

基于双相弛豫理论的碳化硼热力耦合响应研究*

郭旭才, 陈美多, 熊颖, 冯浩然, 谢雨珊, 王鹏飞, 徐松林

中国科学技术大学工程科学学院近代力学系, 安徽 合肥 230027

摘要: 碳化硼陶瓷作为航空航天、核能装备等领域的关键战略材料, 在瞬态热冲击工况下的热力耦合响应直接决定其服役安全性, 而经典热力耦合模型因未考虑微尺度局部热扩散效应, 对其热冲击响应的预测存在显著偏差。针对该问题, 基于双相弛豫理论改进 Green-Lindsay 模型, 构建了包含热流矢量、应力、应变率与温度梯度四重弛豫效应的双相弛豫热力耦合模型。采用拉普拉斯变换法求解频域解析解, 并建立有限差分格式通过非线性迭代实现耦合场的数值求解。系统分析了碳化硼陶瓷热力耦合下温度场、位移场、应力场与速度场的动态演化规律, 量化了各弛豫参数对热力耦合响应及应力波传播的影响机制, 揭示了热波与应力波传播的尺寸效应: 微纳尺度下热波与弹性波共同主导物理场演化, 宏观尺度下热波快速衰减, 应力波成为主导因素。采用高能电子束热冲击实验结合聚偏氟乙烯(PVDF)压电传感器测试技术, 验证了双相弛豫热力耦合模型的准确性与适用性。研究表明, 热流矢量、应力、应变率、温度梯度弛豫系数均与应力波幅值呈负相关, 其中应力与温度梯度弛豫系数影响应力波脉宽, 热流矢量弛豫参数主导应力波波速, 温度梯度弛豫参数的引入可有效消除应力波强间断面, 使模型更贴合微尺度热力耦合。双相弛豫热力耦合模型为碳化硼陶瓷在瞬态热冲击下的热力响应预测提供了理论工具, 也为抗热冲击陶瓷材料的结构与服役安全评估提供了重要参考。

关键词: 热力耦合; 双相弛豫理论; 热波传播; 热扩散效应; 碳化硼

中图分类号: O347

国标学科代码: 43017

文献标识码: A

Research on the Thermal-Mechanical Coupled Response of Boron Carbide Based on Two-Phase Relaxation Theory

GUO Xucui, CHEN Meiduo, XIONG Ying, FENG Haoran, Xie Yushan, WANG Pengfei, XU Songlin

CAS Key Laboratory for Mechanical Behavior and Design of Materials, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, Anhui, China

Abstract: Boron carbide ceramic is an important strategic material for aerospace and nuclear facilities. Its thermomechanical coupling behavior under transient thermal shocks determines structural service safety. Classical thermomechanical models neglect microscale local thermal diffusion, leading to obvious errors in predicting thermal shock responses. To solve this problem, this

*收稿日期: 2026-04-14; 修回日期: 2026-10-09;

基金项目: 国家自然科学基金(11872361, 12372372, W2542019); 安徽省自然科学基金(1708085MA05)

第一作者: 郭旭才(1999—), 男, 硕士生, E-mail: gxcgxc@mail.ustc.edu.cn;

通信作者: 徐松林(1971—), 男, 博士, 研究员, 博导. E-mail: slxu99@ustc.edu.cn。

study improved the Green-Lindsay model based on dual-phase relaxation theory and established a thermomechanical coupling model incorporating four relaxation items: heat flux vector, stress, strain rate and temperature gradient. Laplace transform was used to obtain frequency-domain analytical solutions. A finite difference scheme with nonlinear iteration was constructed to numerically solve the coupling fields, and the consistency between analytical and numerical results was verified. The dynamic evolution of temperature, displacement, stress and velocity fields was systematically analyzed. The quantitative influences of various relaxation coefficients on coupling responses and stress wave propagation were clarified, and the size effect of thermal waves and stress waves was revealed. Thermal waves together with elastic waves dominated field evolution at the micro-nano scale, while thermal waves decayed rapidly at the macroscale and stress waves became the dominant factor. High-energy electron beam thermal shock experiments with Polyvinylidene Fluoride (PVDF) piezoelectric sensors verified the reliability and applicability of the proposed model. The results show that all four relaxation coefficients are negatively correlated with stress wave amplitude. The relaxation coefficients of stress and temperature gradient govern the pulse width, the heat flux relaxation coefficient determines wave speed, and the temperature gradient relaxation term eliminates the strong discontinuity of stress waves, making the model more consistent with microscale thermomechanical characteristics. The established model provides a theoretical method for predicting the thermomechanical responses of boron carbide ceramic under transient thermal shocks, and offers guidance for structural design and service safety assessment of thermal-shock-resistant ceramics.

Keywords: thermo-mechanical coupling; dual-phase relaxation theory; thermal wave propagation; thermal diffusion effect; boron carbide

碳化硼(B_4C)为轻质高强的先进结构陶瓷,兼具高硬度(35GPa)、高熔点(2450 °C)、低密度(2.52 g/cm³)、优异的中子吸收能力与热稳定等特性,是航空航天、国防军工、核能装备等领域的关键战略材料^[1]。在航空航天领域,用于高超声速飞行器鼻锥、前缘抗热冲击部件及航空防护结构,需承受瞬时热流冲击、温度骤变带来的极端热力载荷^[2];在核能领域,可作为核反应堆中子吸收材料与国际热核聚变实验堆(ITER)装置诊断窗口屏蔽块,要求其在真空、高温核热及瞬态热载荷下保持结构稳定性与传热效率^[3];在国防领域,其单兵防护、车辆装甲等应用场景常面临冲击载荷与热效应耦合的复杂工况。而碳化硼陶瓷本征脆性显著,在热冲击作用下易因温度场与变形场的耦合演化产生热应力集中,引发微裂纹萌生、扩展甚至局部非晶化失效,如强冲击载荷下其二十面体结构易破坏形成纳米级局部非晶带^[4],造成灾难性剪切失效,因此合理表征碳化硼在热冲击下的热力耦合响应特性,成为其工程化应用与装备服役安全评估的重要依据^[5]。

热冲击下的热力耦合行为是材料在瞬态温度载荷下温度场与变形场相互作用、协同演化的复杂过程,其核心在于揭示热传导、热变形与应力演化的内在关联。可靠的热力耦合模型可以定量描述这一过程、预测材料热力学响应。经典热弹性理论将温度场与变形场独立分析,为非耦合模型,无法完整描述二者的协同作用机制,难以适用于瞬态热冲击等极端工况^[6]。Biot^[7]提出耦合热弹性模型,实现温度场与变形场的联立求解,但该模型存在温度传播速度无穷大的理论缺陷。Lord-Shulman(LS)^[8]、Green-Lindsay(GL)^[9]、MGL^[10]等相继提出广义热力耦合模型,通过引入热弛豫时间和耦合弛豫时间实现了有限温度传播速度下的热波传播研究,成为激光加热、极低温、瞬时热冲击等瞬态热力学响应分析的重要工具。其中,LS模型通过引入热弛豫系数考虑温度扰动的弛豫效应,GL模型同时引入热弛豫系数与耦合弛豫系数,MGL模型进一步考虑了应变率效应,提升了模型的适用性。三种模型被广泛应用于金属、陶瓷等材料的热力耦合行为研究。

将热力耦合模型应用于碳化硼热冲击响应的研究,仍存在诸多急待解决的理论困难。其一,现有广义热力耦合模型(LS、GL及改进型MGL模型)多聚焦于热流矢量、应力、应变率的弛豫效应,未考虑微尺度瞬态热传导中碳化硼显著存在的局部热扩散现象对热力耦合的影响;而Tzou等^[11]研究已

证实微尺度下非傅里叶传热与局部热扩散并存，二者的协同作用直接影响热波传播与热变形演化。其二，梯度非均匀结构虽能有效缓解碳化硼热冲击下的温度梯度与热应力集中效应^[12-13]，但其结构非均匀性会加剧热冲击过程中的弛豫响应，易引发动态温度过冲现象，增加热失效风险。其三，广义热力耦合模型在碳化硼陶瓷热冲击实验中的应用验证较为有限，现有预测结果与实验结果存在较大偏差，难以满足工程需求。同时，先进陶瓷材料热力耦合研究的现代发展对碳化硼的相关研究提出了更高要求。超高温陶瓷研究已向成分调控、微观结构设计、多场耦合分析方向发展，高熵碳化物、陶瓷基复合材料等新型体系的研究，对碳化硼的结构优化与性能提升提出了新的要求，需要热力耦合模型对更复杂的组分与结构特征具有良好的适配能力；激光、电子束等瞬时高热加载技术的应用，需要热力耦合模型对极端实验工况具有更好的匹配能力。

针对上述问题，本文以碳化硼陶瓷为研究对象，基于双相弛豫理论，引入温度梯度弛豫时间改进 Green-Lindsay 模型，构建兼具热流矢量、应力、应变率与温度梯度弛豫效应的双相弛豫热力耦合模型。建立模型的有限差分格式并求解数值解，系统分析微纳尺度下各弛豫系数对碳化硼陶瓷温度场、位移场、应力场与速度场的调控规律，明确不同弛豫时间对热力耦合行为的影响机制。结合电子束热冲击实验，以 PVDF 压电传感器测量碳化硼的热冲击响应，验证双相弛豫热力耦合模型。

