

一种裸线热电偶时间常数新公式的仿真和试验验证

岳玲玲, 李星优, 蔡梦音, 王培勇
(厦门大学 航空航天学院, 福建厦门 361005)

摘要: 为准确获取热电偶测量动态来流温度的响应时间即时间常数, 根据能量守恒, 考虑热电偶结点的对流、辐射和导热, 推导了热电偶时间常数的新公式。时间常数公式中涉及 2 个参数 α 和 e , 其中与表面辐射相关的参数 α 通过计算流体力学 (CFD) 仿真小球在来流参数变化时的球温动态响应时间拟合获得, 而与导热相关的参数 e 通过 CFD 仿真 S 型热电偶在来流参数变化时的热电偶结点温度动态响应时拟合获得。通过仿真和试验 2 种方式对时间常数公式进行验证。结果表明: 在不同工况下, 公式计算和 CFD 仿真得到的时间常数误差在 20% 以内, 且仿真结果下的特定工况辐射和导热综合影响, 能够使时间常数最低降为仅考虑对流的 33%; 采用 S 型热电偶测量了标准高温燃气, 通过对热电偶加载然后撤销电流获得热电偶测温的动态响应曲线和时间常数, 试验与公式获得的时间常数之间的最大误差为 -12%, 证实了公式的准确性较高。

关键词: 裸线热电偶; 计算流体力学; 时间常数; 结点传热

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

doi: 10.13477/j.cnki.aeroengine.2024.03.019

Simulation and Experimental Verification of a New Time Constant Formula for Bare-wire Thermocouple

YUE Ling-ling, LI Xing-you, CAI Meng-yin, WANG Pei-yong

(School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen Fujian 361005, China)

Abstract: In order to accurately determine the response time (time constant) of the thermocouple to measure the dynamic temperature changes, a new time constant formula for thermocouple was derived based on energy conservation and considering convection, radiation, and heat conduction at the thermocouple junction. Two parameters, α and e are involved in the time constant formula. The parameter α related to the surface radiation was obtained by fitting the CFD (Computational Fluid Dynamics) simulated time constant of a sphere under varying flow parameters; while the parameter e related to conduction was obtained by fitting the CFD simulated time constant of an S-type thermocouple. The time constant formula was verified by simulation and experiment. The results show that under different working conditions, compared with CFD simulation results, the errors of the formula are less than 20%. For a specific CFD simulation case considering the combined effect of radiation and heat conduction, the time constant can be reduced to 33% of the case considering only convection. Using an S-type thermocouple to measure the temperature of the standard high-temperature gas, the dynamic response curves and the time constants of the thermocouple were obtained by loading the thermocouple and then removing the current. Compared with the experimental data, the maximum error of the formula is -12%, demonstrating the high accuracy of the formula.

Key words: bare-wire thermocouple; CFD; time constant; junction heat transfer

0 引言

温度作为最重要的基础物理量之一, 在航空航天、燃烧、核电站运营^[1-3]等领域有着重要的地位。热电偶传感器具有结构简单、制造容易和测温范围大等特点, 同时因其良好的测温精度和热惯性小被广泛用于测温^[4-5]。时间常数表征热电偶传感器的响应速

度^[6], 即热电偶跟踪温度变化的能力^[5], 研究时间常数的计算公式对于热电偶的动态测试具有重大意义。

国内外学者对热电偶传感器的时间常数进行了广泛研究。师钰璋等^[7]和 Li 等^[6]分别采用半导体激光器激励法和改进高温炉产生温度阶跃的方法进行了时间常数的试验, 但二者均未涉及热电偶时间常数的机理研究; Petit 等^[8]从理论和试验 2 方面对辐射传热

收稿日期: 2022-11-23

作者简介: 岳玲玲 (1997), 女, 在读硕士研究生。

引用格式: 岳玲玲, 李星优, 蔡梦音, 等. 一种裸线热电偶时间常数新公式的仿真和试验验证[J]. 航空发动机, 2024, 50(3): 128-136. YUE Lingling, LI Xingyou, CAI Mengyin, et al. Simulation and experimental verification of a new time constant formula for bare-wire thermocouple[J]. Aeroengine, 2024, 50(3): 128-136.

和催化效应不显著时的热电偶频率响应进行了研究,采用外部、内部加热法研究了时间常数的不同,得到了适用于外部加热法的 1 阶响应传递函数,但由于焦耳效应和珀耳帖效应对热电偶线的非均匀加热使其准确度对于内部加热法较低,且虽然考虑了热电偶球结点与线之间的热传导,但并不适用于高温状态下辐射对时间常数的影响;Santoni 等^[9]考虑了热电偶传热过程中的辐射校正,并建立了辐射修正的新公式,但缺乏对热电偶的导热修正;Glawe 等^[10]试验研究了高温高速气流中几种 K 型热电偶探针的辐射修正及时间常数,但试验无法区分辐射和传导 2 种热损失模式,其在计算中认为热传导修正只是综合热损失修正的一小部分,没有单独考虑导热修正,得到了导热修正影响很小的结论。热电偶的测量温度为热电偶的结点温度,而热电偶结点温度由结点的能量守恒决定,包括结点与来流的对流和辐射换热,结点与热电偶导线的导热,结点与周围环境的表面辐射换热。因此,热电偶动态测温的时间常数并不仅仅是热电偶本身的特性,而是与这些传热模式都相关。在上述研究中,很少全面考虑所有的传热模式对热电偶时间常数的影响,大部分文献都忽略了导热对热电偶时间常数的影响^[11-13]。

本文全面研究了裸线热电偶的时间常数与结点传热模式。

1 热电偶时间常数理论推导

在热电偶所处环境发生变化后,热电偶需要一定的时间才能达到新的稳态,这就是热电偶的动态响应特性。在温度随时间的变化过程满足指数变化时,时间常数定义为热电偶测量温度从初始稳态温度 T_{b1} 升高新的稳态温度 T_{b2} 的温度阶跃 $(T_{b2}-T_{b1})$ 的 63.2% 所需要的时间^[14],热电偶温度阶跃响应指数变化过程如图 1 所示。图中, T 为温度; t 为时间; t_1 为环境条件发生阶跃改变的时间; t_2 为热电偶达到 63.2% 温度阶跃的时间, τ 为时间常数。

