



钛合金高温摩擦着火理论研究

梁贤烨 弭光宝 李培杰 黄旭 曹春晓

Theoretical study on ignition of titanium alloy under high temperature friction condition

Liang Xian-Ye Mi Guang-Bao Li Pei-Jie Huang Xu Cao Chun-Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 216101 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200304

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200304>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于逾渗理论的非晶合金屈服行为研究

Yield behavior of amorphous alloy based on percolation theory

物理学报. 2017, 66(18): 186101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.186101>

表面催化反应模型中关联噪声诱导非平衡相变

Correlated noise induced non-equilibrium phase transition in surface catalytic reaction model

物理学报. 2018, 67(16): 160501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180250>

电磁悬浮条件下液态Fe₅₀Cu₅₀合金的对流和凝固规律研究

Fluid convection and solidification mechanisms of liquid Fe₅₀Cu₅₀ alloy under electromagnetic levitation condition

物理学报. 2017, 66(13): 136401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.136401>

微重力条件下Cu-Zr共晶合金的液固相变研究

Liquid-solid phase transition of Cu-Zr eutectic alloy under microgravity condition

物理学报. 2017, 66(6): 068101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.068101>

摩擦不对称耦合布朗马达的定向运输

Investigation on the directional transportation of coupled Brownian motors with asymmetric friction

物理学报. 2020, 69(10): 100503 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191961>

微重力下Fe-Al-Nb合金液滴的快速凝固机理及其对显微硬度的影响

Rapid solidification mechanism of Fe-Al-Nb alloy droplet and its influence on microhardness under microgravity condition

物理学报. 2017, 66(10): 106401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.106401>

钛合金高温摩擦着火理论研究*

梁贤焯^{1)2)#} 弭光宝^{2)3)#†} 李培杰¹⁾ 黄旭²⁾³⁾ 曹春晓²⁾³⁾

1) (清华大学机械工程系, 北京 100084)

2) (中国航发北京航空材料研究院钛合金研究所, 北京 100095)

3) (中国航发先进钛合金重点实验室, 北京 100095)

(2020年2月27日收到; 2020年7月16日收到修改稿)

钛合金燃烧是现代航空发动机的典型灾难性事故, 压气机转子与静子的异常摩擦是主要的着火源. 本文基于非均相着火理论建立了考虑摩擦热源的钛合金着火模型, 推导了着火温度和着火延迟时间的理论计算公式, 进而分析摩擦系数、氧浓度、流速、接触半径以及阻燃层等因素对着火参数的影响规律. 结果表明: 当摩擦接触区的瞬时温度低于临界生热温度时, 生热过程由摩擦热主导; 当高于临界生热温度时, 生热过程由化学反应热主导. 降低摩擦系数可以显著提高着火温度, 而摩擦系数的变化对着火延迟时间影响很小. 着火温度随着氧浓度的增大和流速的减小均呈明显下降趋势. 当氧浓度从 21% 增加至 42%、流速从 310 m/s 下降至 50 m/s 时, 着火温度分别降低约 213 K 和 197 K. 实验结果与理论计算值的相对误差为 8.3%, 验证了模型的可靠性. 阻燃层可以明显提高钛合金的着火温度和着火延迟时间, 带阻燃层的钛合金的着火温度提高约 172 K, 着火延迟时间提高约 3 s.

关键词: 钛合金, 摩擦着火模型, 非均相反应, 阻燃**PACS:** 61.82.Bg, 65.40.-b, 82.60.Cx, 81.40.Pq**DOI:** 10.7498/aps.69.20200304

1 引言

为了满足航空工业的轻量化设计要求, 现代航空发动机的钛合金用量不断提高, 替代钢或镍基高温合金可使其减重效果达到 40%. 然而, 钛合金反应热高、导热性差和燃点低于熔点等特点大大增加了其着火敏感性, 使其在航空发动机高温、高压和高速的苛刻条件下发生燃烧致灾事故 (也称为钛火^[1]), 造成的危害巨大. 目前, 国内外发生过 170 余起航空发动机钛火, 其中很大比例是高压压气机转子与静子的异常摩擦生热所致. 而此类着火发生持续时间短、扩散传播快、难以重复再现, 人们对其发生的机理尚不十分清楚^[2]. 钛火安全问题成为

制约钛合金在先进航空发动机上大量应用的世界性难题.

着火理论研究主要集中在着火温度及着火延迟时间两个关键参数的求解. Frank-Kamenetskii^[3] 在谢苗诺夫着火热理论上建立了应用于非均相燃烧的着火理论; Merzhanov^[4] 提出了金属颗粒的着火理论模型, 并探讨了在不同气氛下临界参数的变化和外热源的变化; Elsayed^[5] 通过计算发现, 谢苗诺夫数的微小改变对临界着火温度的影响显著; Khaikin 和 Bloshenko^[6] 以及 Aldushin 等^[7] 建立了氧化层厚度与着火温度之间的临界关系模型, 计算发现随着颗粒半径的增加, 在 8 μm 左右会出现温度突变点; Chernenko 等^[8] 在上述关系模型的基础上, 对钛颗粒的着火边界进行了理论计算, 同

* 国家科技重大专项 (批准号: 2017-VII-0012109, j2019-VIII-0003)、国家自然科学基金 (批准号: 51471155) 和中国航发创新基金 (批准号: CXPT-2018-36) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: miguangbao@163.com

时结合 Evans 等提出的氧化机制得到了钛在空气环境下的氧化动力学方程; Shafirovich 等^[9]建立了钛颗粒的初始尺寸与燃烧时间的关系模型; Yuan 等^[10]针对纳米级钛颗粒建立了着火的数值模型; Breiter 等^[11]提出了扩散机理控制钛着火模型; Bolobov^[12-14]实验研究了破裂条件下钛合金着火的微观机理, 并且基于非均相反应的热自燃理论建立了着火理论模型; Ouyang 等^[15]和弭光宝等^[2,16,17]采用摩擦点燃方法开展了钛基材料的阻燃机理研究, 并初步分析了与等效压力的关系.

上述理论研究对于深入认识钛的摩擦着火现象产生了重要影响, 但受限于着火物化过程复杂性及其分析工具方法, 将摩擦作为外热源的着火理论研究鲜见报道, 尚没有成熟的理论模型给出满意的描述^[2], 目前仍在不断探索. 因此, 本文在非均相着火理论基础上, 建立钛合金的摩擦着火模型, 推导出着火温度及着火延迟时间的理论计算公式, 并对摩擦系数、氧浓度、流速、接触半径以及阻燃层等因素的影响规律进行分析和讨论. 这对于发展钛合金燃烧基本理论及推动防钛火技术在先进航空发动机上应用具有重要意义.

2 模型

2.1 物理模型

如图 1 所示, 在一定气流条件下, 转子与静子在环形区域接触后通过转子件的高速旋转产生摩擦热, 摩擦接触区 (静子正面中心区域) 局部温度急剧升高, 当反应区 (靠近静子背面中心区域) 达

到临界着火温度时, 钛合金发生着火, 其物理模型假设如下:

- 1) 着火首先发生在钛合金反应面上, 摩擦面的热量通过反应区传导至反应面, 由于此区域厚度非常薄, 毕渥数趋近零, 因此忽略反应区内部热阻, 此时反应区温度与反应面、摩擦面近似相等;
- 2) 气流流向与静子平行, 且流速不变, 反应区的散热通过与气流之间对流换热形式实现, 忽略热辐射的影响;
- 3) 反应区表面满足单分子吸附模型;
- 4) 放热反应为理想状态下钛与氧气充分燃烧产生二氧化钛的单步反应;
- 5) 摩擦系数受温度影响, 随着温度的升高线性下降.

