m处的518 K、100 s时120 m处的498 K、600 s时380 m处的395 K、一直到3 600 s时整个巷道的温度都接近于325 K。约3.5 h后巷道的温度基本回归正常。

从图5(d)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的变化关系。爆炸后的整个巷道的最高温度和所在距离从爆炸后5 s时距爆源2~5 m处的673 K、10 s时10 m处的634 K、30 s时30 m处的538 K、60 s时60 m处的491 K、100 s时100 m处的466 K、600 s时380 m处的359 K、一直到4 080 s时整个巷道的温度都接近于318 K。约3.2 h后巷

道的温度基本回归正常。

从图5(e)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的变化关系。爆炸后的整个巷道的最高温度和所在距离从爆炸后5 s时距爆源2~5 m处的645 K、10 s时10 m处的615 K、30 s时30 m处的540 K、60 s时60 m处的494 K、100 s时100 m处的459 K、600 s时380 m处的376 K、一直到4 620 s时整个巷道的温度都接近于319 K。约3.5 h后巷道的温度基本回归正常。

从图5(f)中可看出,整个巷道空气的最高温度随着时间的变化关系。爆炸后的整个巷道的最高温度和所在距离从爆炸后5 s时距爆源2~5 m处的561 K、10 s时5~10 m处的542 K、30 s时30 m处的493 K、60 s时40~60 m处的432 K、100 s时80 m处的428 K、600 s时280 m处的359 K、一直到5 280 s时整个巷道的温度都接近于311 K。约3 h后巷道温度基本回归正常。

分析可知,各个体积和浓度下发生瓦斯爆炸后,时间较短时,高温区域离爆源较近、温度相对较高、作用区域相对较小;随着时间的增加,高温区域离爆源越来越远、温度逐渐下降、温度的作用区域也在逐渐放大。比较而言,爆炸发生后的短期虽然高温作用时间短、区域小,但是温度较高,诱发次生火灾的可能性更大。

除了上述的单次作用下高温区域值得重视外,还应当对不同时间下温度分布曲线之间的温度交集区域给予重视(相对于多次较高温的热作用区域)。下面分别对于上述几种情形进行分析。

1)对于200 m³ 9.5%浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s的温度曲线在距离爆源20 m范围内有温度高于583 K的交集区域,意味着10 s内爆源20 m范围内会先处于5 s内583~893 K的高温作用下,然后会处于5~10 s时间段583~741 K的较高温热环境下。

2)对于100 m³ 9.5%浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s的温度曲线在距爆源10 m范围内有温度高于552 K的交集区域。

3)对于200 m³ 7.5%浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s的温度曲线在距离爆源10 m范围内有温度高于567 K的交集区域。

4)对于100 m³ 7.5%浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s的温度曲线在距离爆源5 m范围内有温度高于527 K的交集区域。

5)对于200 m³ 5.0%浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s的温度曲线在距离爆源5 m范围内有温度高于530 K的交集区域。

6)对于 100 m^3 5.0% 浓度瓦斯爆炸而言,5 s、10 s 的温度曲线在距离爆源 5 m 范围内有温度高于 516 K 的交集区域。

对于这些较高温的交集区域的研究对于分析相关区域可燃物是否起火同样重要,并对于发生瓦斯爆炸后可能的次生火灾发生地点的判定具有指导意义,并可为制定相关的灾防措施提供帮助。

3 结 语

1)结合气体状态方程和空气冲击波的运动动力学原理、功能原理,得出了瓦斯爆炸超压和空气温度之间的关系式。

2)结合弱爆炸波的传播模型和相关瓦斯爆炸实验数据,推导、建了不同浓度和体积下瓦斯发生爆炸后的超压计算公式。经实验验证,较为可靠。

3)结合前述两点工作,进一步推导建立了瓦斯爆炸后瞬间巷道内空气温度随传播距离的分布关系。

4)基于 RNG $k-\epsilon$ 数学模型,把所求得的瓦斯爆炸后瞬间巷道内空气温度的分布作为初始条件,再结合其他初始、边界条件,求解得出了瓦斯爆炸后巷道内部空气温度随时间在整个空间内的变化。