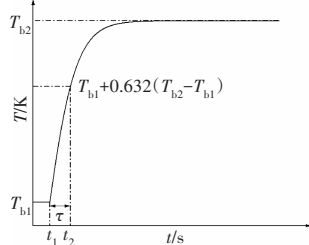


图 1 热电偶温度阶跃响应指数变化过程

热电偶结点传热如图 2 所示。图中, Q_{conv} 为结点与高温气体之间的对流传热; Q_{cond} 为结点和热电偶线

之间的热传导; Q_{radg} 为结点吸收的高温气体辐射; Q_{rads} 为热电偶结点表面与环境之间的辐射换热; T_∞ 为环境温度; T_b 为热电偶结点温度; T_g 为来流气体温度。

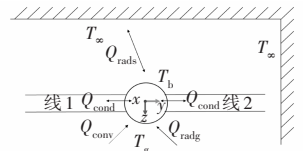


图 2 热电偶结点传热

结点的能量守恒方程 Q_{radg} 与 Q_{rads} 的表达式^[15]为

$$Q_{conv} + Q_{cond} + Q_{radg} + Q_{rads} = \rho Vc \frac{dT_b}{dt},$$

$$Q_{conv} = hA_b(T_g - T_b), Q_{cond} = kA_c \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (1)$$

$$Q_{radg} = \varepsilon \varepsilon_g \sigma A_b T_g^4, Q_{rads} = -\varepsilon \sigma A_b (T_b^4 - (1 - \alpha_g) T_\infty^4)$$

式中: ρ 、 V 、 c 分别为热电偶球结点的密度、体积和比热; h 为热电偶结点表面对流换热系数; A_b 为球结点与来流的接触面积(球面积减去与 2 根热电偶线的连接面积); k 为热电偶线的导热系数; A_c 为 2 根热电偶线的横截面积; y 轴方向为热电偶线方向; ε 为球结点表面的发射率; ε_g 为气体辐射发射率,是燃气温度、燃气组分以及高温燃气区域尺寸的函数^[15],与热电偶的温度无关; σ 为斯蒂芬-波尔兹曼常数 ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$)。

$$hA_b(T_g - T_b) + \frac{kA_c}{l}(T_w - T_b) - \varepsilon \varepsilon_g \sigma A_b T_g^4 + \varepsilon \sigma A_b \cdot ((1 - \alpha_g) T_\infty^4 - T_b^4) = \rho Vc \frac{dT_b}{dt} \quad (2)$$

式中: l 为导热特征长度; T_w 为热电偶线温度; α_g 为气体对环境辐射的吸收系数,是燃气温度、燃气组分、高温燃气区域尺寸以及环境温度的函数^[15],与热电偶的温度无关。

由式(2)继续推导可得

$$\frac{\rho Vc}{hA_b} \frac{dT_b}{dt} = T_g + \frac{kA_c}{hA_b l} T_w + \frac{\varepsilon \varepsilon_g \sigma T_g^4}{h} + \frac{\varepsilon \sigma (1 - \alpha_g) T_\infty^4}{h} - (1 + \frac{kA_c}{hA_b l} + \frac{\varepsilon \sigma T_b^3}{h}) T_b \quad (3)$$

$$\frac{\rho Vc}{hA_b (1 + \frac{kA_c}{hA_b l} + \frac{\varepsilon \sigma T_b^3}{h})} \frac{dT_b}{dt} = T_g + \frac{kA_c}{hA_b l} T_w + \frac{\varepsilon \varepsilon_g \sigma T_g^4}{h} + \frac{\varepsilon \sigma (1 - \alpha_g) T_\infty^4}{h} - T_b \quad (4)$$

$$\text{令 } \theta = T_b - (T_g + \frac{kA_c}{hA_b l} T_w + \frac{\varepsilon \varepsilon_g \sigma T_g^4}{h} + \frac{\varepsilon \sigma (1 - \alpha_g) T_\infty^4}{h}) / (1 + \frac{kA_c}{hA_b l} + \frac{\varepsilon \sigma T_b^3}{h})$$

则有

$$\frac{\rho Vc}{hA_b(1 + \frac{\varepsilon\sigma T_b^3}{h} + \frac{kA_c}{hA_b l})} \frac{d\theta}{dt} = -\theta \quad (5)$$

与纯对流的情况下的温度分布为指数函数不同,式(5)由于左边项的分母包含温度变量 T_b ,其真实解并非指数函数。但目前热电偶时间常数的确定都是假定温度随时间指数函数变化,取温度变化为2次稳态结点温度(测量温度)差的63.2%对应时间为时间常数。后面的CFD仿真数据也表明,在2个稳态间的结点动态温度分布可以非常好的近似为指数函数。在这样的情况下,可将式(5)左边项的分母中的 T_b^3 近似为转化为 αT_r^3 ,其中 α 为与温度无关的表达式, T_r 为2个稳态温度间的某种平均值,为平均辐射温度,不再是1个变量。

$$\frac{\rho Vc}{hA_b(1 + \frac{\alpha\varepsilon\sigma T_r^3}{h} + \frac{kA_c}{hA_b l})} \frac{d\theta}{dt} \approx -\theta \quad (6)$$

式(6)的解为1个指数函数,其时间常数为

$$\tau = \frac{\rho Vc}{hA_b(1 + \frac{\alpha\varepsilon\sigma T_r^3}{h} + \frac{kA_c}{hA_b l})} \quad (7)$$