2.2 数学模型

2.2.1 着火温度计算公式推导

根据着火热理论, 通过求解生热平衡方程 (生热速率与散热速率相等且对温度的变化率相等) 得出临界着火温度, 能量方程由生热项 Q_G 与散热项 Q_L 组成, 数学表达如下:

$$Q_G = Q_L, \quad (1)$$

$$\frac{\partial Q_G}{\partial T} = \frac{\partial Q_L}{\partial T}, \quad (2)$$

这里 Q_G 由摩擦生热项与反应生热项组成, Q_L 为与气相之间的对流散热项, 则得到方程组:

$$Q_G = Q_F + Q_H, \quad (3)$$

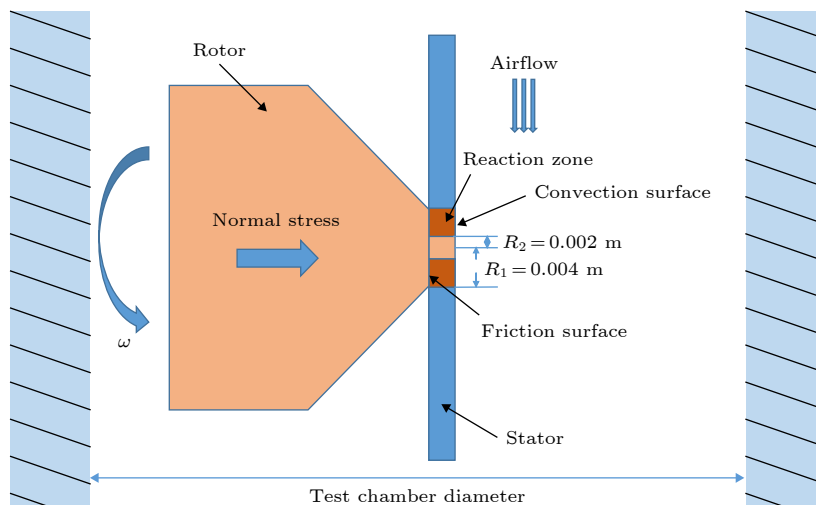


图 1 转子与静子摩擦模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the model of friction between rotor and stator.

$$Q_L = Q_C + Q_R, \quad (4)$$

式中 Q_F 为摩擦生热项, 单位为 J/s; Q_H 为化学反应生热项, 单位为 J/s; Q_C 为对流散热项, 单位为 J/s; Q_R 为辐射散热项 (数值远小于 Q_C , 可忽略).

首先, 对生热项方程进行推导. 与一般非均相燃烧的生热平衡方程所不同的是, 生热项考虑了摩擦生热项 Q_F , 由于在高温环境下, 摩擦系数是温度变化的函数, 因此 Q_F 对方程 (1) 和方程 (2) 都会产生影响.

反应区的 Q_F 可以通过库仑定律求出, 即

$$Q_F = \frac{2}{3}\pi f \omega (R_1^3 - R_2^3), \quad (5)$$

$$f = \mu N, \quad (6)$$

式中, ω 为转子角速度, 单位为 r/min; R_1 为反应圆环区域外半径, 单位为 m; R_2 为反应圆环区域内半径, 单位为 m; f 为单位面积所受的摩擦力, 单位为 N/m²; μ 为摩擦系数; N 为作用于反应区接触表面的正应力, 单位为 N/m².

令

$$D = N \frac{2}{3}\pi \omega (R_1^3 - R_2^3), \quad (7)$$

则

$$Q_F = \mu D. \quad (8)$$

在高温摩擦过程中, 钛合金摩擦系数随着温度的升高而下降并呈线性变化规律^[17-19], 其表达式为

$$\mu = F + BT, \quad (9)$$

式中, F 为初始摩擦系数; B 为温度系数项; T 为接触区的瞬时温度, 单位为 K.

Q_H 由阿伦尼乌斯方程获得

$$Q_H = wqS_r, \quad (10)$$

式中, w 为单位时间内单位面积上的增重, 单位为 kg·m⁻²·s⁻¹; S_r 为燃烧反应区的表面积 (表达式为 $S_r = \pi(R_1^2 - R_2^2)$), 单位为 m²; q 为单位质量反应热, 单位为 MJ/kg.

单位时间内反应区的增重 w 根据如下公式^[13,17] 得到

$$w = \frac{c_1^{0.5}}{1 + aP_1^{0.5}(1-c_1)^{0.5}} k \exp(-E/RT), \quad (11)$$

式中, c_1 为预混合气流中的氧浓度, 单位为 %; P_1 为气流总压, 包括氧气、氮气等预混合气体, 单位为 MPa; a 为吸附系数, 单位为 MPa^{-0.5}; k 为指前因子; E 为活化能, 单位为 J/mol; R 为摩尔气体

常数, 单位为 J/(mol·K).

令 (11) 式中包含吸附系数的常数项为

$$A_1 = qS_r \frac{c_1^{0.5}}{1 + aP_1^{0.5}(1-c_1)^{0.5}} k, \quad (12)$$

综合 (10)–(12) 式得到

$$Q_H = A_1 \exp(-E/RT). \quad (13)$$

其次, 对散热项方程进行推导. 燃烧反应区表面的对流散热公式为

$$Q_C = \alpha S_r (T - T_1), \quad (14)$$

式中, α 为对流换热系数, 单位为 W·m⁻²·K⁻¹; T_1 为反应区气流的瞬时温度, 单位为 K.

根据对流热交换系数计算公式^[20]

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{d_s}, \quad (15)$$

式中, Nu 为努塞尔数; d_s 为试验舱直径, 单位为 m; λ 为导热系数, 单位为 W/(m·K).

强迫对流热交换系数按照经验公式计算:

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4}, \quad (16)$$

式中, Re 为雷诺数; Pr 为普朗特数. 雷诺数计算公式为

$$Re = \frac{\rho v d_s}{\eta}, \quad (17)$$

式中, ρ 为气流密度, 单位为 kg/m³; v 为流速, 单位为 m/s; η 为黏性系数, 单位为 mPa·s.

最后, 推导整体方程组. 将 (8) 式、(13) 式和 (14) 式代入 (1) 式和 (2) 式, 且令

$$G = \alpha S_c, \quad (18)$$

则方程组 (3) 和 (4) 变为

$$D(F + BT_{cr}) + A_1 \exp(-E/RT_{cr}) = G(T_{cr} - T_1), \quad (19)$$

$$DB + \frac{EA_1 \exp(-E/RT_{cr})}{RT_{cr}^2} = G, \quad (20)$$

式中, T_{cr} 为临界条件下的着火温度.

联合 (19) 式和 (20) 式, 消去指数项得到

$$\frac{R}{E} T_{cr}^2 - T_{cr} + \frac{(GT_1 + DF)}{(G - DB)} = 0. \quad (21)$$

求解 (21) 式得到

$$T_{cr} = \frac{E}{2R} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{R}{E} \frac{(GT_1 + DF)}{(G - DB)}} \right). \quad (22)$$

与经典的模型类似, 由于 (22) 式中 E 远大于 $4R \frac{(GT_1 + DF)}{(G - DB)}$, 因此 $4 \frac{R}{E} \frac{(GT_1 + DF)}{(G - DB)}$ 趋于 0, 对

$$\sqrt{1-4\frac{R(GT_1+DF)}{E(G-DB)}} \text{ 项进行泰勒展开, 得到}$$

$$\sqrt{1-4\frac{R(GT_1+DF)}{E(G-DB)}} \approx 1-2\frac{R(GT_1+DF)}{E(G-DB)} - 2\left(\frac{R(GT_1+DF)}{E(G-DB)}\right)^2. \quad (23)$$

将 (24) 式代入 (23) 式, 舍去其中没有物理意义的解, 得到

$$T_{cr} = \frac{(GT_1 + DF)}{(G-DB)} + \frac{R(GT_1 + DF)^2}{E(G-DB)^2}. \quad (24)$$

定义 U 为

$$U = \frac{(GT_1 + DF)}{(G-DB)}. \quad (25)$$

将 (24) 式和 (25) 式代入 (20) 式, 并进行指数近似, 得到摩擦热源条件下的着火温度计算公式, 即

$$\frac{EA_1 \exp(-E/RU)}{RU^2(G-DB)} = e^{-1}. \quad (26)$$

从 (25) 式及 (26) 式可知, 在形状和尺寸确定的条件下, U 的取值主要受到反应区瞬时温度 T_1 、作用于反应区接触表面的正应力 N 以及摩擦系数 μ 的影响, 当 $N = 0$ 或 $\mu = 0$ 时, 结合 (7) 式和 (9) 式可知, U 对应于 T_1 , 此时 (26) 式即可变换为未考虑摩擦热源的非均相着火温度计算公式^[13], 说明 U 本质上反映了着火过程的摩擦生热作用。

为了进一步分析着火过程摩擦生热的影响, 根据上述推导公式绘制生热量 Q_G 与瞬时温度 T 的关系曲线, 如图 2 所示。从图 2 可见, 从室温 (288 K) 开始, 生热量随着温度的升高而降低, 这是因为在较低温度条件下, 生热项主要受到摩擦热的影响, 而摩擦系数随着温度的提高而下降使得总体生热量减少; 反应热随着温度的升高呈指数增长, 在低温下对整体生热量影响较小, 在温度达到总生热量最低点之后占据生热量的主导地位。