1 双相弛豫理论的热力耦合模型

1.1 控制方程

考虑均匀、各向同性的热弹性固体，其 x 轴的 $x \geq 0$ 区域垂直于半空间边界且指向半空间内部。介质的状态仅依赖于 x 和 t 。引入温度梯度弛豫系数 τ_T 和热流矢量弛豫系数 τ_q ，双相弛豫理论(DPL)模型的一维形式为^[14]：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tau_T \frac{\partial^3 T}{\partial x^2 \partial t} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中， T 为温度； $\alpha = K/\rho c$ 为热扩散系数， ρ 为介质密度， K 为热传导系数， c 为比热。两个弛豫参数的引入可较全面反映瞬态热波传播和热扩散输运行为。

Jun 等^[15]在 GL 模型的基础上，考虑瞬时激光加载下应变率的影响，给出应变函数 χ 和温度函数 ϕ 的表达式为：

$$\chi_{ij} \left(\dot{\epsilon}_{ij}, \dot{\epsilon}_{ij} \right) = \epsilon_{ij} + \tau_{\epsilon} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2a)$$

$$\phi(T, \dot{T}) = T_0 + T + \tau_T \dot{T} \quad (2b)$$

式中， T_0 为初始温度， τ_{ϵ} 为应变率弛豫系数。基于考虑热力耦合效应的广义比自由能的定义^[16]，可得到：

(1) 热力耦合本构关系和运动方程

$$\sigma = (\lambda + 2G) \left(1 + \tau_0 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial x} - \beta \left(1 + \tau_0 \frac{\partial}{\partial t} \right) T \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} = (\lambda + 2G) \left(1 + \tau_0 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \left(1 + \tau_0 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

式中， λ 和 G 为拉梅系数。 $\beta = (3\lambda + 2G)\alpha_t$ ， α_t 为热膨胀系数。 τ_0 为耦合弛豫时间。 T 为温度。

(2)热力耦合热输运方程

$$-\frac{\partial q}{\partial x} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + T_0 \beta \frac{\left(1 + \tau_\varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\right)}{\left(1 + \tau_q \frac{\partial}{\partial t}\right)} \dot{\varepsilon} \quad (5)$$

$$\left(1 + \tau_q \frac{\partial}{\partial t}\right) q = -K \left(1 + \tau_T \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

式中, q 为热流密度。由此, 联立式(5)式(6), 可得到基于双相弛豫模型的考虑应变率弛豫效应的热波方程为:

$$K \left(1 + \tau_T \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho c \left(1 + \tau_q \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial T}{\partial t} + T_0 \beta \left(1 + \tau_\varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \quad (7)$$

引入无量纲量: $\delta = \frac{x}{l_0}$, $\xi = \frac{t}{t_0}$, $\theta = \frac{T}{T_0}$, $\psi = \frac{u}{u_0}$, $\zeta = \frac{\sigma}{\beta T_0}$ 。其中, $t_0 = \frac{l_0}{c_p}$, $u_0 = k_\gamma l_0$,

$c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}$, $k_\alpha = \frac{\rho c l_0^2}{K t_0}$, $k_\beta = \frac{u_0 \beta l_0}{K t_0}$, $k_\gamma = \frac{\beta T_0}{\lambda + 2G}$ 。式(4)和式(7)的无量纲表达为:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} = \left(1 + k_{\tau_0} \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial \delta^2} - \left(1 + k_{\tau_0} \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \frac{\partial \theta}{\partial \delta} \quad (8a)$$

$$\left(1 + k_{\tau_T} \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial \delta^2} = k_\alpha \left(1 + k_{\tau_q} \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + k_\beta \left(1 + k_{\tau_\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial \delta \partial \xi} \quad (8b)$$

式中, $k\tau_0 = \tau_0/t_0$, $k\tau_T = \tau_T/t_0$, $k\tau_q = \tau_q/t_0$, $k\tau_\varepsilon = \tau_\varepsilon/t_0$ 。其中: k_{τ_q} 表征微尺度下热量传递滞后于温度梯度的非傅里叶传热效应, 对应晶格声子散射、声子输运延迟行为, 决定热波传播速度; k_{τ_0} 表征热诱发应力滞后于应变演化的时间延迟, 反映晶体内部弹性晶格形变松弛过程, 直接调控应力波脉宽与峰值衰减速率; k_{τ_ε} 描述动态载荷下晶格变形速率的滞后效应, 源于碳化硼二十面体晶格发生剪切畸变的响应延迟, 主要改变应力波幅值, 几乎不影响脉宽; k_{τ_T} 表征局部微尺度热扩散带来的温度梯度滞后, 能够消除应力波传播中的强间断, 与陶瓷内部孔隙、晶界微观热散射行为直接相关。

初值条件取为:

$$\begin{cases} \theta(\delta, 0) = 0, \frac{\partial \theta(\delta, 0)}{\partial \xi} = 0 \\ \psi(\delta, 0) = 0, \frac{\partial \psi(\delta, 0)}{\partial \xi} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

1.2 拉普拉斯变换域中的解

方程组(8a)(8b)的拉普拉斯变换为:

$$s^2 \tilde{\psi} = (1 + k_{\tau_0} s) \frac{d^2 \tilde{\psi}}{d\delta^2} - (1 + k_{\tau_0} s) \frac{d\tilde{\theta}}{d\delta} \quad (10a)$$

$$(1+k_{\tau_\theta}s)\frac{d^2\tilde{\theta}}{d\delta^2}=k_\alpha(1+k_{\tau_q}s)s\tilde{\theta}+k_\beta(1+k_{\tau_\varepsilon}s)s\frac{d\tilde{\psi}}{d\delta} \quad (10b)$$

式中，上标“~”表示频域象函数。整理方程组(10a)(10b)得到：

$$f^{(4)}-F_1(s)f^{(2)}+F_2(s)f=0 \quad (11)$$

式中， $f \rightarrow \theta$ 或 ψ 。函数 F_1 和 F_2 表达式如下：

$$F_1(s)=\frac{k_\alpha(1+k_{\tau_q}s)s}{1+k_{\tau_\theta}s}+\frac{k_\beta(1+k_{\tau_\varepsilon}s)s}{1+k_{\tau_\theta}s}+\frac{s^2}{(1+k_{\tau_0}s)}, F_2(s)=\frac{k_\alpha(1+k_{\tau_q}s)s^3}{(1+k_{\tau_0}s)(1+k_{\tau_\theta}s)} \quad (12)$$

方程(11)的特征根满足如下形式：

$$r^4-F_1r^2+F_2=0 \quad (13)$$

因此，其特征根表达式为：

$$\begin{cases} r_1=-r_2=\sqrt{\frac{F_1+\sqrt{F_1^2-4F_2}}{2}} \\ r_3=-r_4=\sqrt{\frac{F_1-\sqrt{F_1^2-4F_2}}{2}} \end{cases} \quad (14)$$

由此，其解的形式为：

$$f=C_1\exp(r_1\delta)+C_2\exp(-r_1\delta)+C_3\exp(r_3\delta)+C_4\exp(-r_3\delta) \quad (15)$$

考虑均匀、各向同性的热弹性固体，半无限体对应的无量纲边界条件为：

$$\begin{cases} \theta(0,\xi)=T_1H_n(\xi), \theta(\infty,\xi)=0 \\ \zeta(0,\xi)=0, \zeta(\infty,\xi)=0 \end{cases} \quad (16)$$

式中， $H_n(\xi)$ 为赫维赛德阶跃函数。根据无穷远处的界条件，式(15)可简化为：

$$f=C_2\exp(-r_1\delta)+C_4\exp(-r_3\delta) \quad (17)$$

对边界条件进行拉普拉斯变换，有：

$$\tilde{\theta}(0)=\frac{T_1}{s} \quad (18a)$$

$$\tilde{\zeta}(0)=0 \quad (18b)$$

(1)温度函数求解

由热力耦合本构关系式(3)，当应力自由边界条件为 $\tilde{\zeta}(0,s)=0$ ，有： $\frac{d\tilde{\psi}(0)}{d\delta}=\tilde{\theta}(0)$ 。则温度控制方程式(10b)可表达为：

$$(1+k_{\tau_\theta}s)\frac{d^2\tilde{\theta}(0)}{d\delta^2}=k_\alpha(1+k_{\tau_q}s)s\tilde{\theta}(0)+k_\beta(1+k_{\tau_\varepsilon}s)s\tilde{\theta}(0) \quad (19)$$

进一步整理可得到：

$$\frac{d^2 \tilde{\theta}(0)}{d\delta^2} - \left(F_1 - \frac{s^2}{1+k_{\tau_0}s} \right) \tilde{\theta}(0) = 0 \quad (20)$$

由此, 考虑通过应力边界条件得到的式(20)以及温度边界条件式(18a), 可解得温度系数的表达式为:

$$C_2 = -\frac{T_1 \left[s^2 - (1+k_{\tau_0}s)r_1^2 \right]}{s(1+k_{\tau_0}s)(r_1^2 - r_3^2)}, C_4 = \frac{T_1 \left[s^2 - (1+k_{\tau_0}s)r_3^2 \right]}{s(1+k_{\tau_0}s)(r_1^2 - r_3^2)} \quad (21)$$

因此, 频域内半无限体的温度函数解为:

$$\tilde{\theta} = -\frac{(s^2 - r_1^2(1+k_{\tau_0}s))T_1}{s(r_1^2 - r_3^2)(1+k_{\tau_0}s)} \exp(-r_1\delta) + \frac{(s^2 - r_3^2(1+k_{\tau_0}s))T_1}{s(r_1^2 - r_3^2)(1+k_{\tau_0}s)} \exp(-r_3\delta) \quad (22)$$