Liu等^[16]提出了热电偶测温的影响长度概念并给出了影响长度的公式。影响长度是指在热电偶结点的某个长度范围内的气体温度分布会影响热电偶线的温度分布,而热电偶线的温度分布又通过导热影响热电偶结点的温度分布。超过影响长度的范围,热电偶的导热对结点温度几乎没有影响。式(7)中的导热特征长度 l 与影响长度的概念一致,因此定义导热特征长度 $l=e \cdot l_{th}$,其中 l_{th} 为影响长度, e 为 l_{th} 的修正参数, l_{th} 表达式^[16]为

$$l_{th} = -\ln(0.01) \sqrt{kd_w/h_w} / 2 \quad (8)$$

式中: d_w 为热电偶线的直径; h_w 为热电偶线的总换热系数 $h_w=h_{r,w}+h_{c,w}$,其中 $h_{r,w}$ 为辐射换热系数,可由辐射关系式得到; $h_{c,w}$ 为热电偶线的对流换热系数,可由公式^[17]求解得到。

$$Nu_w = 0.42Pr^{0.2} + 0.57Re_w^{1/2}Pr^{1/3}, 0.01 < Re_w < 10000 \quad (9)$$

式中: Nu_w 为热电偶线的努塞尔数; Re_w 为热电偶线的雷诺数; Pr 为普朗特数。

$$h_{r,w} = \varepsilon\sigma(T_b + T_\infty)(T_b^2 + T_\infty^2) \quad (10)$$

式(7)中涉及到球结点的对流换热系数,球结点适用的强迫对流换热关系式^[18]为

$$Nu_b = 2 + 0.6Re_b^{1/2}Pr^{1/3} \quad (11)$$

式中: Nu_b 为结点的努塞尔数; Re_b 为球结点的雷诺数。

最终时间常数表达式为

$$\tau = \frac{\rho Vc}{hA_b(1 + \frac{\alpha\varepsilon\sigma T_r^3}{h} + \frac{kA_c}{hA_b l_{th}})} \quad (12)$$

α 可能与发射率、速度、球径有关, e 可能与温度、速度、压力、尺寸等有关,这些关系式可通过CFD仿真结果进行拟合获得。为了方便后续分析,令 $f_r = \alpha\varepsilon\sigma T_r^3/h$, $f_c = kA_c/(hA_b l_{th})$,即 f_r 、 f_c 分别为辐射项、导热项对降低时间常数的贡献值。

2 CFD仿真

以热电偶结点球心为原点,热电偶结点直径 $d_b=1.05$ mm,热电偶线直径 $d_w=0.5$ mm,热电偶线中心轴距为1.6 mm,热电偶求解域模型如图3所示。该热电偶尺寸为基础尺寸,后面的仿真分析还涉及到其他尺寸热电偶的仿真,如未指明特定的热电偶尺寸,均采用基础尺寸热电偶。

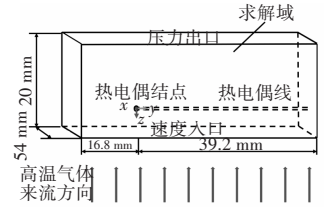
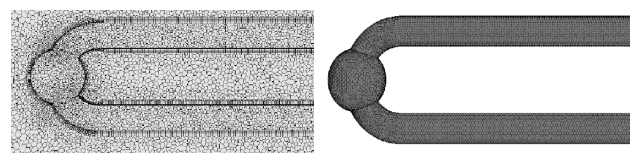


图3 热电偶求解域模型

图3中长方体区域为求解域,求解域的长×宽×高为56×54×20 mm。求解域底面为来流气体速度入口区域。热电偶水平放置于求解域前后2个面的中心位置,2根热电偶线水平放置,距离下底面高度均为5 mm。热电偶结点中心距离求解域左侧面为16.8 mm,距离求解域上部顶面为15 mm。热电偶线整体长度为39.2 mm(大于采用式(8)计算的影响长度,进一步延长热电偶线长对结点温度无影响)。其他尺寸热电偶的仿真也采用上述热电偶线长(均大于影响长度)以及几何布置。计算域的前后端面及左、右端面为对称面。气体入口设置为速度入口边界,上表面为压力出口边界。

采用STAR-CCM+软件生成多面体网格,生成的热电偶求解域网格如图4所示(商用热电偶的头部形



(a) $z=0$ mm处网格截面

(b) 热电偶网格

图4 热电偶求解域网格

状差异较大,图中采用了常见的一种形态)。热电偶模型的网格总体数量约为 167 万,其中,流体网格为 151 万,固体网格为 16 万,进一步增加网格数量对计算结果几乎没有影响。

仿真为动态流固耦合传热,流动为层流流动,工质为常压 N_2 ,采用不可压缩理想气体状态方程,即气体密度只随温度变化。气体的物性参数如定压比热、动力粘度和热导率是温度的多项式函数(比热为分段多项式函数,采用 NASA 格式,动力粘度和热导率采用 CHEMKIN 导出函数)。无特殊说明时,热电偶表面发射率为 0.8,来流速度为 50 m/s,出口环境温度和压力分别为 300 K 与 101.325 kPa。

S 型热电偶的 1 根为纯铂(Pt)材料,1 根为 90% 铂+10% 铑(Rh)的材料,结点则由 2 根热电偶线焊接形成。纯铂热电偶线的密度为 21450 kg/m³,90% 铂+10% 铑热电偶线的密度为 19970 kg/m³,2 根热电偶线的比热^[19]为

$$c_{p-Pt}=113.024725+0.0691433T-5.1278388\times 10^{-5}T^2+2.562042\times 10^{-8}T^3-4.51007326\times 10^{-12}T^4$$

$$c_{p-90\%Pt+10\%Rh}=119.76978+0.08488965T-6.2189377\times 10^{-5}T^2+3.1121337\times 10^{-8}T^3-5.69139194\times 10^{-12}T^4 \quad (13)$$

式中: c_{p-Pt} 为铂线的比热; $c_{p-90\%Pt+10\%Rh}$ 为 90% 铂+10% 铑线的比热。

热导率^[19]为

$$k_{Pt}=0.0198T+64.141, k_{90\%Pt/10\%Rh}=0.0067T+28.385 \quad (14)$$

热电偶结点的各参数取 2 根热电偶线的平均值。热电偶 CFD 仿真方法的准确性在前期工作中已经通过与试验数据的对比得到验证^[20]。

3 结果及分析

来流工况从 50 m/s 和 2400 K 突变到 10 m/s 和 300 K 工况下模拟的热电偶结点温度随时间变化曲线(热电偶初始温度为初始工况下的稳态温度 1846 K)如图 5 所示。从图中可见,