因此, 定义 T_g 为 $dQ_G/dT = 0$ 的临界生热温度, 其物理意义是生热过程中热量随温度的变化量为 0。当温度小于 T_g 时, 生热过程中热量随温度的变化量由摩擦热 Q_F 主导; 当温度大于 T_g 时, 生热过程中热量随温度的变化量由反应热 Q_H 主导, 如图 2 所示 (摩擦系数采用 YSZ 材料, 正应力 N 为 2650 kPa)。于是, 由 (20) 式得到 T_g 的计算公式, 即

$$DB + \frac{EA_1 \exp(-E/RT_g)}{RT_g^2} = 0. \quad (27)$$

由 (27) 式可知, 图 2 对应的临界生热温度 T_g 为 512 K。可见, T_g 为生热曲线的最小值, $T_g < T_{cr}$ 。因此, 在散热曲线未知的情况下, 可以通过求解 T_g 估计 T_{cr} 。

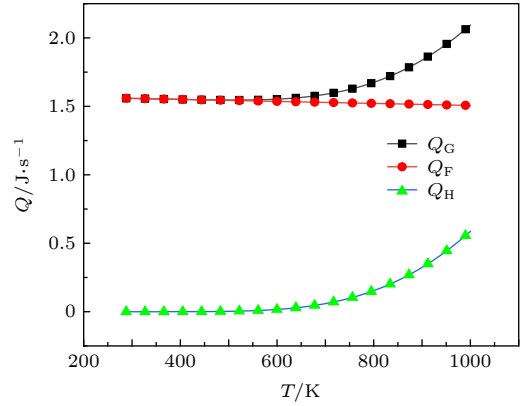


图 2 生热项 T - Q 曲线

Fig. 2. Curves of heat generation in T - Q diagram.

2.2.2 着火延迟时间计算公式推导

根据能量方程^[21]

$$V\rho c_s \frac{dT}{dt} = A_1 \exp(-E/RT) + (BT+F)D - G(T-T_1), \quad (28)$$

式中, V 为燃烧区域体积, 单位为 m^3 ; ρ 为材料的密度, 单位为 kg/m^3 ; c_s 为材料的比热容, 单位为 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ 。

为了便于计算, 首先定义无因次温度^[22,23]

$$\theta = \frac{(T - T_1) E}{RT_1^2}. \quad (29)$$

于是 $\exp(-E/RT)$ 写作如下形式:

$$\exp(-E/RT) = \exp(-E/RT_1) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \frac{RT_1}{E}\theta}\right). \quad (30)$$

采用指数近似^[23]:

$$\exp(-E/RT) = \exp(-E/RT_1) \exp(\theta). \quad (31)$$

则由 (28)–(31) 式得到

$$\frac{V\rho c}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} \frac{dT}{dt} = \frac{A_1 \exp(-E/RT_1)}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} \exp(\theta) + BD\theta + \frac{BDT_1}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} + \frac{FD}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} - G\theta. \quad (32)$$

令

$$A_2 = \frac{A_1 \exp(-E/RT_1)}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)}. \quad (33)$$

由于指数项在后续的求解过程中难以积分, 因此对 $\exp(\theta)$ 在 0—2 区间内采用二次近似, 则

$$\exp(\theta) = \theta^2 + 0.72\theta + 1. \quad (34)$$

需要说明的是, 采用二次近似会造成一定的误差, 但是在 0—2 区间 (在着火延迟时间的计算中, 0—2 区间已足够满足大部分实际应用, 当 θ 取值大于 2 时温度已远超临界着火温度) 内影响很小. 因此, 在着火延迟时间的计算中普遍采用此方法 [21–23]. 以 $T_1 = 1000$ K 为例, 将边界条件代入, 求得 $\exp(\theta)$ 的数值解及二次近似解, 如图 3 所示, 两条曲线的确定系数约为 0.970, 其误差如图 3(b) 所示, θ 在 0.5—1.5 区间附近其误差在 0.02 以内, 即使 θ 达到 2 时, 其误差也在 0.15 以内.

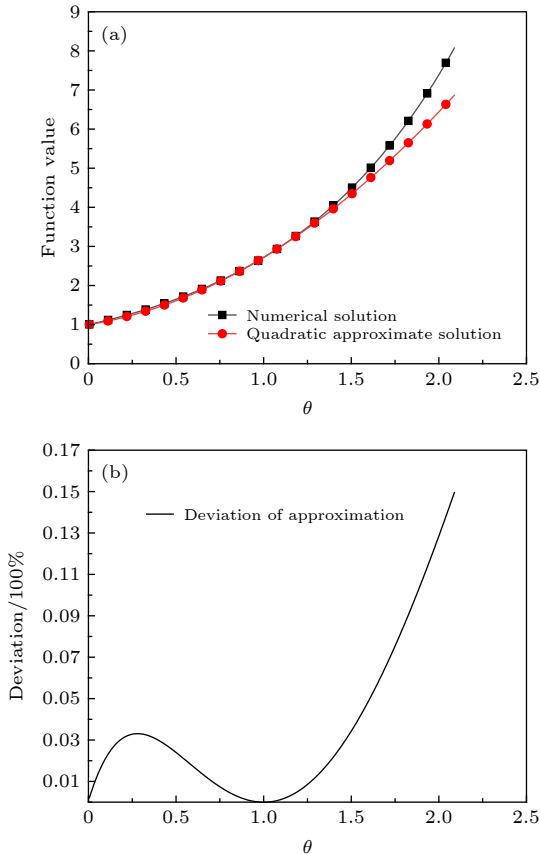


图 3 θ 在 0—2 区间内的变化 (a) 数值解与近似解的对比; (b) 解析解与数值解的误差

Fig. 3. Variations of θ within the 0—2 interval: (a) Comparison of numerical and approximate solutions; (b) errors between analytical and numerical solutions.

采用二次近似后, (28) 式变为

$$V\rho c \frac{d\theta}{dt} = A_2\theta^2 + (0.72A_2 + BD - G)\theta + A_2 + \frac{BDT_1}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} + \frac{FD}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)}. \quad (35)$$

分别定义 A_3 和 A_4 ,

$$A_3 = 0.72A_2 + BD - G. \quad (36)$$

若不考虑散热的影响, 即在流速近似为 0 的条件下, 生热量远大于散热量, 此时系统可以近似为绝热系统, 此时 $G = 0$, 则

$$A_3 = 0.72A_2 + BD, \quad (37)$$

$$A_4 = \frac{BDT_1}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} + \frac{FD}{\left(\frac{RT_1^2}{E}\right)} + A_2. \quad (38)$$

将 A_3 和 A_4 代入 (35) 式, 得到

$$V\rho c \frac{d\theta}{dt} = A_2\theta^2 + A_3\theta + A_4. \quad (39)$$

(39) 式两边对时间求积分, 可得着火延迟时间 τ 的表达式, 即

$$\tau = V\rho c \int_0^\theta \frac{d\theta}{A_2\theta^2 + A_3\theta + A_4}. \quad (40)$$

通过对 (40) 式进行积分, 即可求出 τ 的解, 而对这类分母为二次项的函数进行积分首先需根据其根的判别式 $4A_2A_4 - A_3^2$ 进行分别讨论 [23], 即 τ 取决于 $A_2\theta^2 + A_3\theta + A_4$ 方程中根的个数, 主要包括以下三种情况:

1) 存在两个实根, 这种情况下生热量总是小于散热量, 因此不会发生着火现象, 此时

$$\tau = V\rho c \frac{1}{\sqrt{A_3^2 - 4A_2A_4}} \times \ln \left| \frac{2A_2\theta + A_3 - \sqrt{A_3^2 - 4A_2A_4}}{2A_2\theta + A_3 + \sqrt{A_3^2 - 4A_2A_4}} \right|, \quad (41)$$

$(4A_2A_4 - A_3^2 < 0).$

2) 只存在一个实根, 这种情况下生热量正好等于散热量, 根据定义可知 [22], θ_{cr} 为 1, 此时的 τ 处于临界区, 即

$$\tau = -V\rho c \frac{2}{2A_2\theta + A_3}, \quad (4A_2A_4 - A_3^2 = 0). \quad (42)$$

3) 没有实根存在, 这种情况下生热量恒大于散热量导致着火, 称为超临界区, 此时的 τ 定义为着火延迟时间, 即

$$\tau = V\rho c \frac{2}{\sqrt{4A_2A_4 - A_3^2}} \times \left\{ \arctan \frac{2A_2\theta + A_3}{\sqrt{4A_2A_4 - A_3^2}} + \arctan \frac{-A_3}{\sqrt{4A_2A_4 - A_3^2}} \right\},$$

(4A₂A₄ - A₃² > 0). (43)

尽管上述摩擦系数采用线性近似能够反映摩擦系数在高温下的物理变化过程,但与真实试验结果可能存在一定误差,目前采用二次或三次近似已成为主要方法,因此在摩擦项中采用二次近似或三次近似,而将二次项引入方程组会大幅提高公式推导的复杂程度,经过前期的尝试,发现对摩擦项进行二次近似,推导至最终方程组中会出现包含三次项的超越方程,所以如何对三次项以及指数项进行处理成为进一步推导和完善模型的难点.附表 A1 列出了本文的术语表.