对式(22)进行拉普拉斯逆变换得到温度解为:

$$T = T_0 L^{-1}(\tilde{\theta}) \quad (23)$$

(2) 位移函数求解

由控制方程组(10), 可得到位移函数方程为:

$$(1+k_{\tau_0}s) \left(\frac{d^3 \tilde{\psi}}{d\delta^3} - \frac{s^2}{1+k_{\tau_0}s} \frac{d\tilde{\psi}}{d\delta} \right) = k_{\alpha}(1+k_{\tau_q}s)s\tilde{\theta} + k_{\beta}(1+k_{\tau_e}s)s \frac{d\tilde{\psi}}{d\delta} \quad (24)$$

结合应力边界的载荷条件以及热弹性本构关系, 可得到:

$$\frac{d^3 \tilde{\psi}(0)}{d\delta^3} - \left(\frac{s^2}{1+k_{\tau_0}s} + \frac{k_{\alpha}(1+k_{\tau_q}s)s}{1+k_{\tau_q}s} + \frac{k_{\beta}(1+k_{\tau_e}s)s}{1+k_{\tau_e}s} \right) \frac{d\tilde{\psi}(0)}{d\delta} = 0 \quad (25)$$

考虑各参数之间的关系, 可简化为:

$$\frac{d^3 \tilde{\psi}(0)}{d\delta^3} - F_1 \frac{d\tilde{\psi}(0)}{d\delta} = 0 \quad (26)$$

将温度边界条件即式(18a)代入式(24)可得到:

$$\frac{d^3 \tilde{\psi}(0)}{d\delta^3} - F_3 \frac{d\tilde{\psi}(0)}{d\delta} = F_4 \quad (27)$$

式中,

$$F_3 = \frac{s^2}{1+k_{\tau_0}s} + \frac{k_{\beta}(1+k_{\tau_e}s)s}{1+k_{\tau_e}s}, F_4 = \frac{k_{\alpha}(1+k_{\tau_q}s)T_1}{1+k_{\tau_0}s} \quad (28)$$

由式(26)及式(27)解得位移函数系数表达式如下:

$$C_2 = -\frac{T_1 r_1}{s(r_1^2 - r_3^2)}, C_4 = \frac{T_1 r_3}{s(r_1^2 - r_3^2)} \quad (29)$$

得到频域内半无限体的无量纲位移函数解为:

$$\tilde{\psi} = -\frac{r_1 T_1}{s(r_1^2 - r_3^2)} \exp(-r_1 \delta) + \frac{r_3 T_1}{s(r_1^2 - r_3^2)} \exp(-r_3 \delta) \quad (30)$$

对式(30)进行拉普拉斯逆变换得到位移解为:

$$u = k_\gamma l_0 L^{-1}(\tilde{\psi}) \quad (31)$$

(3) 应力函数求解

根据热力耦合本构关系即式(3), 解得应力函数表达式如下:

$$\tilde{\zeta} = \frac{s^2 T_1}{s(r_1^2 - r_3^2)} (\exp(-r_1 \delta) - \exp(-r_3 \delta)) \quad (32)$$

对公式(31)进行拉普拉斯逆变换得到时域应力解为:

$$\sigma = \beta T_0 L^{-1}(\tilde{\zeta}) \quad (33)$$

1.3 双相弛豫热力耦合响应的近似求解

双相弛豫热力耦合数值解可分析复杂边界条件下温度场与位移场之间的耦合作用, 以及研究应力波与热波之间的相互作用。式(34)与式(35)为温度场与位移场的耦合控制方程, 其差分格式为:

$$\begin{aligned} \theta_j^{n+1} = & \frac{(\Delta \xi)^2}{k_\alpha k_{\tau_q} (\Delta \delta)^2} (\theta_{j+1}^n - 2\theta_j^n + \theta_{j-1}^n) + \frac{k_{\tau_r} \Delta \xi}{k_\alpha k_{\tau_q} (\Delta \delta)^2} (\theta_{j+1}^n - 2\theta_j^n + \theta_{j-1}^n) \\ & - \frac{k_{\tau_r} \Delta \xi}{k_\alpha k_{\tau_q} (\Delta \delta)^2} (\theta_{j+1}^{n-1} - 2\theta_j^{n-1} + \theta_{j-1}^{n-1}) - \frac{\Delta \xi}{k_{\tau_q}} (\theta_j^n - \theta_j^{n-1}) + 2\theta_j^n - \theta_j^{n-1} + A \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \psi_j^{n+1} = & \frac{(\Delta \xi)^2}{(\Delta \delta)^2} (\psi_{j+1}^n - 2\psi_j^n + \psi_{j-1}^n) + \frac{k_{\tau_0} \Delta \xi}{(\Delta \delta)^2} (\psi_{j+1}^n - 2\psi_j^n + \psi_{j-1}^n) \\ & - \frac{k_{\tau_0} \Delta \xi}{(\Delta \delta)^2} (\psi_{j+1}^{n-1} - 2\psi_j^{n-1} + \psi_{j-1}^{n-1}) + 2\psi_j^n - \psi_j^{n-1} + B \end{aligned} \quad (35)$$

式中,

$$\begin{aligned} A = & -\frac{k_\beta \Delta \xi}{4k_\alpha k_{\tau_q} \Delta \delta} (\psi_{j+1}^{n+1} - \psi_{j-1}^{n+1}) + \frac{k_\beta \Delta \xi}{4k_\alpha k_{\tau_q} \Delta \delta} (\psi_{j+1}^{n-1} - \psi_{j-1}^{n-1}) \\ & - \frac{k_\beta k_{\tau_e}}{2k_\alpha k_{\tau_q} \Delta \delta} (\psi_{j+1}^{n+1} - 2\psi_j^n + \psi_{j-1}^{n-1}) + \frac{k_\beta k_{\tau_e}}{2k_\alpha k_{\tau_q} \Delta \delta} (\psi_{j-1}^{n+1} - 2\psi_j^n + \psi_{j-1}^{n-1}) \\ B = & -\frac{(\Delta \xi)^2}{2\Delta \delta} (\theta_{j+1}^n - \theta_{j-1}^n) - \frac{k_{\tau_0} \Delta \xi}{4\Delta \delta} (\theta_{j+1}^{n+1} - \theta_{j-1}^{n+1}) + \frac{k_{\tau_0} \Delta \xi}{4\Delta \delta} (\theta_{j+1}^{n-1} - \theta_{j-1}^{n-1}) \end{aligned} \quad (36)$$

初始条件和边界条件如式(9)和式(16)所示。为保证计算结果的收敛, 取 $\Delta \delta / \Delta \xi = 31.5$ 。由于温度场受位移场影响, 同时也影响着位移场, 因此进行直接求解比较困难。现采用以下非线性迭代过程进行近似数值求解。

- (1) 取 $A=0$, 基于双相弛豫热力耦合模型温度差分格式即式(34)计算出非耦合温度场 $\theta_0(\delta, \xi)$, 此温度场不受位移场的影响。

(2) 通过非耦合温度场计算参数 B , 代入式(35)计算出非耦合温度场下的位移场 $\psi_0(\delta, \zeta)$ 。因此 $\psi_0(\delta, \zeta)$ 为温度场 $\theta_0(\delta, \zeta)$ 引起的热变形而产生的位移场。

(3) 通过 $\psi_0(\delta, \zeta)$ 计算 A , 再次计算式(34)得到温度位移初步耦合温度场 $\theta_1(\delta, \zeta)$ 。此计算过程考虑了温度边界条件的变换引起的温度场导致的变形在后续温度演变中的作用。

(4) 利用温度位移初步耦合温度场 $\theta_1(\delta, \zeta)$ 计算参数 B , 再次代入式(35)可计算出温度位移初步耦合位移场 $\psi_1(\delta, \zeta)$ 。

(5) 迭代计算出收敛的耦合温度场 $\theta_i(\delta, \zeta)$ 位移场 $\psi_i(\delta, \zeta)$, 即为最终精确温度场分布及位移场分布。

2 双相弛豫热力耦合响应

谢雨珊等^[17,18]基于 MGL 模型研究了非均匀材料在热冲击下的热力耦合响应问题, 分析了弛豫特性, 提高了热冲击下非均匀材料热力响应预测的准确性。本节以碳化硼陶瓷为研究对象, 基于双相滞后(DPL)热力耦合模型, 系统分析其在热力耦合作用下各物理场的动态响应规律。碳化硼陶瓷对应的热力学物性参数如表 1 所示。此参数下, 图 1 为双相弛豫热力耦合理论的无量纲热流弛豫参数 $k_{\tau q}=0.05$ 、无量纲耦合弛豫参数 $k_{\tau 0}=0.05$ 、无量纲应变率弛豫参数 $k_{\tau \epsilon}=0.05$ 、无量纲温度弛豫参数 $k_{\tau T}=0.001$ 时各物理场在 $\xi=0.2$ 时数值解与解析解对比, 二者在温度场、位移场、应力场及速度场等物理场分布中均表现出较好的一致性。

表 1 碳化硼陶瓷的热力学参数

Table 1 Thermomechanical properties of B₄C

Material	$\lambda/(\text{GPa})$	$G/(\text{GPa})$	$\alpha_f/(\text{K}^{-1})$	$\rho/(\text{kg/m}^3)$	$C_E/(\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K}))$	$T_0/(\text{K})$	$k/(\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K}))$
B ₄ C	107	200	5.71×10^{-6}	2520	780	300	67