这些数据点的指数函数拟合曲线(采用 Origin 按 $Y=A_1 \cdot \exp(-x/\tau)+y_0$ 对仿真输出数据点进行拟合, τ 和仿真数据点吻合很好,拟合时间常数为 0.7655 s,按照结点温度变化 63.2% 确定

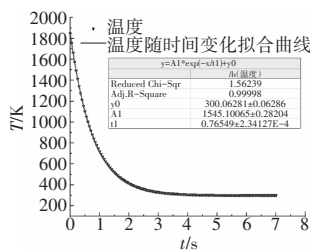


图 5 热电偶结点温度随时间变化曲线

的时间常数为 0.7639 s,二者非常接近,误差仅为 0.21%。前面的时间常数是采用 0~7s 的温度数据进行拟合的,采用 1、3、5 s 内的数据点进行拟合得到的时间常数分别为 0.7337、0.7631、0.7653 s,存在一定的差别,这也表明这些数据点并非完美的指数函数分布,拟合的时间常数依赖于数据的时间长度。

此外,在 2 种稳态工况间的动态测温,例如在来流速度为 50 m/s,来流温度 300 K 突变到 2400 K 的动态测温,和 2400 K 突变到 300 K 的动态测温,其时间常数不相同。前者的时间常数为 0.3407 s,后者的时间常数为 0.3993 s,存在 17.20% 的差别。造成这一差别的主要原因是升温 and 降温过程中平均对流换热系数不同,而对流换热系数的不同来源于膜温的不同。来流温度 300 K 升高到 2400 K 再降低到 300 K 时膜温、球结点对流换热系数变化如图 6 所示。从图 6(a)中可见,在 $t=0$ s 时,结点温度为 300 K,来流温度由 300 K 突升到 2400 K,膜温由 300 K 升高到 1350 K,达到稳态时,结点温度升高到 1846 K,膜温升高到 2123 K;在 $t=4$ s 时,来流温度由 2400 K 降低到 300 K,膜温逐渐降低,达到新的稳态膜温 300 K。从图 6(b)中可见,对于升温过程,结点对流换热系数从 882 W/(m²·K)变化为 938 W/(m²·K),平均值为 910 W/(m²·K);降温过程则从 855 W/(m²·K)变化到 810 W/(m²·K),平均值为 838 W/(m²·K)。由于 Re_b 增大而 Pr 减小,二者的变化趋势不同导致其对流换热曲线出现波动,但整体趋势还是下降的。对流换热系数越大,时间常数越小,所以升温过程的时间常数小于降温过程时间常数的。由于整个动态过程中的结点温度变化,导致对流换热系数变化。在采用式(7)计算时间常数时,采用初始结点温度和稳定后的结点温度的算术平均值作为壁面温度与突变后的来流温度的平均值作为膜温进行物性参数(密度、粘度、普朗特数、导热系数)的计

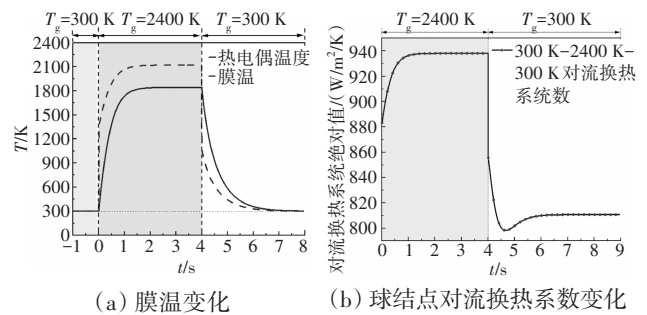


图 6 来流温度 300 K 升高到 2400 K 再降低到 300 K 时膜温、球结点对流换热系数变化

算,结合式(11)计算球结点对流换热系数。对热电偶线的对流换热系数也是类似的处理。

3.1 辐射对时间常数的影响

式(5)中的辐射换热修正项是温度 T_b 的3次方,有强烈的非线性,因此 T_r 取动态过程前后的结点温度的代数平均值不合适,本文取热电偶在1个时间常数下的结点温度为 T_r ,即 $T_r = T_{b1} + 0.632(T_{b2} - T_{b1})$ 。针对无热电偶线的热电偶,即纯球传热的动态过程进行仿真,由于没有热电偶线导热,纯球的时间常数以及 α 的取值为

$$\tau = \frac{\rho V c}{h A_b (1 + \frac{\alpha \varepsilon \sigma T_r^3}{h})} \quad (15)$$

$$\alpha = \left(\frac{\rho V c}{h A_b \tau} - 1 \right) \frac{h}{\varepsilon \sigma T_r^3} \quad (16)$$

α 可能与热电偶表面发射率 ε 、来流气体速度 u 和热电偶球径 d_b 有关。本文通过对去除热电偶线的纯球分别只改变 ε 、来流气体速度 u 和热电偶球径 d_b 其中一项的方式,利用式(16)得出 α ,分析 α 与三者之间的关系,不同条件下 α 的值见表1。

表1 不同条件下 α 的值

ε	α	$u/(m/s)$	α	d_b/mm	α
0.2	3.522	5	3.351	0.2625	2.443
0.4	3.629	10	3.427	0.3675	2.919
0.6	3.584	25	3.523	0.4725	3.139
0.8	3.616	50	3.616	0.5250	3.263
1.0	3.533	80	3.716	0.6300	3.319
				0.7875	3.434
				0.8400	3.464
				1.0500	3.616
				1.5750	3.712
				2.1000	3.785

ε 提高时辐射量增加, τ 随之减小, α 有稍许波动; 速度 u 提高时对流换热系数 h 变大, 温度 T_r 升高, τ 减小, α 有随 u 增大而增加的趋势, 但增幅非常小; 球径 d_b 的增加引起 A_b 增加, h 减小, 且因为尺寸增加导致 τ 增加, T_{b2} 降低, α 逐渐增大趋于稳定值。从表1中可见, 发射率由0.2增大到1.0, α 变化率在3%以内, 速度由5 m/s 提高到80 m/s, α 由3.351变化到3.716, 变化率在11%内, d_b 由0.2625 mm 增加到2.1000 mm 时, α 由2.443变化到3.785, 增加了55%。综上所述, α 与 ε 、 u 之间相关性较小, 与 d_b 之间的关联较大。本文近似 α 仅与球径 d_b 之间存在关系, α 与球径的拟合关系