2.3 边界条件

边界条件的设置主要包括转子与静子着火反应区的几何尺寸参数、环境条件以及材料的热物性参数等.由于 TC11 钛合金 (Ti-6.5 Al-3.5 Mo-1.5 Zr-0.3 Si, wt%) 是我国目前航空发动机上用量最大的钛合金 [24],材料成熟度高,其物理性能和机械性能等理论建模用基础数据积累丰富 [25-27],所以转子与静子材料选择接近使用状态的该类型钛合金作为研究对象,对比材料为带 ZrO₂ 阻燃层的钛合金,室温下合金组织主要含有 α 相和 β 相.钛合金及其阻燃层的初始摩擦系数 *F*、温度系数项 *B* 分别为 1.11 和 0.97, -0.12 × 10⁻⁴ 和 -0.45 × 10⁻⁴,其他热性能参数 [13,16,25-27] 和环境参数如表 1 和表 2 所列.其中,带阻燃层钛合金的反应热、指前因子和激活能等边界条件的确定与不带阻燃层的钛合金相同,主要原因在于二者的摩擦着火源均为静子

表 1 材料热物性参数 [13,25]

Table 1. Thermal property parameters of materials.

性能材料	密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	比热容 $c_p/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	反应热 $q/\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$	指前因子 $k/\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	激活能 $E/\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$	导热系数 $\lambda/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	吸附系数 $a/\text{MPa}^{-0.5}$
钛合金	4500	493	33	4.2	44.5	17.8	0.52
阻燃层	5600	560	—	—	—	0.62	—

表 2 模型的初始边界条件 [13,16]

Table 2. Initial boundary conditions of the model.

初始摩擦正应力 <i>N</i> /kPa	静子厚度 φ /m	特征长度 <i>d</i> /m	内半径 <i>R</i> ₂ /m	外半径 <i>R</i> ₁ /m	角速度 ω /r·min ⁻¹	氧浓度 <i>c</i> ₁ /%	流速 <i>v</i> /m·s ⁻¹
265	0.002	0.016	0.002	0.004	5000	21	50

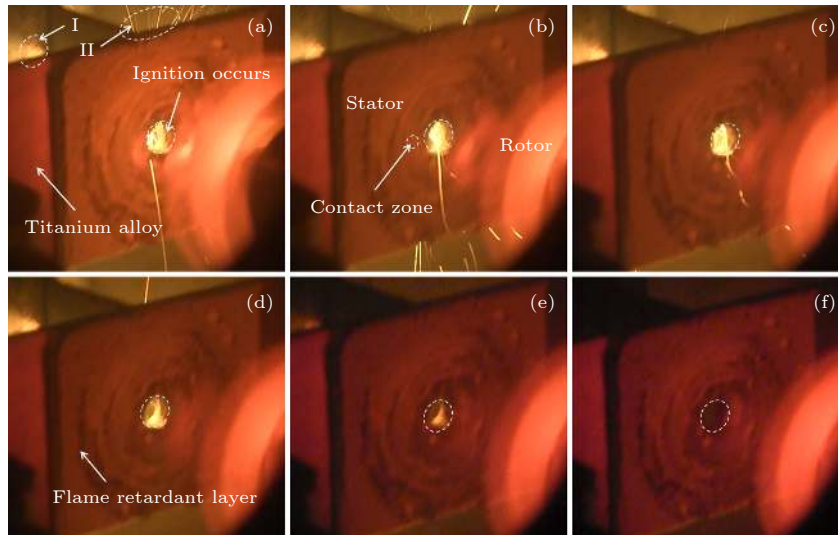


图 4 临界条件下摩擦着火过程的原位观察 (I 为静子背面反应区着火的镜像; II 为反应区中心着火的放射状火花), 各子图分别对应摩擦结束后的不同时间 (a) 0.05 s; (b) 0.10 s; (c) 0.15 s; (d) 0.20 s; (e) 0.25 s; (f) 0.5 s

Fig. 4. *In-situ* observation of friction ignition process under critical condition (I, mirror image of ignition of reaction zone; II, spark of micro-bump near the centre hole of reaction zone): (a) 0.05 s, (b) 0.10 s, (c) 0.15 s, (d) 0.20 s, (e) 0.25 s, (f) 0.5 s after the rubbing ends.

中心反应区的钛合金, 即: 当摩擦生热达到临界条件时, 着火不会首先发生在转子与静子接触面的阻燃层上, 而是首先发生在静子背面中心反应区附近的新鲜钛合金表面上, 如图 4 所示.

3 计算分析与讨论

根据上述推导的摩擦着火模型可知, 摩擦系数、氧浓度、流速、接触半径以及阻燃层等因素的变化均会对钛合金着火温度及着火延迟时间产生影响, 下面将结合计算结果进一步分析与讨论这些因素对着火的影响规律, 同时针对气流条件变化建立着火边界图.

3.1 摩擦系数的影响

图 5 是摩擦生热项中正应力 N 以及摩擦系数项中温度系数 B 对临界生热温度 T_g 影响的曲线. 可见, T_g 随着 B 的升高而近似线性降低, 当静子为钛合金 ($B = -0.12 \times 10^{-3}$) 时, T_g 为 444 K, 当静

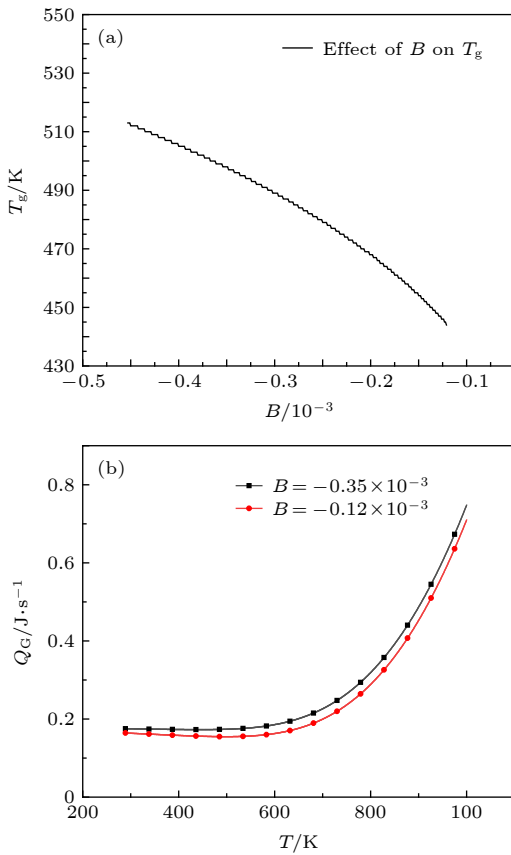


图 5 (a) 温度系数 B 对 T_g 的影响; (b) 温度系数 B 对 $T-Q_G$ 曲线的影响

Fig. 5. (a) Effect of B on T_g ; (b) effect of B on $T-Q_G$ diagram.

子为带阻燃层的钛合金 ($B = -0.45 \times 10^{-3}$) 时, T_g 为 512 K, 二者的变化范围约为 60 K, 如图 5(a) 所示; 当 B 增大时, 摩擦接触区的瞬态温度对摩擦系数的影响下降, 导致 $T-Q_G$ 曲线中摩擦生热项随温度的变化减小, 温度到达 T_g 之前的斜率逐渐趋近于 0, 如图 5(b) 所示.

