

耦合系数对激光辐照金属材料温度场的影响

石云飞, 卢立中, 王纪俊, 许伯强, 花世群
(江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

摘要:为研究耦合系数随温度变化对短脉冲激光辐照金属材料产生的温度场分布的影响,基于双温耦合理论,建立了短脉冲激光辐照金属材料金加热过程的有限元求解模型。在同时考虑脉冲激光的空间、时间分布和多参数同时随温度变化的情况下,计算得到了短脉冲激光辐照金属材料金激励产生的温度场瞬态分布,比较了耦合系数随温度变化和不随温度变化两种情况下温度场的区别,并进一步得到了两种情况下激光辐照金属材料金后辐照区域附近晶格的轴向分布和径向分布。数值结果表明:随温度变化的耦合系数不仅影响电子和晶格温度的上升快慢和最大值,而且影响着温度场的空间分布。该研究为飞秒激光辐照金属激励产生应力场、超声波声场等的进一步研究提供了理论基础。

关键词:激光技术;飞秒激光;双温模型;有限元方法

中图分类号:TN241

文献标识码:A

Influence of temperature-dependent coupling factor on temperature field in metal Au irradiated by ultrashort pulse laser

SHI Yun-fei, LU Li-zhong, WANG Ji-jun, XU Bai-qiang, HUA Shi-qun
(Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

Abstract: Based on the two-temperature theory, a numerical model to solve the heating process at surface vicinity irradiated by ultrashort pulse laser is established to investigate the influence of temperature-dependent coupling of material on temperature field in metal Au irradiated by ultrashort pulse laser. Taking account of the temperature-dependent properties of material and the spatial and temporal shape of the laser pulse, the transient temperature fields by ultrashort pulse laser in metal (Au) is numerical simulated by the finite element method (FEM). The difference of temperature fields from considering and neglecting the temperature-dependent coupling of material is compared, and the lattice temperature distribution in the vicinity of laser-irradiated region at different depths and at different radial distances are obtained. The numerical results indicate that the temperature-dependent coupling affects not only the electron and lattice temperature rising speed and temperature maximum but also the spatial distribution of temperature field. This study establishes a theory basis for stress field and ultrasound field in metal generated by femtosecond laser.

Key words: laser technique; ultrashort pulse laser; two-temperature model; finite element method (FEM)

1 引言

超短脉冲激光由于具有很高的峰值功率和极短的脉冲宽度,被广泛应用于物理学、光谱学、工业、医学及环境监测等领域,超短脉冲激光与物质相互作用研究也正受到越来越多学者的重视^[1-3]。

短脉冲激光辐照固体金属材料,首先是一个金

属吸收激光能量温度升高的过程,这样一个加热过程中存在着电子与晶格之间非平衡的能量传输。描

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 10972092);江苏省高校自然科学基金基础研究面上项目(No. 07KJB140019)资助。

作者简介:石云飞(1984-),男,研究生,主要从事激光与物质的相互作用的研究。E-mail: syunf8@126.com

收稿日期:2010-10-26; **修订日期:**2010-12-09

述短脉冲激光与金属相互作用的非平衡的能量传输过程,通常采用双温模型^[4-6],该模型考虑到光子与电子及电子与晶格两种不同的相互作用过程,建立起电子与晶格温度的双温耦合方程。Chichkov^[5]等针对不同激光脉冲宽度对一维双温方程进行约化,认为飞秒激光脉冲作用过程可以忽略电子与晶格的耦合及电子的热传导项,进而直接求解约化后方方程的解析解,并与实验结果进行了比较。Al-Nimr^[6-8]假设皮秒脉冲辐照金属时热传递分别发生在两个独立阶段:电子气传输多余能量给晶格而忽略热传导;忽略电子与晶格耦合的能量传输,能量主要以热扩散的形式传输,在假设金属性质和耦合系数不随温度变化的情况下对两阶段对应的一维方程直接求解,并与一维双温方程的数值解比较,两者符合较好。Yang^[9]等利用一维双温耦合方程,在考虑耦合系数随温度变化的情况下,研究了不同激光能量密度和脉冲宽度对金属靶材的烧蚀表现,并与实验比较,发现理论结果与实验数据吻合较好。Christensen^[10]等运用数值方法求解一维双温耦合方程,模拟了金、银、铜、铝的短脉冲烧蚀,结果表明:必须考虑耦合系数随温度变化的影响。Zhang^[11]等考虑非线性的电子热容和耦合系数随温度变化,使用一维双温模型结合界面跟踪方法研究纳米飞秒激光对金膜的快速熔化和再凝固过程。