如图7所示。

从图中可见, α 与球径 d_b 值之间存在指数函数关系, 相关系数 R^2 的值高达0.976, 拟合可信度较高。 α 为无量纲参数, 关系式为

$$\alpha = 3.72517 - 2.82929 \exp(-d_b/0.31231) \quad (17)$$

3.2 导热对时间常数的影响

对于热电偶这种简单结构, 辐射仅与面积有关, 与几何结构之间的关系不大, 因此第3.1节中关于辐射项的关系式亦可适用于热电偶, 可在式(17)的基础上进一步研究导热对时间常数的影响。对导热会造成影响的因素可能有温度、速度、压力、大小、球径线径比 δ 等。经计算得知, 温度、速度、压力、大小对 e 的影响均很小, 球径线径比对 e 影响较大, 且二者之间存在着明显的指数变化关系。线径为0.5 mm, 来流气体温度从2400 K 降低到2200 K, 不同球径线径比下 e 值见表2。来流速度均为50 m/s, 热电偶初始温度是指各不同 δ 下的热电偶在来流气体温度为2400 K 下的稳定温度。

表2 不同球径线径比下 e 值
(来流气体温度从2400 K 降低到2200 K)

δ	T_i/K	T_{gas}/K	T_e/K	τ_s/s	e
1.35	1861	2200	1767	0.2537	6.543
1.40	1858	2200	1764	0.2554	5.875
1.50	1857	2200	1763	0.2596	4.606
1.75	1848	2200	1757	0.2755	2.496
2.10	1846	2200	1753	0.3043	1.268
2.50	1829	2200	1738	0.3568	0.804
3.00	1808	2200	1721	0.4395	0.562

注: T_i 为热电偶初始温度; T_{gas} 为来流气体温度; e 为热电偶稳定温度; τ_s 为仿真时间常数。

从表中可见, δ 越大, 影响长度系数 e 越小, 这是热电偶线导热面积相对于热电偶球结点面积减小使得导热占热电偶球结点换热量的比例大幅度下降导致的。由此可知, 相同线径下对焊热电偶(无球结点)的灵敏度最高。 e 为无量纲参数, e 与 δ 之间的拟合关系如图8所示。

e 和 δ 之间的关系式为

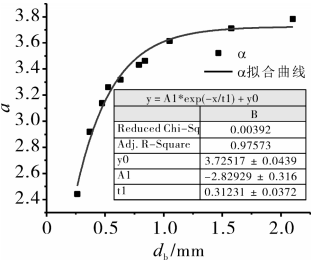


图7 α 与球径拟合关系

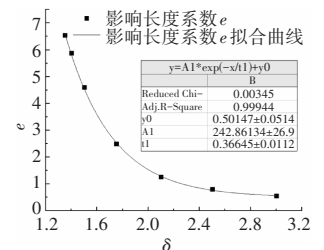


图8 e 与 δ 之间的拟合关系

$$e = 242.86134 \exp(-\delta/0.36645) + 0.50147 \quad (18)$$

综合上述分析可知,只有热电偶本身的结点直径、球径线径比对辐射项、导热项的修正有较大影响。在改变来流条件下,不同尺寸的 2 个热电偶的时间常数为固定比例的关系^[21],也验证了本文的结论。裸线热电偶的时间常数为

$$\tau = \frac{\rho/c}{hA_s \left(1 + \frac{(3.72517 - 2.82929 \exp(-\frac{d_s}{0.31231})) \epsilon \sigma T_i^3}{h} + \frac{kA_s}{hA_s (242.86134 \exp(-\frac{\delta}{0.36645}) + 0.50147)} \right)} \quad (19)$$

3.3 时间常数公式验证

为了验证统一的热电偶时间常数式(19),将 CFD 仿真和公式计算的时间常数进行对比。不同来流速度下 4 个算例的时间常数相对误差见表 3。表中,无特殊说明,来流气体速度为 50 m/s,来流气体温度为改变条件后的气体温度。相对误差的定义为(公式时间常数-仿真时间常数)/仿真时间常数,表 3 中算例 1~4 热电偶初始温度依次为来流气体温度 2400、2200、2000、1800 K 下的稳定温度。

表 3 不同来流速度下 4 个算例的时间常数相对误差

T_i / K	T_{gas} / K	T_c / K	τ_s / s	τ_c / s	$E_r / \%$
1846	2200	1753	0.3043	0.3055	0.40
1753	2000	1652	0.3228	0.3232	0.11
1652	1800	1540	0.3406	0.3427	0.64
1540	1600	1416	0.3701	0.3642	-1.58

注: τ_c 为公式时间常数; E_r 为相对误差。

表 3 展示了来流气体温度依次在稳定后递减 200 K 通过仿真和公式计算的时间常数差别。从表中可见,相对误差为-1.58%~0.64%,表明在小温度范围内阶跃,公式计算精度非常高。

为了研究热电偶在不同来流速度下公式的准确性,热电偶在来流速度为 50 m/s,初始来流温度为 2400 K 条件下稳态基础上,来流速度分别变为 5、10、50、80 m/s,同时来流气体温度变为 2200 K 下的时间常数相对误差见表 4。

表 4 不同来流速度下时间常数相对误差 (来流气体温度为 2200 K)

来流速度/ (m/s)	T_i / K	T_c / K	τ_s / s	τ_c / s	$E_r / \%$
5	1846	1510	0.5178	0.4723	-8.82
10	1846	1584	0.4420	0.4207	-4.87
50	1846	1753	0.3043	0.3055	0.40
80	1846	1804	0.2698	0.2738	1.50

从表中可见,来流速度为 5、10 m/s 时,时间常数相对误差在 9% 以内,由式(11)计算得到对流换热系数分别为 444、538 W/(m²·K),由 CFD 导出的平均对流换热系数分别为 300、396 W/(m²·K)。由式(11)计算得到的对流换热系数在低速条件下偏大,导致求解时间常数偏小;来流速度为 50、80m/s 条件下相对误差小于 2%,说明在高速条件小温度阶跃下式(11)的精确度很高,时间常数公式的误差很小。