图 6 为初始摩擦系数 F 及温度系数 B 与临界着火温度 T_{cr} 的关系, 选用 26.5 kPa 和 2.65 kPa 两个数量级的摩擦正应力 N 进行对比. 从图 6(a) 可见, 随着 F 的不断增大, T_{cr} 呈线性下降趋势, N 对 $F-T_{cr}$ 曲线的初值及变化率均有较为明显的影响. 当静子为钛合金 ($F = 1.11$) 时, 对应 N_1 和 N_2 的 T_{cr} 分别为 633 K 和 829 K; 当静子为带阻燃层的钛合金 ($F = 0.97$) 时, 对应 N_1 和 N_2 的 T_{cr} 分别为 679 K 和 834 K, 后者比前者分别提高了 46 K 和 5 K. 类似地, B 对 T_{cr} 的影响如图 6(b) 所示, 可见 T_{cr} 同样随着 B 的不断增大而呈线性下降.

图 7(a) 为初始摩擦系数 F 与着火延迟时间 τ 的关系, 当静子为钛合金时, 对应 N_1 和 N_2 的 τ

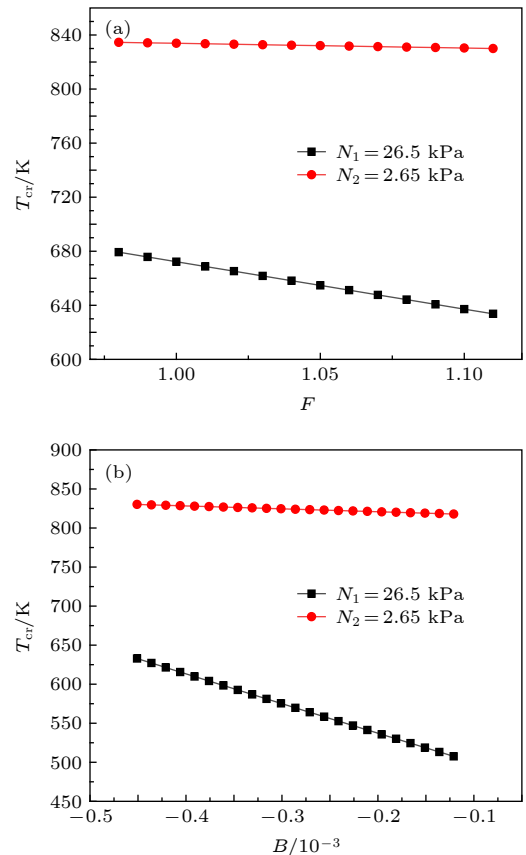


图 6 (a) 摩擦系数 F 对 T_{cr} 的影响; (b) 温度系统 B 对 T_{cr} 的影响

Fig. 6. (a) Effect of F on T_{cr} ; (b) effect of B on T_{cr} .

分别为 2.36 s 和 2.5 s; 当静子为带阻燃层的钛合金时, 对应 N_1 和 N_2 的 τ 分别为 2.38 s 和 2.51 s, 变化范围在 0.02 s 以内; 类似地, B 对 τ 的影响如图 7(b) 所示, 可见 τ 同样随着 B 的增大而呈线性规律下降, 但总体上即使将 N 提高至 26.5 kPa, 其变化范围也在毫秒级别, 可以忽略不计。

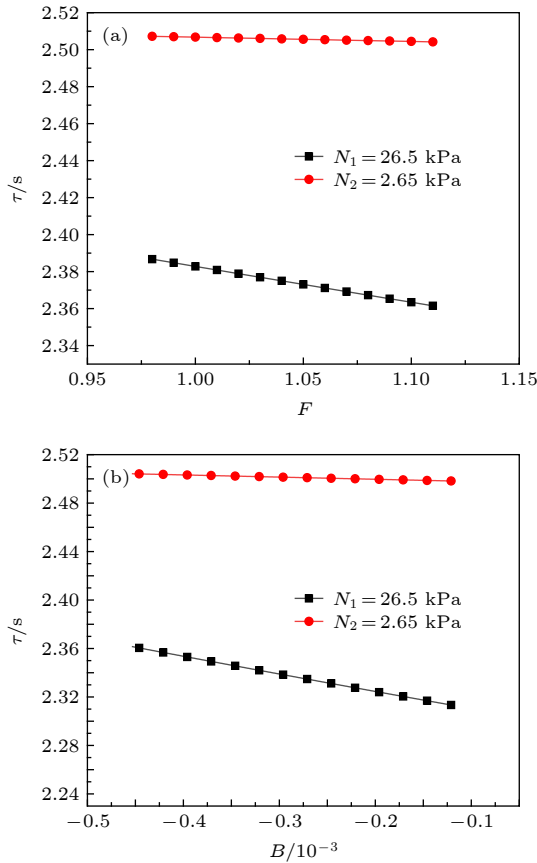


图 7 (a) 摩擦系数 F 对 τ 的影响; (b) 温度系数 B 对 τ 的影响
Fig. 7. (a) Effects of F on τ ; (b) effects of B on τ .

综上所述, 摩擦系数 F 对 T_{cr} 的影响较大, 对 τ 的影响较小; 通过提高 F 和 B 可使摩擦生热明显增加, 从而使着火温度下降, 如当 $N = 26.5$ kPa 时, 摩擦系数每下降 0.1, T_{cr} 随之提高 35 K. 因此, 在进行阻燃层设计时, 应尽量减小 F 和 B 的数值, 同时在实际应用中减少零件之间的摩擦接触应力, 从而降低钛火发生风险. 阻燃钛合金摩擦着火过程生成的 948 K 的低熔点相, 使摩擦系数大幅降低而显著提高阻燃性能的实验结果^[17] 进一步验证了摩擦系数对阻燃设计的重要影响。

3.2 氧浓度和流速的影响

根据摩擦着火的物理模型, 随着生热过程的持续发生, 摩擦接触面的瞬态温度迅速升高, 当反应

区形成的微凸体突然出现在含氧环境 (氧浓度 c_i) 时, 氧的吸附起主导作用, 反应速率由 c_i 的数值决定, 当 c_i 达到某一临界值 c_0 时, 反应速率急剧增大, 即发生着火, 于是根据前述计算模型可以得到 c_i 与临界着火温度 T_{cr} 之间的关系曲线, 如图 8 所示。

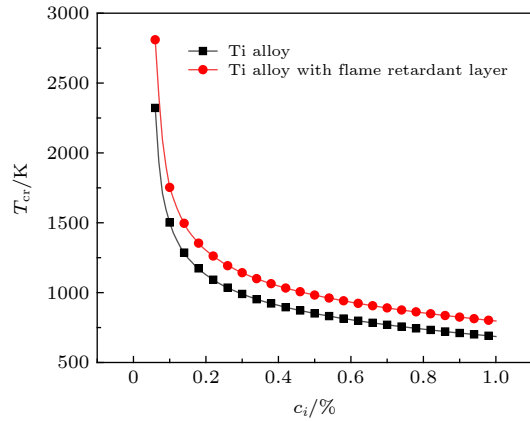


图 8 氧浓度对 T_{cr} 的影响
Fig. 8. Effects of oxygen concentrations on T_{cr} .

可见, T_{cr} 随着氧浓度的提高而不断降低, 其下降的变化率在氧浓度增大至 21% 后趋于平缓, 此时氧浓度每提高 0.01% 时, T_{cr} 降低约 15 K. 在空气环境 ($c_i = 21\%$), 钛合金及其阻燃层的 T_{cr} 分别为 1109 K 和 1281 K, 阻燃层使钛合金的 T_{cr} 提高约 172 K; 当 c_i 提高至 42% 时, 二者的 T_{cr} 分别为 896 K 和 1033 K, 阻燃层使 T_{cr} 提高约 137 K; 当 c_i 提高至 100% 时, 二者的 T_{cr} 分别为 686 K 和 796 K, 阻燃层使 T_{cr} 提高约 110 K. 如图 9 所示, 在静子接触区的背面 (虚线红色圆圈附近) 预先焊接连接两根 K 型热电偶, 然后对钛合金阻燃层进行摩擦着火实验 (c_i 提高至 42%), 得到 T_{cr} 的平均值为 1126 K, 实验结果与理论计算值的相对误差为 8.3%, 二者相一致, 从而验证了着火模型的可靠性. 因此, 将临界着火氧浓度的实验值作为模型输入参数, 可以对不同钛合金静子的 T_{cr} 进行预测评估。

流速也是影响钛合金着火的重要环境因素, 比如航空发动机钛火主要发生在 100—310 m/s, 当超过 300 m/s 以后, 钛火会发生闪燃, 在着火瞬间就发生熄灭^[28]. 因而在理论计算过程中选取流速的数值在 10—310 m/s 范围. 图 10 是不同流速条件下临界着火温度的变化曲线. 从图 10 可见, 随着流速的不断提高, 着火温度呈上升趋势. 流速从

10 m/s 开始, 每提高 1 m/s 着火温度提升 10 K 左右, 而达到 50 m/s 之后, 着火温度的变化趋于稳定, 每提升 1 m/s 着火温度提升 5 K 左右, 当流速提高至 310 m/s 时, 钛合金及其阻燃层的着火温度分别达到 1170 K 和 1339 K.