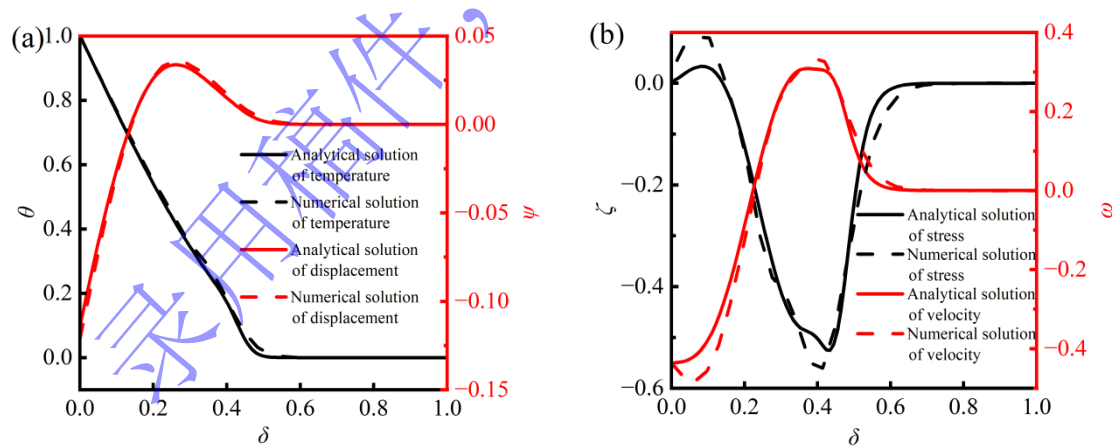


图 1 各物理场解析解与数值解对比(取 $\xi=0.2$): (a)温度场与位移场; (b)应力场与速度场

Fig 1 Comparison of analytical and numerical solutions for various physical fields (Let $\xi=0.2$): (a) temperature field and displacement field; (b) stress field and velocity field

2.1 双相弛豫热力耦合响应

取无量纲热流弛豫参数 $k_{\tau q}=0.05$ 、无量纲耦合弛豫参数 $k_{\tau 0}=0.05$ 、无量纲应变率弛豫参数

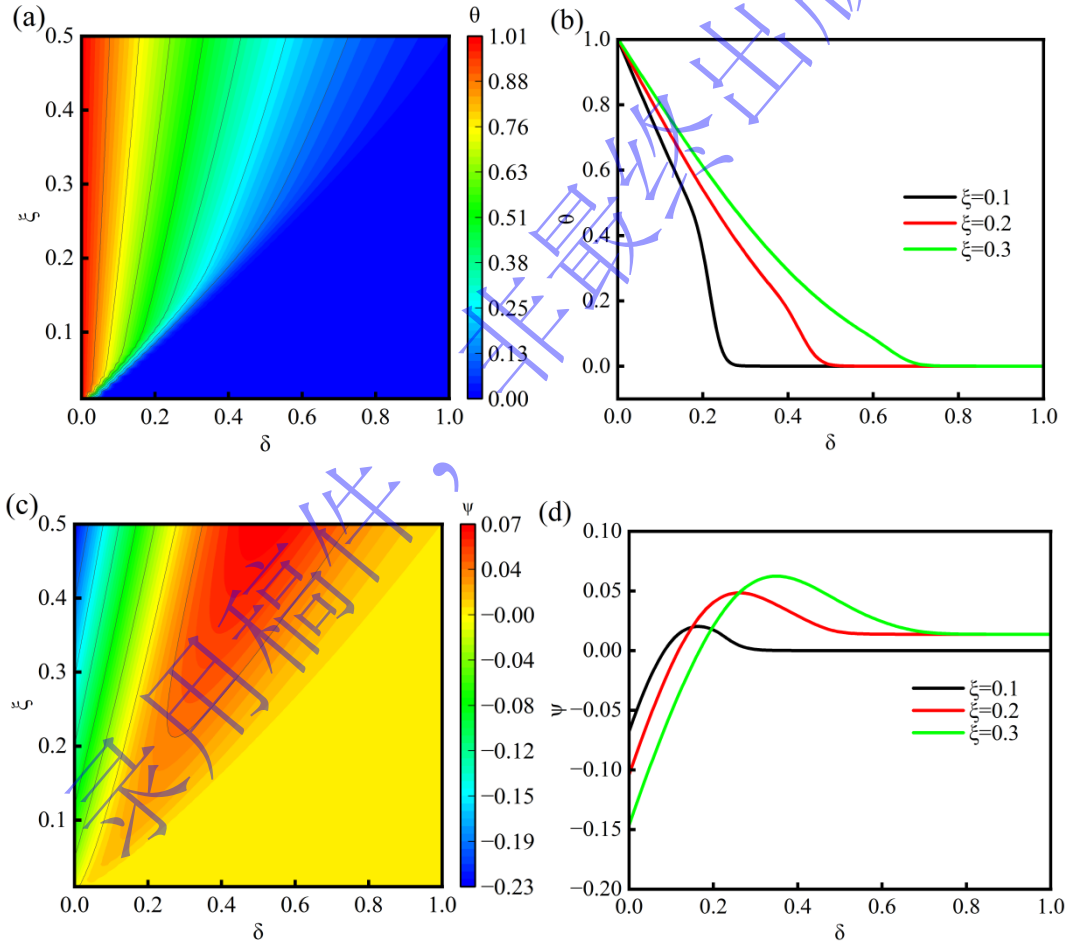
$k_{te}=0.05$ 、无量纲温度弛豫参数 $k_{rT}=0.001$ 时, 图 1 给出了不同时刻下温度场、位移场、应力场及速度场的演化过程。

图 2(a)为温度场分布, 图 2(b)所示为三个时刻($\xi=0.1$ 、0.2、0.3)的温度波形。边界热扰动以热波和扩散共同作用的形式从边界向内传播。热波幅值随着传播过程逐渐衰减, 在 $\xi=0.1$ 时, 存在明显的热波阵面; $\xi=0.2$ 时, 热波阵面幅值迅速衰减; $\xi=0.3$ 时, 热波完全衰减, 整体表现为热扩散。

图 2(c)为位移场分布, 图 2(d)所示为三个时刻($\xi=0.1$ 、0.2、0.3)的位移波形。热波阵面的存在使得位移变化曲线存在拐点。例如 $\xi=0.1$ 时, 在 $\delta=0.21$ 处位移随时间先增加后减小, 这由于该处位移场先在热波作用下增加, 而后续的热扩散使介质粒子向左侧自由边界移动导致了位移减小。

图 2(e)为应力场分布, 图 2(f)所示为三个时刻($\xi=0.1$ 、0.2、0.3)的应力波形。应力扰动以类似三角波的形式从左向右传播, 应力脉冲在传播过程中不断衰减, 脉宽不断增加。图 2(g)为速度场分布, 图 2(h)所示为三个时刻($\xi=0.1$ 、0.2、0.3)的速度波形, 具有相似的规律。

由此可见: 当 ξ 小于 0.2 时, 热波对各物理场演化的作用显著, 而 ξ 大于 0.2 时, 各类弛豫效应充分作用, 协同控制热力耦合响应过程。



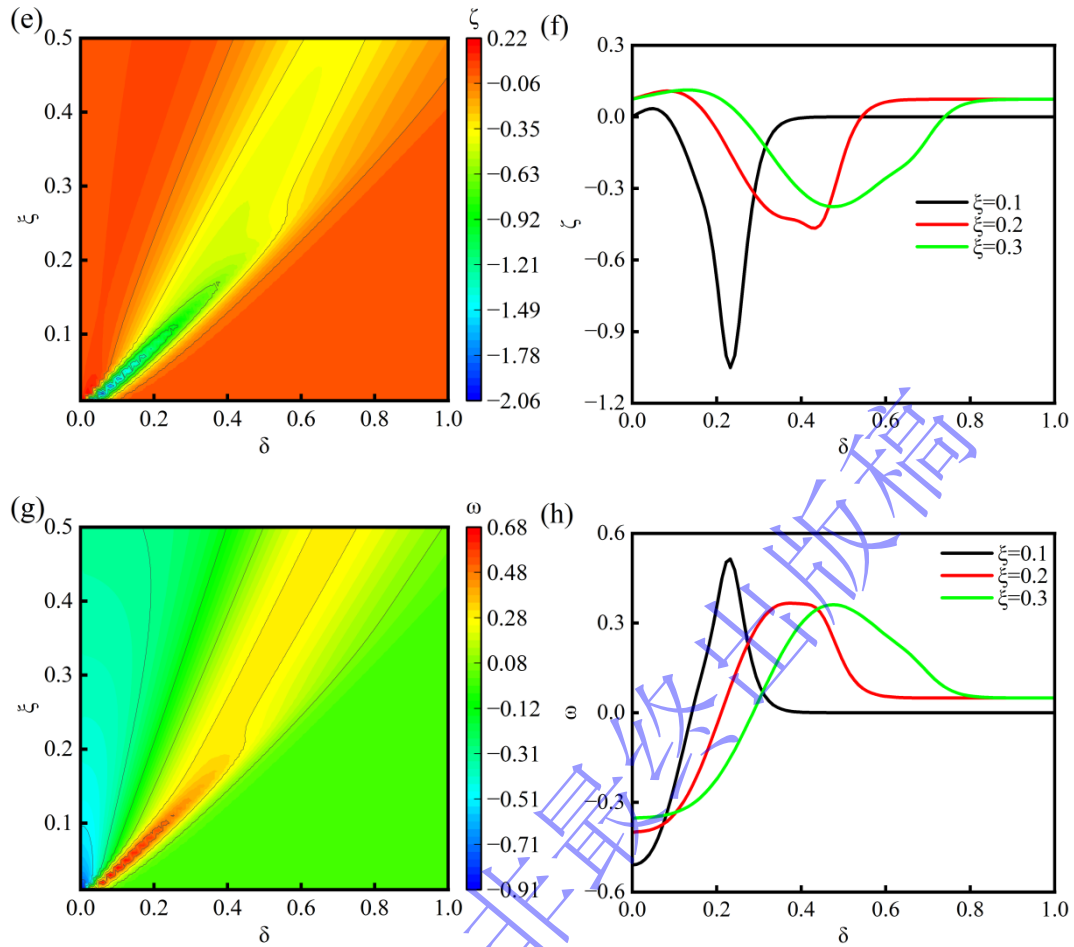


图2 瞬态热冲击下碳化硼陶瓷多物理场时空演化结果: (a)温度场云图; (b)不同时刻温度演化曲线; (c)位移场云图; (d)不同时刻位移演化曲线; (e)应力场云图; (f)不同时刻应力演化曲线; (g)速度场云图; (h)不同时刻速度演化曲线