研究了热电偶在不同环境压力下公式的准确性。热电偶在环境压力分别为 0.5 MPa、0.25 MPa,来流速度为 50 m/s,来流温度为 2400 K 条件下达到稳定温度 2034、2181 K。在 $t=0$ s 时,来流气体温度突变为 2200 K,不改变来流速度,直至热电偶温度稳定。得到不同压力下时间常数相对误差见表 5。

表 5 不同压力下时间常数相对误差 (来流气体温度为 2200 K)

环境压力/ MPa	T_i / K	T_c / K	τ_s / s	τ_c / s	$E_r / \%$
0.5	2034	1915	0.1876	0.1994	6.29
0.25	2181	2036	0.1142	0.1222	7.01

从表中可见,环境压力越大,时间常数越小,这是压力越大对流换热系数越大,温度越高引起的。增大环境压力为 0.5 MPa 和 0.25 MPa 的情况下,时间常数相对误差分别为 6.29%、7.01%,说明压力对公式准确度的影响很小。

研究了热电偶在不改变球径线径比 $\delta=2.1$,只改变整体大小的情况下公式的准确性。热电偶在来流速度为 50 m/s,来流温度为 2400 K,整体缩放 0.5、2 倍条件下的稳态温度分别为 1940、1752 K。在 $t=0$ s 时,来流气体温度突变为 2200 K,不改变来流速度,直至热电偶温度稳定。得到不同尺寸下时间常数相对误差见表 6。

表 6 不同尺寸下时间常数相对误差 (来流气体温度为 2200 K)

整体缩放 倍数/ (线径/mm)	T_i / K	T_c / K	τ_s / s	τ_c / s	$E_r / \%$
0.5(0.25)	1940	1834	0.1210	0.1119	-7.53
2.0(1.00)	1752	1671	0.7828	0.8265	5.59

从表中可见,热电偶整体缩放 0.5、2.0 倍的情况下,时间常数相对于热电偶经历同样过程未缩放时的时间常数 0.3043 s 分别减小和增大了 2.5 倍左右,说

明热电偶尺寸对时间常数的影响非常大,热电偶越小,热电偶的响应时间就越短。热电偶整体缩放后的相对误差在8%以内,说明尺寸对公式的准确性影响不大。

热电偶初始温度为来流速度为50 m/s,来流温度为2400 K,不同球径线径比下时间常数相对误差见表7。在 $t=0$ s时刻,来流气体温度突变为2200 K,不改变来流速度,直至热电偶温度稳定。

表7 不同球径线径比下时间常数相对误差
(来流气体温度为2200 K)

δ	T_i /K	T_c /K	τ_s /s	τ_c /s	E_r /%
1.35	1861	1767	0.2537	0.2540	0.14
1.40	1858	1764	0.2554	0.2551	-0.13
1.50	1857	1763	0.2596	0.2591	-0.18
1.75	1848	1757	0.2755	0.2766	0.41
2.10	1846	1753	0.3043	0.3055	0.40
2.50	1829	1738	0.3568	0.3521	-1.33
3.00	1808	1721	0.4395	0.4409	0.33

从表中可见,球径线径比改变后,仿真与公式的时间常数相对误差在2%以内,其对公式精度的影响很小。

大跨度温度下时间常数相对误差见表8。为了验证在大跨度改变来流温度条件下公式的可靠性,分别计算了表8中的4个算例,依序命名为算例1~4。算例1热电偶的初始温度为300 K,在 $t=0$ s时刻,来流气体温度由300 K上升至2400 K,来流速度不变保持为50 m/s,直至热电偶温度稳定;算例2热电偶的初始温度为来流速度50 m/s,来流温度2400 K下的稳态温度为1846 K,在 $t=0$ s时,来流气体温度降低至300 K,来流气体速度不变,直至热电偶温度稳定;算例3热电偶的初始温度为来流速度20 m/s,来流温度1000 K下的稳态温度为945 K,在 $t=0$ s时,来流气体温度上升至2000 K,来流气体速度突变为80 m/s,直至热电偶温度稳定;算例4热电偶的初始温度为来流速度为80 m/s,来流温度2000 K下的稳态温度为1696 K,在 $t=0$ s时,来流气体温度下降至1000 K,来流气体速

表8 大跨度温度下时间常数相对误差

来流速度/ (m/s)	T_i /K	T_{gas} /K	T_c /K	τ_s /s	τ_c /s	E_r /%
50	300	2400	1846	0.3407	0.3764	10.48
50	1846	300	300	0.3993	0.4724	18.31
80	945	2000	1696	0.3098	0.3222	3.99
20	1696	1000	945	0.5646	0.5214	-7.65

度降低至于20 m/s,直至热电偶温度稳定。

从表8中可见,算例1、2的时间常数相对误差分别为10.48%、18.31%,可能是由于在大幅度温度改变条件下 T_i 的代表性稍差。在算例2中,由于对流换热系数式(11)在温度较低条件下的准确性不够,导致误差进一步增大。算例3、4也存在这样的误差来源,由于其温差较小,温度相对较高,误差较小。

综上所述,本文建立的1个针对裸线热电偶的时间常数公式求解和仿真的时间常数之间的误差在20%以内。时间常数相对误差见表9,为了进一步验证在对热电偶表面加热通量(模拟气体辐射加在热电偶表面的热流,式(1)中的 Q_{radg})、改变环境温度以及低速下大幅度改变温度的情况下公式的适用性,依次增加表9中的5个算例,依序命名为算例1~5。算例1在0 s时,来流温度由2400 K下降为2200 K,同时热电偶表面上加634679 W/m²的热通量;算例2、3在0 s时,来流温度由2400 K下降为2200 K,环境温度分别变为1200、2100 K;算例4初始温度为300 K,在0 s时,来流温度由300 K升高为2400 K,速度从0 m/s提高至10 m/s;算例5的初始温度为50 m/s,来流条件下为2400 K的稳态温度为1846 K,在0 s时,将来流速度和温度分别改为10 m/s和300 K。