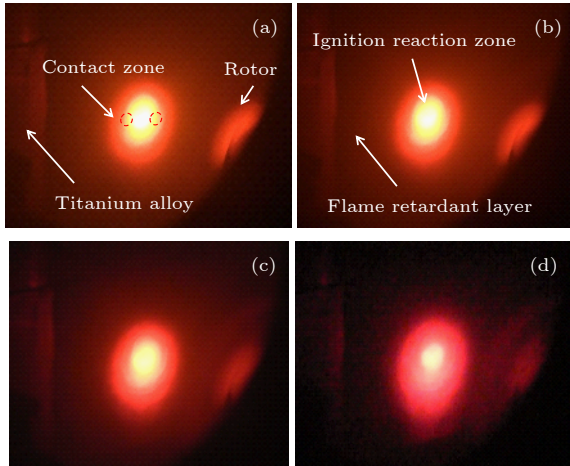


图 9 摩擦着火反应区的原位观察, 各子图分别对应摩擦结束后不同时间 (a) 0.15 s; (b) 0.25 s; (c) 0.5 s; (d) 1.0 s
Fig. 9. *In-situ* observation of friction ignition reaction zone: (a) 0.15 s, (b) 0.25 s, (c) 0.5 s, (d) 1.0 s after the rubbing ends.

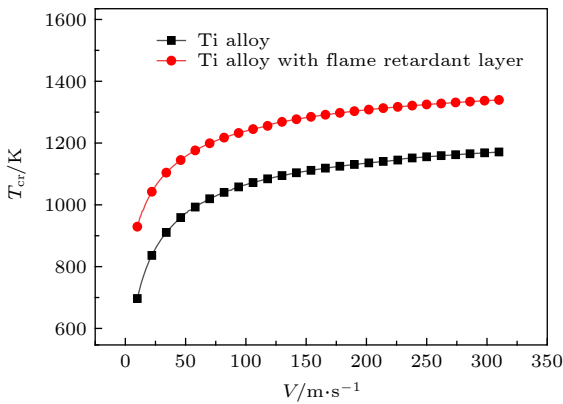


图 10 流速对 T_{cr} 的影响
Fig. 10. Effects of flow velocities on T_{cr} .

为了对氧浓度及流速这两个重要参数进行综合分析, 分别建立了钛合金及其阻燃层的氧浓度-流速着火边界图, 如图 11 和图 12 所示. 可见, 着火温度随着氧浓度的提升而下降, 在氧浓度小于 21% 范围内, 其着火温度变化显著, 钛合金着火温度从 2500 K 下降到约 1000 K, 而带阻燃层的钛合金的着火温度从 2500 K 下降到 1200 K 左右; 同时着火温度随着流速的提升而上升, 在 50 m/s 以内变化最为剧烈, 钛合金的着火温度从 700 K 上

升到 900 K 左右, 而带阻燃层的钛合金的着火温度从 900 K 上升到 1100 K 左右; 带阻燃层的钛合金的着火温度比钛合金平均高出 200 K 左右, 进一步说明摩擦系数及摩擦系数变化率对钛合金的着火温度具有重要影响.

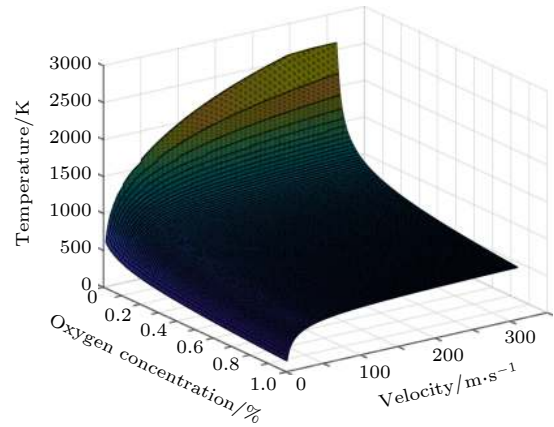


图 11 钛合金的氧浓度-流速着火边界图
Fig. 11. Flow velocity-oxygen concentration critical condition of titanium alloy.

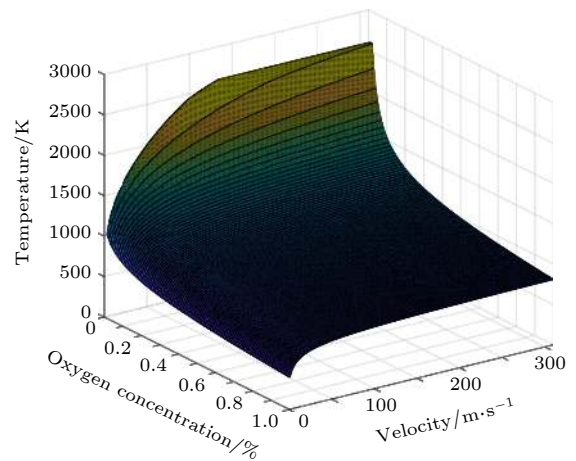


图 12 带阻燃层的钛合金的氧浓度-流速着火边界图
Fig. 12. Flow velocity-oxygen concentration critical condition of titanium alloy with flame retardant layer.

3.3 摩擦接触半径的影响

摩擦实验中, 通过改变外径 R_1 来改变接触面积, 接触面积对摩擦生热、反应产热、表面散热都会产生影响. 在谢苗诺夫非均相热自燃公式中, 由于反应产热与表面散热的面积相同, 所以在理论计算中相互抵消, 而本文建立的摩擦着火模型中, 考虑了单位摩擦应力的变化, 因此摩擦接触面积的变化会对着火温度产生明显影响, 如图 13 所示. 可

见,随着接触半径的增加,着火温度呈现指数下降,当接触半径增加至为 0.007 m 时,钛合金及其阻燃层的着火温度分别为 899 K 和 988 K,而当继续提高接触半径后,着火温度的变化趋于稳定,每提高 0.0001 m 着火温度升高 1 K 左右,当接触半径达到 0.09 m 时,钛合金及其阻燃层的着火温度分别为 891 K 和 959 K. 说明在开始阶段着火温度主要受反应产热的影响,而随着半径的增加受到散热的影响逐渐增大.

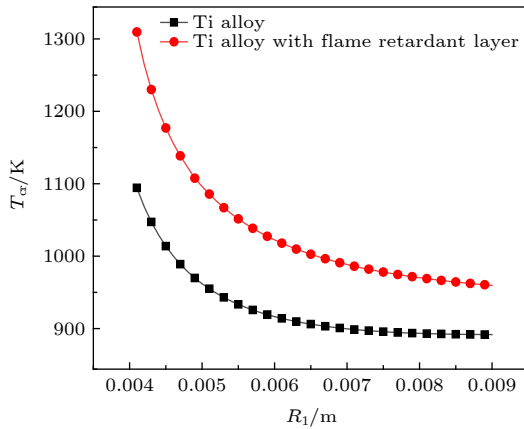


图 13 摩擦接触半径对 T_{cr} 的影响

Fig. 13. Effect of friction contact radius on T_{cr} .

3.4 阻燃层的影响

为进一步揭示阻燃层对钛合金着火延迟时间的影响,将上述理论模型计算出的钛合金及其阻燃层的着火温度 (T_{cr} 分别为 1109 K 和 1281 K) 作为边界条件设定参数,采用摩擦着火热源模型^[29]对带阻燃层的钛合金静子摩擦着火过程的温度场进行数值计算分析,其流程如图 14 所示.