Fig.2 Spatiotemporal evolution results of multiphysics fields in boron carbide ceramics under transient thermal shock: (a) temperature field cloud map; (b) temperature evolution curve at different time; (c) displacement field cloud map; (d) displacement evolution curve at different times; (e) stress field cloud map; (f) stress evolution curve at different times; (g) velocity field cloud map; (h) speed evolution curve at different times

2.2 弛豫参数对热力耦合响应的影响

图3所示为弛豫参数对热力耦合响应的影响。若不考虑弛豫效应,即: $k_{t0}=k_{tq}=k_{te}=k_{tr}=0$ 时,上述计算模型退化为传统热力耦合模型,对应图3中黑色曲线。计算的温度值随着距离增长,温度逐渐下降;温度曲线连续且光滑,与经典的傅里叶定律计算结果一致。

图3(a)红色曲线所示为考虑热流矢量与耦合弛豫效应(即GL模型)温度场的计算结果。计算的传热行为表现出明显的扩散(缓慢下降的AB段)和波动(断崖式下降的BC段)过程。断崖式变化的位置为热波阵面;热波阵面后方为热扩散影响区域。由于扩散作用,热波传播过程伴随阻尼衰减特性,即传播过程热波的幅值逐渐降低。GL模型计算的位移场与温度场紧密相关,图3(b)所示的位移场在热波阵面处达到最大;图3(c)所示的应力场和图3(d)所示的速度场在 $\delta=0.21$ 处,即热波阵面处,出现拐点。

MGL模型在GL模型基础上引入应变率弛豫时间,解决了应力场与速度场计算中出现的奇异性。如图3(a)中绿色曲线所示的温度场,其热波阵面已不太明显。图3(b)中绿色曲线所示的位移场的峰值

提前, 图 3(c)中绿色曲线所示使应力场和图 3(d)绿色曲线所示的速度场缓慢增长且峰值降低。热波效应和扩散作用推动材料内部变形发展, 反映出复杂的热力耦合变形特征。

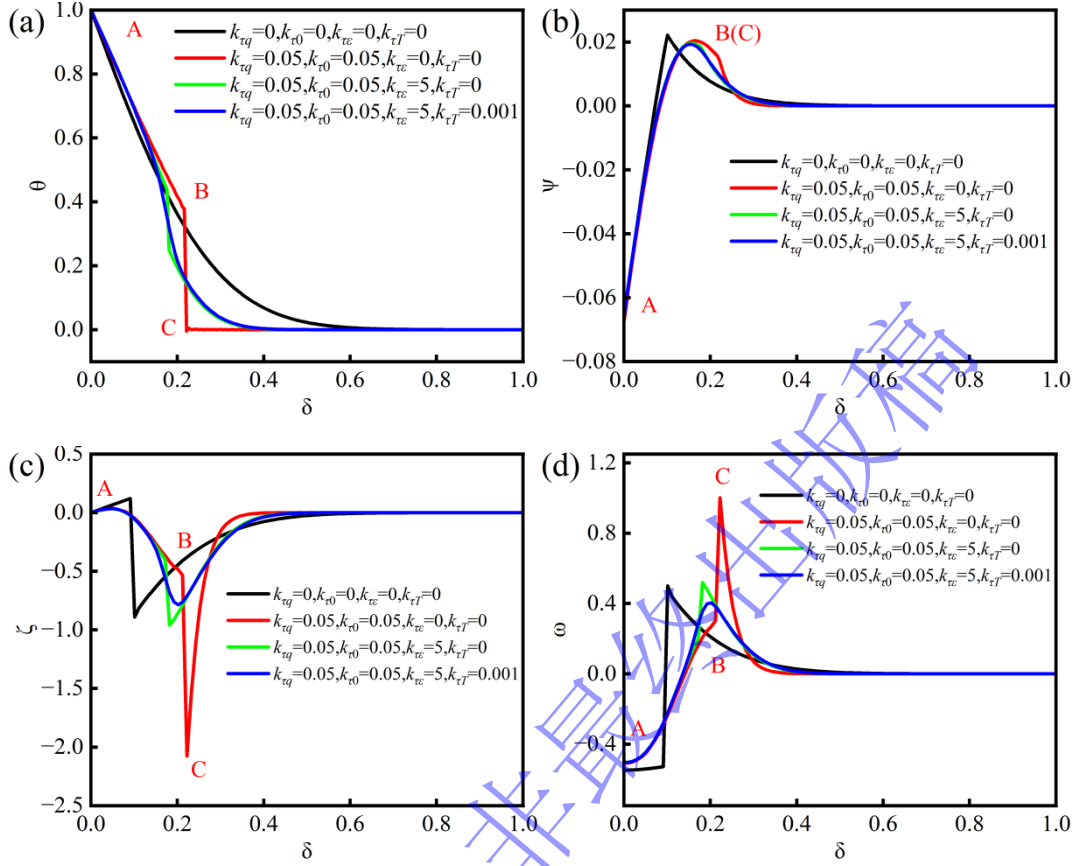


图 3 弛豫参数的影响(取 $\xi=0.1$): (a)温度场(θ); (b)位移场(ψ); (c)应力场(ζ); (d)速度场(ω)

Fig.3 Influence of relaxation parameters (Let $\xi=0.1$): (a) temperature field (θ); (b) displacement field (ψ); (c) Stress field (ζ); (d) Velocity field (ω)

2.3 弛豫参数对应力波传播的影响

热力耦合弛豫现象是四个弛豫参数, 即 $k_{\tau q}$ 、 $k_{\tau 0}$ 、 $k_{\tau \epsilon}$ 和 $k_{\tau T}$ 共同作用的结果。图 4 较系统地分析了这些弛豫参数的影响规律。图 4(a)所示为控制 $k_{\tau q}=0.05$, $k_{\tau \epsilon}=0.05$ 和 $k_{\tau T}=0$, 只改变耦合弛豫参数 $k_{\tau 0}$ 时计算的应力波传播特征。 $k_{\tau 0}$ 从 0.05 增加到 0.15, 应力波幅值从 2.1 降低到 1.7, 应力波脉宽从 0.1 增加到 0.25。图 4(b)所示为控制 $k_{\tau q}=0.1$, $k_{\tau 0}=0.1$ 和 $k_{\tau T}=0$, 只改变应变率弛豫参数 $k_{\tau \epsilon}$ 时计算的应力波传播特征。 $k_{\tau \epsilon}$ 从 1 增加到 10, 应力波幅值从 1.4 降低到 0.8, 应力波脉宽基本保持不变。与 $k_{\tau 1}$ 不同的是: $k_{\tau \epsilon}$ 只改变应力幅值不会改变应力脉宽。图 4(c)所示为控制 $k_{\tau 0}=0.15$, $k_{\tau \epsilon}=0.1$ 和 $k_{\tau T}=0$, 只改变热流矢量弛豫参数 $k_{\tau q}$ 时计算的应力波传播特征。 $k_{\tau q}$ 从 0.05 增加到 0.15, 应力波幅值从 1.75 降低到 1.0, 应力波起跳点从 $\delta=0.21$ 处提前到 $\delta=0.11$ 处。 $k_{\tau q}$ 对应力波速有较大的影响。图 4(d)所示为控制 $k_{\tau q}=0.05$, $k_{\tau 0}=0.1$ 和 $k_{\tau \epsilon}=0.05$, 只改变温度梯度弛豫参数 $k_{\tau T}$ 时计算的应力波传播特征。 $k_{\tau T}=0$ 时, 应力波曲线存在强间断面; 增加 $k_{\tau T}$ 到 0.001, 应力波曲线变得平滑, 强间断面消失。 $k_{\tau T}$ 从 0 增加到 0.005, 应力波幅值从 2.0 降低到 0.8, 应力波脉宽有一定程度的增大。

由此可见: 热流矢量弛豫时间 $k_{\tau q}$ 、耦合弛豫时间 $k_{\tau 0}$ 、应变率弛豫时间 $k_{\tau \epsilon}$ 、温度梯度弛豫时间 $k_{\tau T}$ 均与应力波幅值呈负相关关系; 耦合弛豫系数 $k_{\tau 0}$ 以及温度梯度弛豫时间 $k_{\tau T}$ 对应力波脉宽有影响; 热流矢量弛豫时间 $k_{\tau q}$ 对应力波波速有影响。同时, 这种应力分布特征与较小尺度热力耦合下的应力