表9 时间常数相对误差

来流速度/ (m/s)	T_i /K	热通量 W/m ²	环境		τ_s /s	τ_c /s	E_r /%	
			温度/ K	T_{gas} /K				
50	1846	634679	300	2200	2056	0.2491	0.2721	9.24
50	1846		1200	2200	1801	0.3042	0.2925	-3.85
50	1846		2100	2200	2136	0.2385	0.2459	3.10
10	300		300	2400	1658	0.5793	0.5754	-0.68
10	1846		300	300	300	0.7650	0.7683	0.37

从表中可见,加热通量以后相对于原来不加热通量相同条件下的时间常数0.3043(第3.3节中第1个算例)减少了18%。由式(5)的推导过程可知,气体辐射本身对时间常数不存在影响,由于气体辐射使热电偶温度由1753 K升高至2056 K,导致表面辐射项的影响增大,这也充分说明了表面辐射对时间常数影响的重要性。加热通量不影响本文推导时间常数公式的准确性。公式对于改变环境温度和低速下大幅度温度改变的情况,计算也很准确。

在表7工况下,不同球径线径比下 f_i 、 f_c 值见表10。

表 10 不同球径线径比下 f_r 、 f_c 值

δ	T_i / K	T_c / K	f_r	f_c
1.35	1861	1767	0.73	0.30
1.40	1858	1764	0.75	0.31
1.50	1857	1763	0.79	0.34
1.75	1848	1757	0.89	0.45
2.10	1846	1753	1.01	0.64
2.50	1829	1738	1.11	0.82
3.00	1808	1721	1.21	0.82

从表中可见,随着球径线径比由 1.35 提高至 3,球结点温度降低,辐射项的贡献值 f_r 由 0.73 不断增加至 1.21,增加了 66%,即在光球带辐射状态下时间常数变为仅考虑对流的时间常数 ($\tau = \rho V c / h A_b$) 的 0.66~0.45 倍 ($1/(1+0.73)=0.66$, $1/(1+1.21)=0.45$); 导热项的贡献值 f_c 由 0.30 不断增加至 0.82,增加了 173%,在辐射项和导热项的综合作用下,热电偶的时间常数变为原来的 0.49~0.33 倍 ($1/(1+0.73+0.30)=0.49$, $1/(1+1.21+0.82)=0.33$)。上述分析表明,辐射项与导热项在减小时间常数中的占比是不可忽视的。为了进一步说明辐射和导热对时间常数的影响,将表 3 中的算例与只考虑对流的时间常数进行了对比,见表 11。

表 11 时间常数公式的对比

算例序号	τ_s / s	τ_c / s	对流时间常数/s
1	0.3043	0.3055	0.8108
2	0.3228	0.3232	0.8064
3	0.3406	0.3427	0.8017
4	0.3701	0.3642	0.7966

从表中可见,只考虑对流得到的时间常数与仿真时间常数之间的误差为 166%~115%,说明考虑辐射和导热的必要性。

4 试验验证

为了验证时间常数公式准确性,本文以球径为 1.428 mm、线径为 0.51 mm、热电偶线长度为 300 mm 的 S 型裸线热电偶为试验对象,采用 Li²⁰⁰ 的试验装置为热电偶测量提供来流均匀且温度、组分和速度已知的高温燃气,对加直流电(电流 3、4、5 A 3 种工况)的热电偶撤消电流后的温度动态曲线进行了测量,确定了热电偶的时间常数。试验环境为 0.1 MPa,室温 24 °C。燃气温度和速度采用 Li²⁰⁰ 的方法进行计算。试验中气体流量(SL/min)、燃气温度、试验来流参数

及燃气参数见表 12。燃气温度误差为 ± 35 K,是流量表误差导致的当量比误差对应的绝热平衡温度误差。燃气温度稳定,不随时间变化。

表 12 试验来流参数及燃气参数

当量比	H ₂ 流量	空气流量	N ₂ 流量	燃气温度	燃气速	质量分数/%		
	/(SL/min)	/(SL/min)	/(SL/min)	K	度/(m/s)	O ₂	N ₂	H ₂ O
0.75	6.09	19.29	20	2102 \pm 35	4.755	4.46	68.15	26.90

记录的去电流后的热电偶测量温度动态曲线如图 9 所示(采用 Keithley DMM7510 七位半表测量电压,进行冷端补偿后根据分度表计算热电偶温度,对应的温差测量误差约为 ± 0.4 K。与 CFD 一致,按照测量温度变化 63.2% 确认时间常数,分别对 3、4、5 A 的温度曲线处理得到 3 种工况的时间常数,并与采用公式计算的时间常数

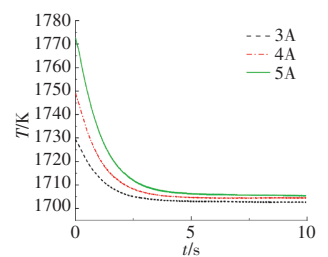


图 9 热电偶测量温度动态曲线

进行对比,试验时间常数相对误差见表 13(表中的误差为测量温度变化 63.2% \pm 0.4 K 对应的时间常数误差)。因为不同电流对热电偶温度的影响并不大且来流条件不变,3 种工况的时间常数几乎一样。

表 13 试验时间常数相对误差

直流电流/A	τ_s / s	τ_c / s	$E_r / \%$
3	1.0934 \pm 0.039	0.9891	-9.54
4	1.0719 \pm 0.024	0.9857	-8.04
5	1.1158 \pm 0.017	0.9819	-12.00

注: τ_s 为试验时间常数。

从表中可见,公式计算与试验的时间常数之间的最大误差为 -12.00%,说明公式的准确度较高。

本文时间常数公式的推导过程中并未假设层流或湍流,流动形态对公式的影响主要体现在对对流换热系数的影响上,对于高速湍流,采用合适的湍流对流换热关系式,本文的时间常数公式也可适用。

5 总结

(1)公式推导和仿真结果都表明气体辐射只通过改变热电偶温度改变时间常数。在不同的来流速度,压力,温度阶跃,环境温度以及热电偶尺寸条件下,公式计算的时间常数精度都很高,最大误差仅为 18.31%。主要误差来源为对流换热系数关系式的不精确以及大跨度温度阶跃条件下平均辐射温度代表