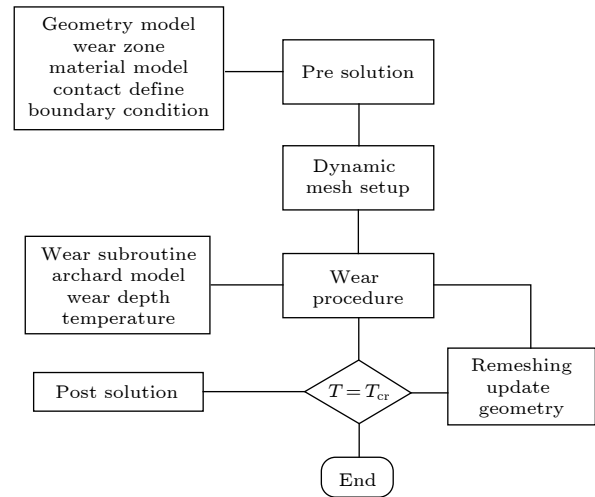


图 14 数值计算流程图

Fig. 14. Flow chart of simulation.

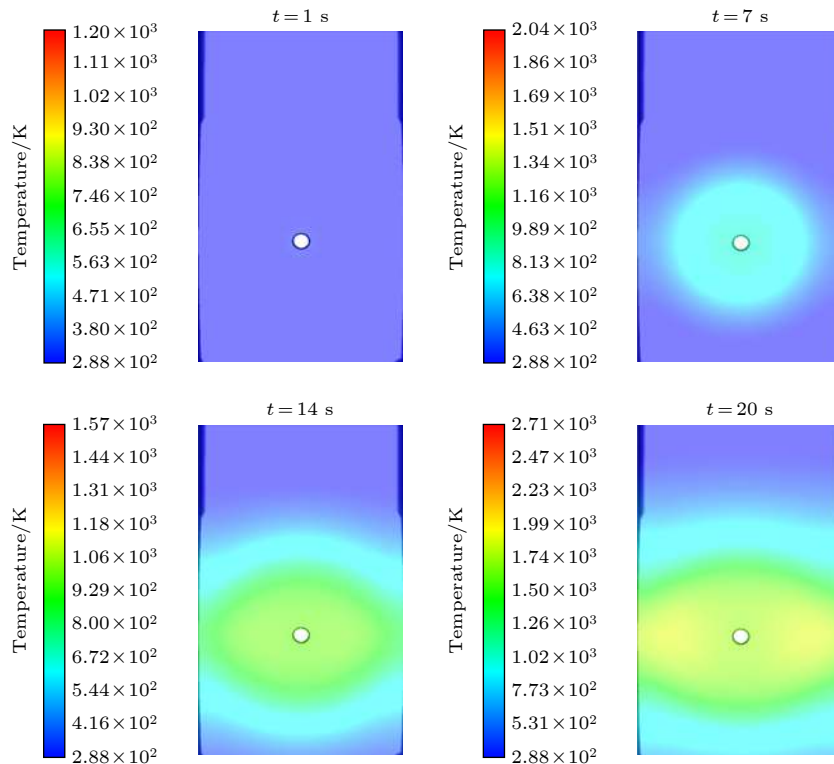


图 15 带阻燃层的钛合金静子背面温度场

Fig. 15. Temperature field of back surface of titanium alloy stator with flame retardant layer.

图 15 和图 16 分别为摩擦着火过程带阻燃层的钛合金静子背面温度场和接触面温度变化的计算结果 (阻燃层厚度 δ 为 0.4 mm、初始摩擦应力 N 为 265 kPa). 由图 15 和图 16 可见, 随着摩擦接触时间的延长, 接触面的温度不断升高. 当摩擦接触时间小于 1.7 s 时, 由于接触面积小、摩擦应力高, 导致升温速率达到 400 K/s; 在摩擦接触时间为 1.7 s 时, 接触面的温度在热累积的作用下上升至 1100 K, 而由于阻燃层的存在, 此时静子背面的温度仅为 433 K, 接触面与背面的温差达到 667 K, 最高温度出现在中心孔反应区; 在摩擦接触时间为 7 s 时, 接触面的最高温度达到 1483 K, 此时静子背面的温度为 786 K; 而当摩擦接触时间为 14.2 s 时, 接触面的最高温度为 1963 K, 此时静子背面中心反应区的温度已经达到了 T_{cr} , 即着火延迟时间约为 14.2 s.

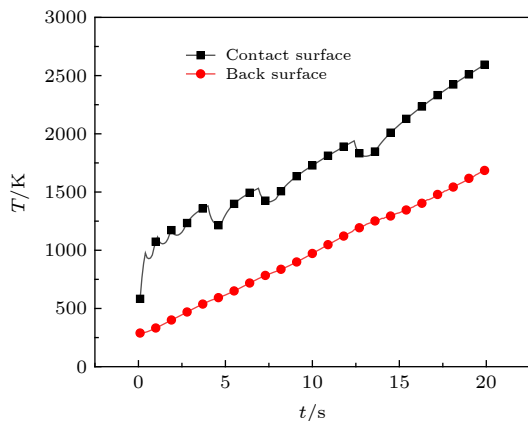


图 16 带阻燃层钛合金静子背面及接触面的温度变化
Fig. 16. Temperature history of back surface and contact surface of titanium alloy stator with flame retardant layer.

同样地, 可以得到摩擦着火过程不带阻燃层的钛合金静子背面及摩擦接触面的温度变化情况, 如图 17 所示. 由图 17 可见, 由于摩擦升温过程传热比较均匀, 静子背面及摩擦接触面的升温近似呈线性增加, 升温速率约为 10 K/s, 摩擦接触面与背面的温差保持在 55 K 左右. 比如, 当摩擦接触时间为 11.3 s 时, 摩擦接触面的最高温度升至 1164 K, 背面的最高温度为 1110 K, 二者相差 54 K, 而此时静子中心反应区的温度已经达到了 T_{cr} , 即着火延迟时间约为 11.3 s.

通过比较静子摩擦接触面与背面温差可知, 带阻燃层的钛合金静子的温差平均值为 637 K, 而不带阻燃层的钛合金静子的温差约为 55 K, 前者比

后者高 12 倍, 如图 18 所示. 说明带阻燃层的钛合金静子摩擦生热量主要累积在阻燃层, 而传输到静子背面的热量很少, 即大幅度降低了反应区的瞬态温升, 从而在着火延迟时间内降低了钛合金着火概率, 起到了阻燃作用. 需要说明的是, 摩擦过程应避免出现开裂和剥落等问题, 阻燃层应具有比较致密的结构, 且与钛合金基体之间具有良好的界面结合.

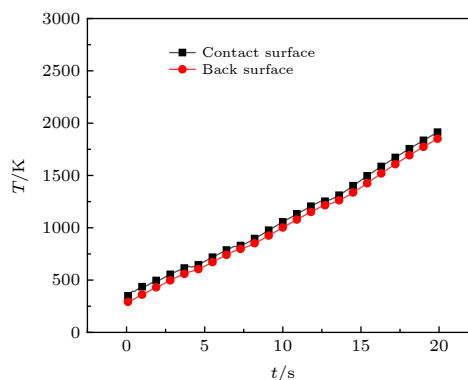


图 17 不带阻燃层的钛合金静子背面以及接触面的温度变化

Fig. 17. Temperature history of back surface and contact surface of titanium alloy stator without flame retardant layer.

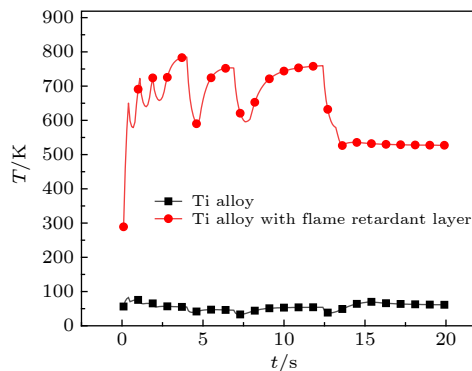


图 18 静子摩擦接触面与背面温差的比较

Fig. 18. Difference in temperature between friction contact surface and back surface of stator.

4 结论

本文综合考虑摩擦生热、反应产热以及对流和辐射散热, 建立了钛合金着火理论模型, 并分析了着火温度及延迟时间的影响因素和变化规律, 得到主要结论如下: 摩擦系数对钛合金的着火温度影响较大, 在进行阻燃钛合金设计时, 需要减小初始摩擦系数及温度系数的数值; 随着氧浓度的增大和流

速的减小,着火温度均呈明显下降趋势,钛合金摩擦着火温度的实验结果与理论计算值基本一致;阻燃层显著提高了钛合金的阻燃性能,其主要原因是着火延迟时间内摩擦生热量主要累积在阻燃层,大幅降低了反应区的瞬态温升。

感谢圣彼得堡国立矿业大学机械工程系Болобов В教授的讨论。

附录 A 术语表

表 A1 术语表
Table A1. Nomenclature.