波传播规律相似, 因此基于 MGL 模型的双相弛豫热耦合模型具有较好的应用前景。

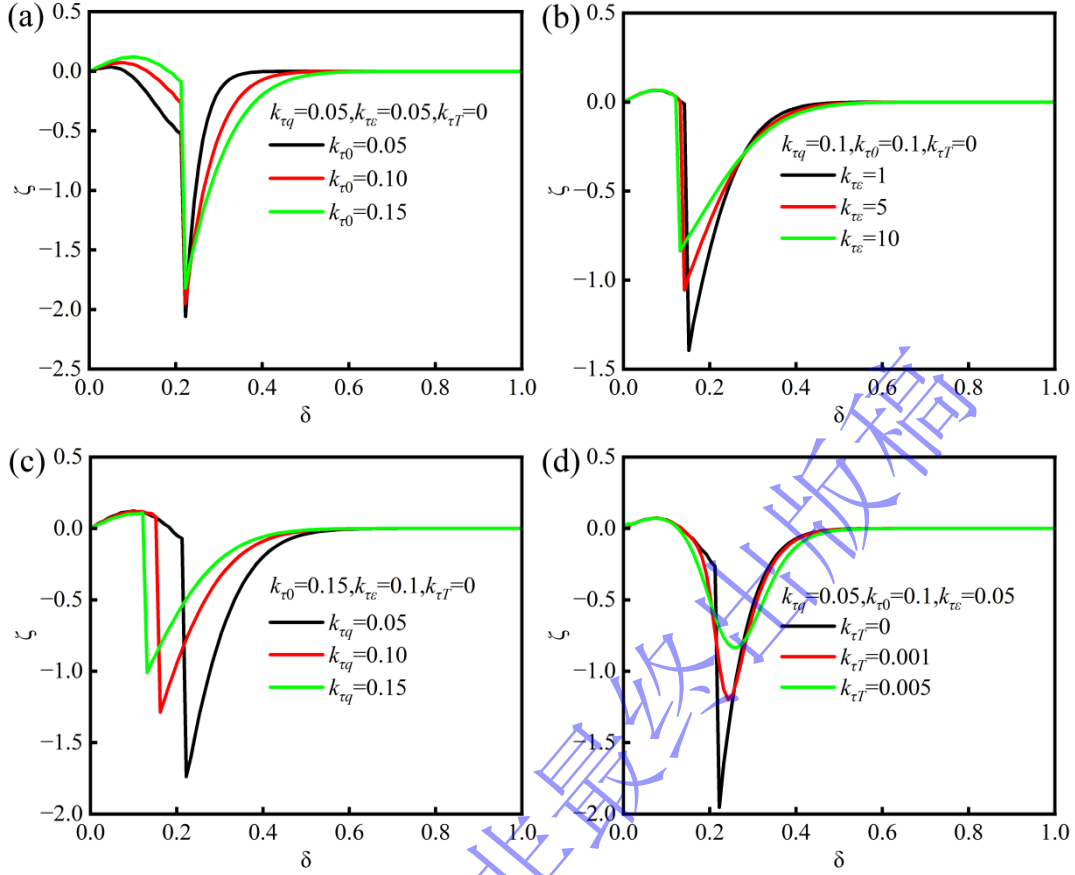


图 4 弛豫参数对应力波的影响(取 $\zeta=0.1$):(a)应力弛豫参数;(b)应变率弛豫参数;(c)热流矢量弛豫参数;(d)温度梯度弛豫参数

Fig.4 The effect of relaxation parameters on stress waves (Let $\zeta=0.1$): (a) Stress relaxation parameter; (b) Strain Rate Relaxation Parameter; (c) Heat flux vector relaxation parameter; (d) Temperature gradient relaxation parameter

3 双相弛豫热耦合响应的尺寸效应

热耦合的热波和应力波在传播过程具有明显的衰减特性, 热波和热扩散的传输一般衰减比较快, 这使得实验测试尤其困难。为了给实验测试提供参考, 需要较全面地评估其传播和衰减特性。由此, 上述分析过程的边界条件调整为:

$$\begin{cases} \theta(0, \xi) = T_1 H_n(\xi), \theta(\infty, \xi) = 0 \\ \psi(0, \xi) = 0, \psi(\infty, \xi) = 0 \end{cases} \quad (37)$$

式中, $H_n(\xi)$ 为赫维赛德阶跃函数。位移边界条件假设为 0。

图 5 所示为 $k_{\tau 0}=0.15$, $k_{\tau 0}=0.02$, $k_{\tau e}=0.05$ 和 $k_{\tau l}=0.01$ 时, 长度为 12nm 和 1.2mm 下热耦合传播过程。其中, (a)、(c)和(e)为 12nm 长度中的温度场、位移场和应力场, (b)、(d)和(f)为 1.2mm 长度中对应场的分布。

图 5(a)所示为 12nm 试样在 $\delta=4$ 处, 热波与弹性波出现明显的分离, 弹性波波速为 14.28km/s, 而热波波速仅为 5.71km/s, 明显小于应力波波速。当 $\delta < 4$, 热波幅值较大; 当 $\delta > 4$, 热波幅值衰减明

显,基本与应力波幅值一致。图 5(b)所示为 1.2mm 试样的热力耦合传播。热波快速衰减至 0,导致在温度场中只看到应力波传导产生的温度场变化。图 5(c)和(d)所示的两种试件的位移场,以及图 5(e)和(f)所示的两种试件的应力场反映了相似的计算结果。

由此可见:在小尺寸下,各物理场由热波、热扩散与弹性波共同作用,且热波作用明显;在较大的尺寸下,热波和热扩散衰减明显,主要由应力波主导。这也说明:热波和热扩散可以在较小尺寸的试样中进行测试,较大尺寸的试样中主要进行这种热力耦合的弹性波的测试。由于微纳米尺寸进行热波和热扩散测试比较困难,因此,实际实验可以进行 mm 和 cm 试样的弹性波测试,然后结合上述计算过程进行热波和热扩散效应的评估。

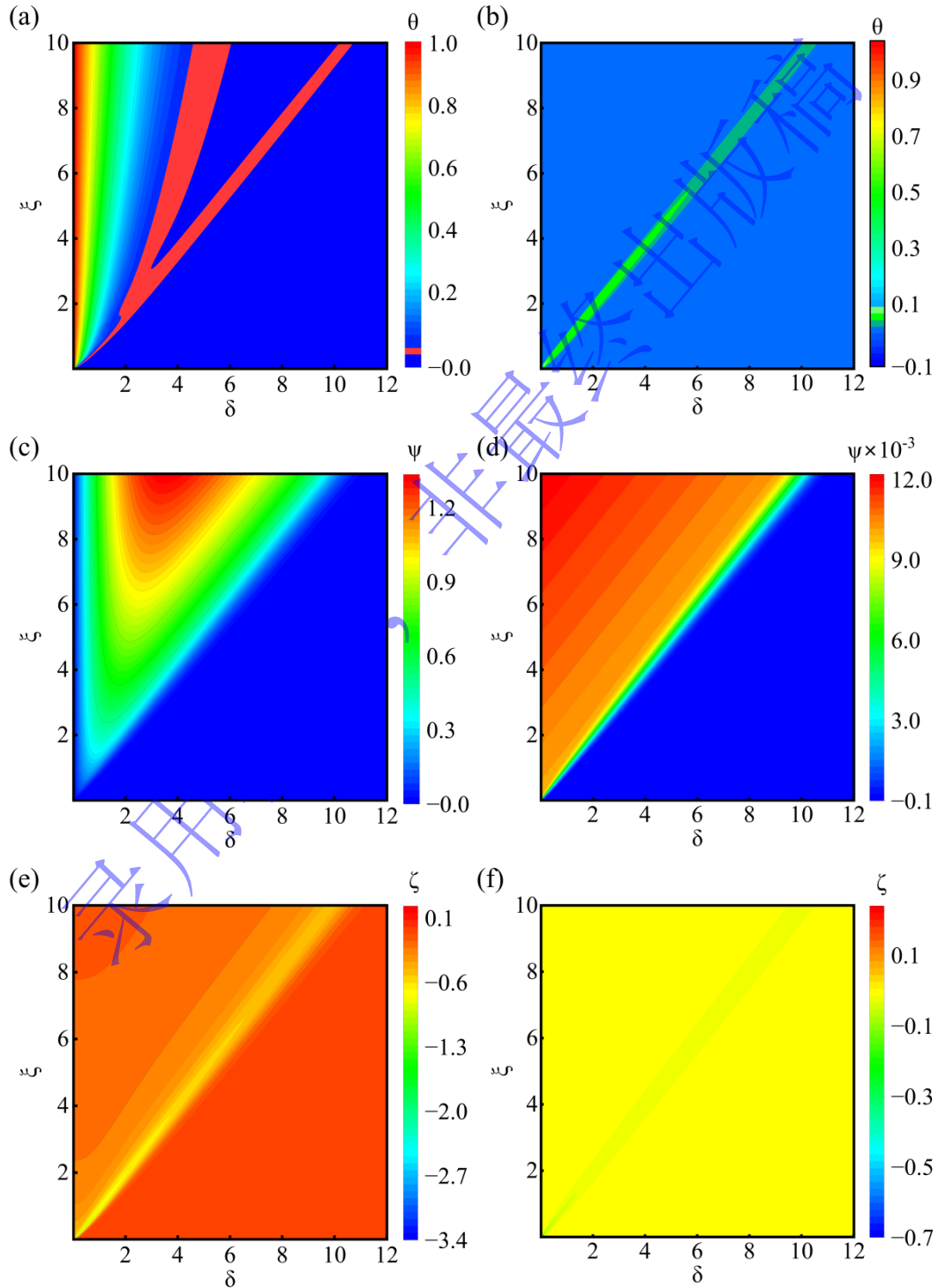


图 5 两种长度试样中热力耦合传播: (a)10nm 长度温度场; (b)1mm 长度温度场; (c)10nm 长度位移场; (d)1mm 长度位移场; (e)10nm 长度应力场; (f)1mm 长度应力场