性略差。采用试验或仿真方法拟合的特定工况范围内的高精度对流换热关系式可以降低公式应用误差。表面辐射换热和导热都能降低热电偶的时间常数,在来流温度由2400 K变为2200 K,来流速度50 m/s不变的情况下,球径线径比由1.35增加至3,表面辐射项能够使时间常数降为原来的66%~45%,辐射和导热的综合影响能够使时间常数降为原来的49%~33%。这些说明了辐射项和导热项在高温条件下对热电偶测温时间常数的影响很大。

(2)为了验证公式精度,采用S型热电偶测量了标准火焰的高温燃气温度,记录了3种电流条件下,去电流后的热电偶测量温度动态曲线,获得了热电偶时间常数。试验时间常数与公式时间常数之间的最大误差为-12.00%,验证了公式的准确度较高。

参考文献:

- [1] Sylvia J I, Chandar S C R, Velusamy K. A novel method for in-situ estimation of time constant for core temperature monitoring thermocouples of operating reactors[J]. Nuclear Engineering and Design, 2014, 275: 154-62.
- [2] 赵化彬, 张志杰. 爆炸瞬态温度测试中热电偶传感器实时补偿技术[J]. 火工品, 2017(1): 49-53.
ZHAO Huabin, ZHANG Zhijie. Real-time compensation technology of thermocouple sensor in transient temperature measurement of explosion[J]. Initiators and Pyrotechnics, 2017(1): 49-53. (in Chinese)
- [3] 刘浩, 赵化业, 王文革, 等. 热电偶温度传感器响应时间测试及分析[J]. 宇航计测技术, 2017, 37(6): 48-52.
LIU Hao, ZHAO Huaye, WANG Wenge, et al. Measurement and analysis of response time of thermocouple temperature sensor[J]. Journal of Astronautic Metrology and Measurement, 2017, 37(6): 48-52. (in Chinese)
- [4] 王培勇, 邢菲. 先进激光测量技术在航空发动机燃烧室研发中的应用[J]. 航空发动机, 2012, 38(4): 53-58.
WANG Peiyong, XING Fei. Advanced laser measurement technology for aeroengine combustor research and development[J]. Aeroengine, 2012, 38(4): 53-58. (in Chinese)
- [5] 孙宏健. 热电偶动态响应特性分析[D]. 杭州: 中国计量大学, 2018.
SUN Hongjian. Analysis of dynamic response characteristics of thermocouple[D]. Hangzhou: China Jiliang University, 2018. (in Chinese)
- [6] Li Y, Zhang Z, Hao X, et al. A measurement system for time constant of thermocouple sensor based on high temperature furnace[J]. Applied Sciences, 2018, 8(12): 2585.
- [7] 师钰璋, 王高, 李志玲, 等. 基于半导体激光器的热电偶时间常数测试[J]. 国外电子测量技术, 2020, 39(8): 74-78.
SHI Yuzhang, WANG Gao, LI Zhiling, et al. Thermocouple time constant measurement based on semiconductor laser[J]. Foreign Electronic Measurement Technology, 2020, 39(8): 74-78. (in Chinese)
- [8] Petit C, Gajan P, Lecordier J C, et al. Frequency-response of fine wire thermocouple[J]. Journal of Physics E-Scientific Instruments, 1982, 15(7): 760-764.
- [9] Santoni P A, Marcelli T, Leoni E. Measurement of fluctuating temperatures in a continuous flame spreading across a fuel bed using a double thermocouple probe[J]. Combustion and Flame, 2002, 131(1): 47-58.
- [10] Glawe G E, Simmons F S, Stickney T M. Radiation and recovery corrections and time constants of several chromel-alumel thermocouple probes in high-temperature, high-velocity gas streams[R]. National Advisory Committee for Aeronautics Technical Note 3766, Cleveland, 1956.
- [11] Shaddix C R. A new method to compute the proper radiant heat transfer correction of bare-wire thermocouple measurements[C]// Proceedings of the 10th US National Combustion Meeting. SNL-CA, USA, Sandia National Lab. No. SAND2017-4406C, 2017.
- [12] Jiménez S. Relevance of heat conduction in the correction and interpretation of high temperature, fine wire thermocouple measurements[J]. Combustion and Flame, 2022, 240: 112022.
- [13] Xu Z, Tian X, Zhao H. Tailor-making thermocouple junction for flame temperature measurement via dynamic transient method[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2017, 36(3): 4443-4451.
- [14] 傅元, 董宇哲, 李德健, 等. 热电偶时间常数的测量[J]. 微计算机信息, 2012, 28(10): 128-130.
FU Yuan, DONG Yuzhe, LI Dejian, et al. Measurement of thermocouple time constant[J]. Microcomputer Information, 2012, 28(10): 128-130. (in Chinese)
- [15] Wang P Y, Fan F Q, Li Q. Accuracy evaluation of the gray gas radiation model in CFD simulation [J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2014, 3: 51-58.
- [16] Liu B D, Huang Q H, Wang P Y. Influence of surrounding gas temperature on thermocouple measurement[J]. Case Studies in Thermal Engineering, 2020, 19: 100627.
- [17] Bradley D, Matthews K J. Measurement of high gas temperatures with fine wire thermocouples[J]. Journal of Mechanical Engineering Science, 1968, 10(4): 299-305.
- [18] Ranz W, Marshall W. Evaporation from drops chemical engineering progress[J]. Chemical Engineering Progress, 1952, 48(3): 141-146.
- [19] Powell R W, Tye R P. The promise of platinum as a high temperature thermal conductivity reference material[J]. British Journal of Applied Physics, 1963, 14(10): 662-666.
- [20] Li X, Huang Q, Luo X, et al. Thermocouple correction method evaluation for measuring steady high-temperature gas[J]. Applied Thermal Engineering, 2022, 213: 118673.
- [21] Warshawsky I. On-line dynamic gas pyrometry using two-thermocouple probe[J]. Review of Scientific Instruments, 1995, 66(3): 2619-24.

(编辑: 兰海青)