符号	物理意义	单位
λ	热传导系数	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
c_p	比热	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
q	单位反应热	$\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$
k	指前因子	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
E	激活能	$\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$
f	摩擦应力	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
τ	着火延迟时间	s
N	接触应力	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
φ	厚度	m
d	试验舱直径	m
R_2	接触面内径	m
R_1	接触面外径	m
ω	转子角速度	$\text{r}\cdot\text{min}^{-1}$
c_i	氧浓度	100%
v	流速	$\text{m}\cdot\text{s}$
Q_G	生热项	$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$
Q_H	反应热项	$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$
Q_C	对流散热项	$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$
Q_R	辐射散热项	$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$
μ	摩擦系数	/
S_r	反应区面积	m^2
a	吸附系数	/
α	总传热系数	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
Nu	努塞尔数	/
Pr	普朗特数	/
Re	雷诺数	/

参考文献

[1] Borisova E A, Sklyarov N M 2007 *Aviation Materials and Technologists: Production Combustion and Fire Safety of*

- Titanium Alloys* (Moscow: VIAM) p21
- [2] Mi G B, Huang X, Cao J X, Wang B, Cao C X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 056103 (in Chinese) [弭光宝, 黄旭, 曹京霞, 王宝, 曹春晓 2016 *物理学报* **65** 056103]
- [3] Frank-Kamenetskii D A 1955 *Diffusion and Heat Exchange in Chemical Kinetics* (Princeton: Princeton University Press) p288
- [4] Merzhanov A G 1975 *AIAA J.* **13** 209
- [5] Elsayed S A 1996 *J. Loss Prevent Proc.* **9** 393
- [6] Khaikin B I, Bloshenko V N 1970 *Combust. Explos. Shock Waves* **6** 412
- [7] Aldushin A P, Bloshenko V N, Seplyarskii B S 1973 *Combust. Explos. Shock Waves* **9** 423
- [8] Chernenko E V, Griva V A, Rozenband V I 1982 *Combust. Explos. Shock Waves* **18** 513
- [9] Shafirovich E, Teoh S K, Varma A 2008 *Combust. Flame* **152** 262
- [10] Yuan C M, Amyotte P R, Hossain M N, Li C 2014 *J. Hazard. Mater.* **274** 322
- [11] Breiter A L, Maltsev V M, Popov E I 1977 *Phys. Combust. Explos.* **13** 558
- [12] Bolobov V I 2012 *Phys. Combust. Explos.* **48** 35
- [13] Bolobov V I 2003 *Combust. Explos. Shock Waves* **39** 677
- [14] Bolobov V I 2016 *Phys. Combust. Explos.* **52** 54
- [15] Ouyang P X, Mi G B, Cao J X, Huang X, He L J, Li P J 2018 *Mater. Today Commun.* **16** 364
- [16] Mi G B, Ouyang P X, Li P J, Cao J X, Huang X, Cao C X 2019 *J. Aeron. Mater.* **39** 94 (in Chinese) [弭光宝, 欧阳佩旋, 李培杰, 曹京霞, 黄旭, 曹春晓 2019 *航空材料学报* **39** 94]
- [17] Mi G B, Huang X, Cao J X, Cao C X 2014 *Acta Metall. Sinica* **50** 575 (in Chinese) [弭光宝, 黄旭, 曹京霞, 曹春晓 2014 *金属学报* **50** 575]
- [18] Li W Y, Ma T, Li J 2010 *Mater. Des.* **31** 1497
- [19] Darvazi A R, Iranmanesh M 2014 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **75** 1299
- [20] Bohle M, Etling D, Muller U, Sreenivasan K R S, Riedel U, Warnatz J 2004 *Prandtl's Essentials of Fluid Mechanics* (Heidelberg: Springer) (2nd Ed.) p428
- [21] Thomas P H 1960 *Trans. Faraday Soc.* **56** 833
- [22] Gray P, Harper M J 1958 *Sixth Symposium on Combustion* New Haven, America, August 19-24, 1958 p425
- [23] Boddington T, Feng C G, Gray P 1984 *Proc. Roy. Soc. London* **391** 269
- [24] Mi G B, Cao C X, Huang X, Cao J X, Wang B 2014 *J. Aeron. Mater.* **34** 83 (in Chinese) [弭光宝, 曹春晓, 黄旭, 曹京霞, 王宝 2014 *航空材料学报* **34** 83]
- [25] China Aeronautical Materials Handbook Editorial Committee 2001 *China Aeronautical Materials Handbook* (Volume 4) (Beijing: China Standards Press) p147 (in Chinese) [中国航空材料手册编辑委员会 2001 *中国航空材料手册*(第4卷) (北京: 中国标准出版社) p147]
- [26] Wang L, Zhang Q Y, Li X X, Cui X H, Wang S Q 2014 *Metall. Mater. Trans. A* **45** 2284
- [27] Chen K M, Zhang Q Y, Li X X, Wang L, Cui X H, Wang S Q 2014 *Tribo. Trans.* **57** 838
- [28] Elrod C W 1980 *Proceedings of the Tri-Service Conference on Corrosion* Boulder, America, November 5-7, 1980 p54
- [29] Liang X Y, Mi G B, Li P J, Cao J X, Huang X 2019 *Titanium Ind. Prog.* **36** 1 (in Chinese) [梁贤焯, 弭光宝, 李培杰, 曹京霞, 黄旭 2019 *钛工业进展* **36** 1]

Theoretical study on ignition of titanium alloy under high temperature friction condition*

Liang Xian-Ye^{1)2) #} Mi Guang-Bao^{2)3) #†} Li Pei-Jie¹⁾
Huang Xu²⁾³⁾ Cao Chun-Xiao²⁾³⁾

1) (*Department of Mechanical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Institute of Titanium Alloy, AECC Beijing Institute of Aeronautical Materials, Beijing 100095, China*)

3) (*Key Laboratory on Advanced Titanium Alloys of AECC, Beijing 100095, China*)

(Received 27 February 2020; revised manuscript received 16 July 2020)

Abstract

Combustion of titanium alloy is a typical catastrophic failure of modern aeroengine. The abnormal friction between compressor rotor and stator is the main ignition source. A thermal theory model with friction heat source of titanium alloy is established based on the theory of heterogeneous ignition. The corresponding equation of critical temperature and ignition delay time are derived. The difference between the frictional ignition model and the classic model is discussed. The concept of critical heat generation temperature is proposed. The difference from the heterogeneous ignition model, and the effects of friction coefficient, oxygen concentration, flow velocity, contact radius and flame retardant layer thickness on the ignition parameters are analyzed. The research result shows that when the instantaneous temperature of the contact surface is lower than the critical heat temperature, the heat generation process is dominated by frictional heat, and when the temperature is higher than the critical heat temperature, the heat generation process is dominated by chemical reaction heat, that reducing the coefficient of friction can dramatically increase the critical temperature, but the change of friction coefficient has very little effect on the ignition delay time which can be ignored, that the critical temperature decreases significantly with the increase of oxygen concentration and the decrease of flow velocity. When the oxygen concentration increases from 21% to 42% and the flow velocity decreases from 310 m/s to 50 m/s, the critical temperature decreases by about 213 K and 197 K, respectively. The relative error between the experimental result and the theoretical result is 8.3%, which verifies the reliability of the model. The contact area has an effect on friction heat generation, reaction heat generation, and surface heat dissipation, and has a great influence on the critical temperature. The critical temperature decreases exponentially with contact radius increasing. When the contact radius increases to 0.007 m, the ignition temperature of the titanium alloy and its flame retardant layer are 899 K and 988 K, respectively. The increase of the thickness of flame retardant layer can effectively improve the critical temperature and ignition delay time. The critical temperature of titanium alloy with flame retardant layer is increased by about 172 K, and the ignition delay time is increased by about 3 s.

Keywords: titanium alloy, ignition model with friction, heterogeneous reaction, fireproof

PACS: 61.82.Bg, 65.40.-b, 82.60.Cx, 81.40.Pq

DOI: 10.7498/aps.69.20200304

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant Nos. 2017-VII-0012109, j2019-VIII-0003), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51471155), and the Innovation Fund of AECC, China (Grant No. CXPT-2018-36).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: miguangbao@163.com