Fig.5 Thermo-mechanical coupled propagation in two lengths of specimens: (a) 10nm length temperature field; (b) 1 mm length temperature field; (c) 10 nm length displacement field; (d) 1 mm length displacement field; (e) 10nm length stress field; (f) 1 mm length stress field

4 碳化硼的电子束热冲击性能

短脉冲激光辐照物体表面时, 表面局部温度快速升高形成温度梯度, 由此产生激光热应力以及多尺度力学响应问题^[19,20]。本节采用高能电子束对碳化硼进行热冲击实验揭示碳化硼热冲击性能, 并进行热力耦合理论模型验证。

4.1 实验

高能电子束冲击实验在西北核技术研究院完成, 其实验原理如图 6 所示: (a)为实验原理, (b)为试样安装照片, (c)为聚偏二氟乙烯(Polyvinylidene Fluoride, PVDF)进行冲击压力测试的电路。高能电子束与靶材相互作用时, 瞬态能量加载会诱发材料表层热相变, 可能导致表层熔融或气化蚀损, 引发动态反冲效应; 当试样厚度较大时, 为简化问题, 可忽略电子束辐照深度的影响。靶体为圆形 B_4C 陶瓷, 外径 70mm, 厚度 8mm, 辐射直径 55mm。瞬态压力的测量采用 PVDF 传感器, 其压电面积为 0.1cm^2 , 压电系数标定为 18pc/N 。

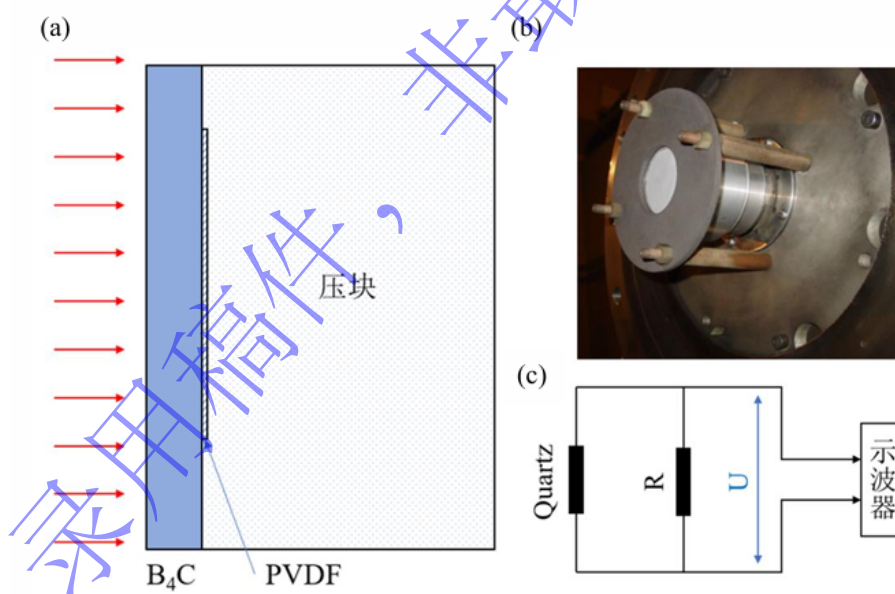


图 6 电子束冲击实验: (a)实验原理; (b)安装照片; (c)PVDF 测试的电路

Fig.6 Electron beam impact experiment: (a) Experimental Principle; (b) Installation photo; (c) Circuit for PVDF Testing

实验时, 电子束热冲击过程的能注量可计算为: $E_f = k_e E_t / \pi r_a^2$ 。其中, k_e 为电子束传输效率, 取 0.75; E_t 为每炮的总束能; r_a 为束斑半径。实验中, 17017 炮的总束能为 19.7kJ, 束斑直径为 10.7cm, 电子束平均能量为 315keV, 计算得到靶上电子束能注量为 164J/cm^2 。17016 炮总束能为 25.47kJ, 束斑直径 10.6cm, 电子束平均能量 314keV, 计算得到靶上电子束能注量为 216J/cm^2 。电子

束输入功率曲线如图 7 所示。

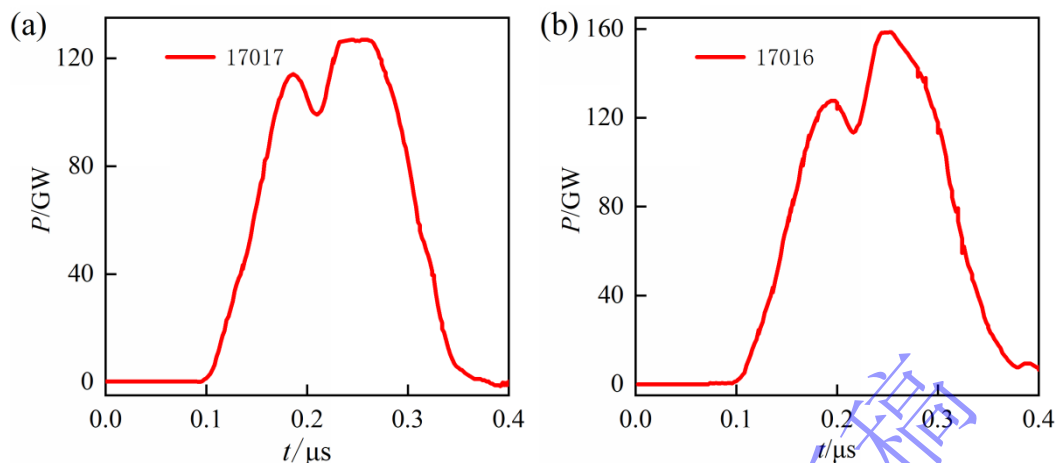


图 7 电子束输入功率: (a) 17017; (b) 17016

Fig.7 Electron beam input power: (a) No.17017; (b) No. 17016

电子束接触靶体表面瞬间, 系统干扰信号强烈。为保证测量信息的可靠性, 采用两路电缆进行测试, 一路不连接传感器, 用于观察干扰信号; 一路为 PVDF 传感器输出。对测试得到的压电信号积分可得到两炮的应力时间曲线如图 8 所示。压电信号约 $0.56\mu\text{s}$ 时到, 计算得到碳化硼陶瓷的一维应变波速约 14.3km/s 。

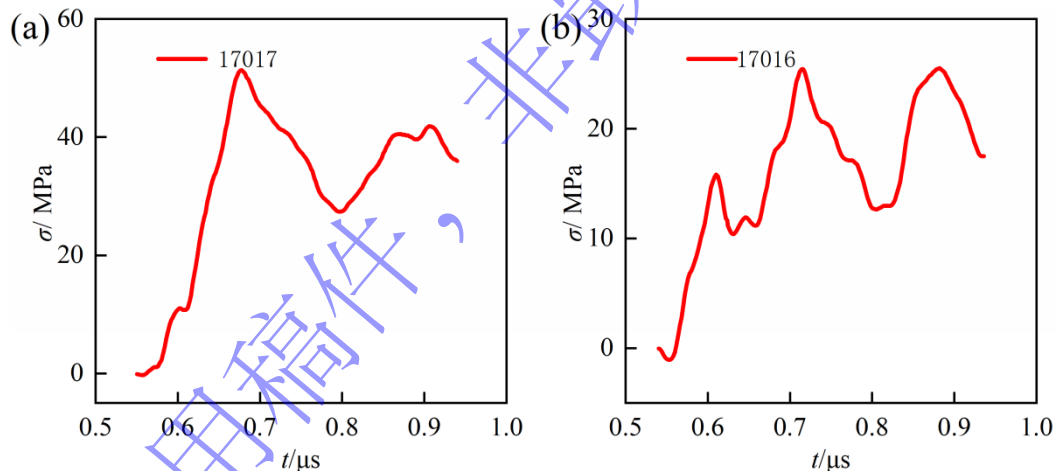


图 8 测试的应力波形: (a) 17017; (b) 17016

Fig.8 Test stress waveform: (a) No.17017; (b) No.17016

4.2 热力耦合计算校核

DeVries 等^[21]采用分子动力学方法探究了碳化硼陶瓷材料的纳米尺度热力学与冲击载荷下的非晶化过程; 郭旭才等^[14]采用分子动力学方法确定了石墨烯中热流矢量弛豫系数及温度梯度弛豫系数。基于以上方法进行多次试算, 确定 $k_{\tau q}=0.15$, $k_{\tau 0}=0.02$, $k_{\tau \epsilon}=0.05$ 和 $k_{\tau T}=0.01$, 其热力耦合计算结果与实验测试应力波形的对比如图 9 所示。图中实线为实验结果, 点划线为根据差分格式得到的理论测试结果。由于试样厚度为 8mm , 热波测试无信号, 热传导测试结果不好。图 9(a)所示为 17017 炮的电子束能量不太高时, 热力耦合理论模型计算的弹性波波形与测试的应力波形比较接近。但是图 9(b)所示的 17016 炮的计算结果与测试结果差别较大。由于 17016 炮的电子束能量较高, 在瞬时热冲击时可