5)对于这方面工作的开展对于研究瓦斯爆炸后所造成的空气热环境提供理解,并进一步为研究爆炸引发火灾提供了技术上的参考和支持,具有重要的实用意义。

参考文献:

[1] 曲志明,周心权,王海燕,等. 瓦斯爆炸冲击波超压的衰减规律[J]. 煤炭学报, 2008, 33(4): 410-414.
QU ZHI-MING, ZHOU XIN-QUAN, WANG HAI-YAN, et al. Overpressure attenuation of shock wave during gas explosion[J]. Journal of China Coal Society, 2008, 33(4): 410-414.

[2] 林柏泉,菅从光,张辉. 管道壁面散热对瓦斯爆炸传播特性影响的研究[J]. 中国矿业大学学报, 2009, 38(1): 1-4.
LIN BO-QUAN, JIAN CONG-GUANG, ZHANG HUI. The influence of heat dissipated in a conduit wall on the transmission characteristics of gas explosions[J]. Journal of China University of Mining and Techenology, 2009, 38(1): 1-4.

[3] 曲志明,周心权,王晓丽. 掘进巷道瓦斯爆炸冲击波状态参数的结构分析[J]. 矿业安全与环保, 2006, 33(3): 1-6.
QU ZHI-MING, ZHOU XIN-QUAN, WANG XIAO-LI. Structure analysis on state parameters on shock wave in excavation roadway during gas explosion[J]. Mining Safety and Environmental Protection, 2006,

33(3):1-6.

- [4] YE Q, LIN B Q, JIA Z Z. Propagation law and analysis of gas explosion in bend duct[J]. Procedia Earth and Planetary Science, 2009, 1(1): 316-321.
- [5] QIN B T, ZHANG L L, WANG D M. The characteristic of explosion under mine gas and spontaneous combustion coupling[J]. Procedia Earth and Planetary Science, 2009, 1(1): 186-192.
- [6] 曲志明. 煤矿巷道瓦斯爆炸冲击波衰减规律及破坏机理研究[D]. 北京: 中国矿业大学资源与安全工程学院, 2007.
- [7] BLANCHARD R, ARNDT D, GRATZ R. Explosions in closed pipes containing baffles and 90 degree bends[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2010, 23(2): 253-259.
- [8] DI BENEDETTO A, DI SARLI V, SALZANO E, et al. Explosion behavior of $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ and $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ mixtures [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2009, 34(16): 6970-6978.
- [9] ZHU Y J, CHAO J, LEE J H S. An experimental investigation of the propagation mechanism of critical deflagration waves that lead to the onset of detonation[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2007, 31(2): 2455-2462.
- [10] 李翼祺,马素贞. 爆炸力学[M]. 北京: 科学出版社, 1992.
- [11] 李维新. 一维不定常流与冲击波[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003.
- [12] 张连玉,汪令羽,苗瑞生. 爆炸气体动力学基础[M]. 北京: 北京工业出版社, 1987: 370-375.
- [13] 周心权,吴兵,徐景德. 煤矿井下瓦斯爆炸的基本特性[J]. 中国煤炭, 2002, 28(9): 8-11.
ZHOU XIN-QUAN, WU BING, XU JING-DE. Basic characteristics of gas explosion in underground coal mines[J]. China Coal, 2002, 28(9): 8-11.
- [14] CAMMAROT F, DI BENEDETTO A, DI SARLI V, et al. Combined effects of initial pressure and turbulence on explosions of hydrogen-enriched methane/air mixtures[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2009, 22(5): 607-613.
- [15] BRETSLAV J, PETR S, JAN H, et al. Vented confined explosions in Stramberk experimental mine and AutoReaGas simulation[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2006, 19(3): 280-287.
- [16] INABA Y, NISHIHARA T, A GROETHE M, et al. Study on explosion characteristics of natural gas and methane in semi-open space for the HTTR hydrogen production system [J]. Nuclear Engineering and Design, 2004, 232(1): 111-119.
- [17] 曹建明,李跟宝. 高等工程热力学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2010.