能造成碳化硼陶瓷表面熔融和气化蚀损,吸收了一定的热冲击能量,因此,冲击产生的弹性波的幅值相对较低。这也表明:双相弛豫热力耦合模型能够较好地进行热冲击下材料的热力响应行为的研究。

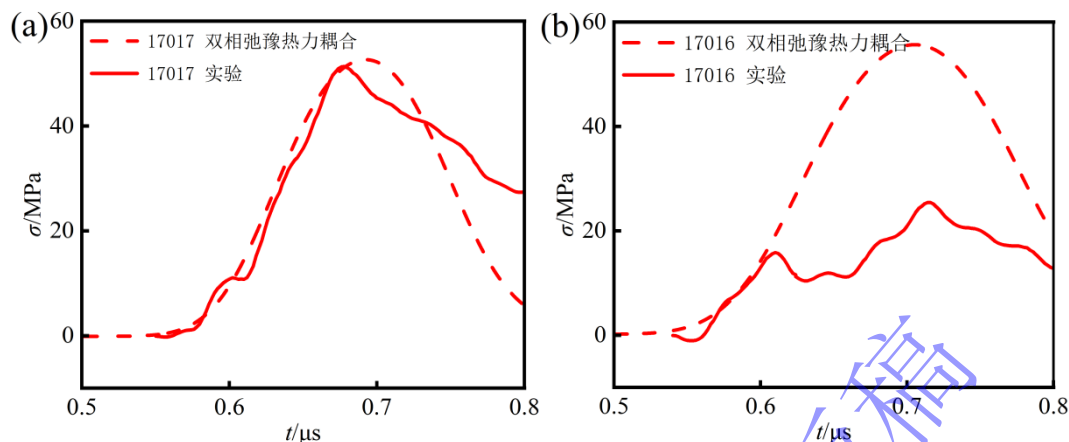


图9 双相弛豫热力耦合的应力波拟合: (a) 17017, (b) 17016

Fig.9 Stress wave fitting of two-phase relaxation thermodynamic coupling: (a) No.17017; (b) No.17016

5 结论

基于双相弛豫理论改进 Green-Lindsay 模型,构建了融合热流矢量、应力、应变率与温度梯度四重弛豫效应的双相弛豫热力耦合模型,通过解析求解、数值模拟与高能电子束热冲击实验相结合的方法,系统研究了碳化硼陶瓷的热力耦合响应规律,明确了各弛豫参数的作用机制及热波与应力波传播的尺寸效应。主要研究结论如下:

(1)引入无量纲量简化双相弛豫热力耦合模型控制方程,结合拉普拉斯变换法得到的频域解析解,验证了模型求解方法的有效性与准确性,实现了对碳化硼陶瓷瞬态热冲击下温度场、位移场、应力场与速度场的表征。

(2)碳化硼陶瓷热力耦合响应呈现弛豫效应,当 ξ 小于 0.2 时,弛豫效应产生的热波对各物理场影响明显,而 ξ 大于 0.2 时,各弛豫效应基本发挥作用热扩散主导热力耦合响应过程。此外,各弛豫时间均与应力波幅值呈负相关;耦合弛豫系数 $k_{\tau 0}$ 以及温度梯度弛豫系数 $k_{\tau T}$ 可减小应力波脉宽;热流矢量弛豫时间 $k_{\tau q}$ 可减小应力波波速。

(3)碳化硼陶瓷热波与应力波的传播存在明显的尺寸效应:微纳尺度下热扰动以热波与热扩散协同作用的形式传播,弹性波与热波波速分别为 14.28km/s 与 5.71km/s,热波在传播过程中逐渐衰减并最终转化为热扩散;宏观尺度下,热波快速衰减至消失,弹性波成为物理场演化的主导因素。为碳化硼热力耦合特性的实验测试提供了重要指导。

参考文献

- [1] Vladislav D, Manish C, et al. Boron Carbide: Structure, Properties, and Stability under Stress [J]. Journal of the American Ceramic Society, 2011, 94(11): 3605–3628. DOI: 10.1111/j.1551-2916.2011.04865.x.
- [2] Husarova I O, Loboda P I, et al. Ceramics Based on Reaction-Bonded Boron Carbide for Heat Protection Coatings of Space Aircraft [J]. Materials Science, 2023, 58: DOI: 740-747. 10.1007/s11003-023-00724-z.
- [3] Shoshin A, et al. Boron carbide ceramics as neutron shielding for ITER port-plugs [C].// IAEA Fusion Energy Conference, China, Chengdu, 2025.
- [4] Amnaya A, Ghatu S. Deformation behavior and amorphization in icosahedral boron-rich ceramics [J]. Progress in Materials

- Science, 2020, 112: 100664. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2020.100664.
- [5] Bin T, Qi A, William A, et al. Improved Ductility of Boron Carbide by Microalloying with Boron Suboxide [J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2015, 119: 24649-24656. DOI: 10.1021/acs.jpcc.5b08086.
- [6] Ahmed E A. A Problem of a Semi-Infinite Medium Subjected to Exponential Heating Using a Dual-Phase-Lag Thermoelastic Model [J]. Applied Mathematics, 2011, 2: 619-624. DOI: 10.4236/am.2011.25082.
- [7] Biot M A. Thermoelasticity and Irreversible Thermodynamics [J]. Journal of Applied Physics, 1956, 27: 240-253. DOI: 10.1063/1.1722351.
- [8] Lord H, Shulman Y. A Generalized Dynamical Theory of Thermoelasticity [J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1967, 15(5): 299-309. DOI: 10.1016/0022-5096(67)90024-5.
- [9] Green A E, Lindsay K A. Thermoelasticity [J]. Journal of Elasticity, 1972, 2(1): 1-7. DOI: 10.1007/BF00045689.
- [10] Robin V S, Santwana M. An investigation on strain and temperature rate-dependent thermoelasticity and its infinite speed behavior [J]. Journal of Thermal Stresses, 2020, 43(3): 269-283. DOI: 10.1080/01495739.2019.1680333.
- [11] Tzou D Y, Guo Z Y. Nonlocal Behavior in Thermal Lagging [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2010, 49(7): 1133-1137. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2010.01.022.
- [12] Parihar R S, Setti S G, Sahu R K. Recent advances in the manufacturing processes of functionally graded materials: a review [J]. Science and Engineering of Composite Materials, 2018, 25(2): 309-336. DOI: 10.1515/secm-2015-0395.
- [13] 谢雨珊, 陆建华, 徐松林, 等. Mo-ZrC 梯度金属陶瓷的冲击响应行为 [J]. 爆炸与冲击, 2023, 43(3): 033101. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0374.
- Xie Y S, Lu J H, Xu S L, et al. On impact properties of Mo-ZrC gradient metal ceramics [J]. Explosion and Shock Waves, 2023, 43(3): 033101. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0374.
- [14] 郭旭才, 陈美多, 徐松林, 等. 基于双相弛豫理论的石墨烯中热波传播 [J]. 物理学报, 2026, 75(3): 030812. DOI: 10.7498/aps.75.20251335.
- Guo X C, Chen M D, Xu S L, et al. Thermal wave propagation in graphene base on two-phase relaxation theory [J]. Acta Physica Sinica, 2026, 75(3): 030812. DOI: 10.7498/aps.75.20251335.
- [15] Yu Y J, Xue Z N, Tian X G. A modified Green-Lindsay thermoelasticity with strain rate to eliminate the discontinuity [J]. Meccanica, 2018, 53: 2543-2554. DOI: 10.1007/s11012-018-0843-1.
- [16] Adnan I, Lotfi C, Fadi G. Thermomechanical coupling at finite elastic strain: covariant formulation and numerical implementation [J]. Communications in Numerical Methods in Engineering, 2001, 17: 275-289. DOI: 10.1002/cnm.405.
- [17] 谢雨珊, 袁良柱, 徐松林, 等. 幂律梯度材料的热弛豫响应行为 [J]. 爆炸与冲击, 2024, 44(8): 081421. DOI: 10.11883/bzycj-2023-0437.
- Xie Y S, Yuan L Z, Xu S L, et al. Thermal relaxation responses of graded materials satisfying power law [J]. Explosion and Shock Wave, 2024, 44(8): 081421. DOI: 10.11883/bzycj-2023-0437.
- [18] 谢雨珊. 梯度金属陶瓷热冲击弛豫响应研究及结构优化设计[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2025, 94-95.
- [19] 林鹏, 辛督强, 魏燕明. 利用薄片石英测量电子束热激波 [J]. 实验力学, 2018, 33(5): 799-806. DOI: 10.7520/1001-4888-17-263.
- Lin P, Xin D Q, Wei Y M. The measurement of thermal shock waves induced by electron beam by using thin slice quartz [J]. Journal of Experimental Mechanics, 2018, 33(5): 799-806. DOI: 10.7520/1001-4888-17-263.
- [20] 彭常贤, 林鹏, 谭红梅, 等. PVDF 在电子束辐射材料产生的热激波测量中的应用 [J]. 高压物理学报, 2002, 16(1): 7-16. DOI: 10.11858/gywllxb.2002.01.002.
- Peng C X, Lin P, Tan H M, et al. Application of PVDF for thermal shock wave measurement in materials radiated by electron beam [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2002, 16(1): 7-16. DOI: 10.11858/gywllxb.2002.01.002.

- [21] Matthew DeVries, Ghatu Subhash, Ghatu Subhash. Shocked ceramics melt: An atomistic analysis of thermodynamic behavior of boron carbide[J]. Physical Review B, 2020, 101: 144107. **DOI:** 10.1103/PhysRevB.101.144107

录用稿件，
非最终出版稿