由于双温模型方程中电子温度和晶格温度的相互耦合,直接解析求解非常困难。为此,上述研究对双温方程加热过程一般都进行了适当的简化,而且求解过程大多针对一维方程。而在激光超声检测或激光微细加工过程中激光对金属的加热过程是三维立体的复杂情况,特别是,当短脉冲强激光具有很高的峰值功率时,电子和晶格的温度有一个很大的变化范围,使得双温方程中耦合系数有一个很大的变化范围,解析法求解很难处理这一情况。有限元方法(FEM)是建立在严密的数学理论上,能同时处理多种因素产生的复杂影响,求解线性和非线性多参量微分方程,既能得到全场的数值解,又能对结构中任一点作较精确的描述,是分析超短脉冲激光辐照金属加热这样难以用解析法直接求解的复杂过程的有效方法。本文在同时考虑脉冲激光的空间和时间分布,利用有限元方法对金属材料金在飞秒激光辐照加热下的二维双温耦合方程进行数值求解,得到了飞秒激光辐照金属加热产生的电子温度和晶格温度的全场分布,对加热过程和规律进行了理论分析,详细研究了耦合系数对温度场,特别是辐

照中心点附近的电子和晶格温度产生的影响,并对其物理规律进行了总结和分析。

2 双温方程及数值模型

2.1 理论模型

当超短脉冲激光照射到金属表面时(如图1所示),金属吸收激光辐射的能量温度上升,但由于金属内自由电子的热容比晶格的热容小得多,电子吸收激光能量后温度迅速升高,辐照初期电子和晶格的温度并不相等,处于非热平衡状态。描述这一激光辐照加热过程采用如下的耦合双温模型(two-temperature model, TTM)^[6]:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot (K_e \nabla T_e) - G(T_e - T_l) + S \quad (1)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla \cdot (K_l \nabla T_l) + G(T_e - T_l) \quad (2)$$

式中, T_e, T_l 分别表示电子和晶格的温度; C_e, C_l 分别为电子和晶格单位体积的比热容; K_e, K_l 分别为电子和晶格的热传导系数; G 为电子和晶格的耦合系数; S 为金属(自由电子)吸收的短脉冲激光的能量。

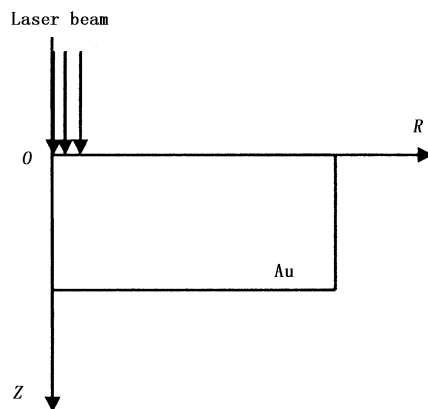


图1 激光辐照系统示意图

Fig. 1 schematic diagram for laser irradiating

由于短脉冲激光加热使得电子和晶格温度产生显著的变化,耦合系数 G 随温度变化,可表示为^[11]:

$$G = G_{RT} \left[\frac{A_e}{B_l} (T_e + T_l) + 1 \right] \quad (3)$$

其中, G_{RT} 为室温下耦合系数; A_e 和 B_l 是电子弛豫时间的材料常数。由上式可以看出耦合系数 G 是关于电子温度和晶格温度的函数,因此在加热过程中变化比较复杂。

耦合双温方程中的电子体积比热容 C_e 同样随温度变化,其表达式^[11]为:

$$C_e = \begin{cases} B_e T_e & T_e < T_F / \pi^2 \\ 2B_e T_e / 3 + C'_e / 3 & T_F / \pi^2 \leq T_e < 3T_F / \pi^2 \end{cases} \quad (4)$$

其中:

$$C'_e = B_e T_F / \pi^2 + \frac{3Nk_B/2 - B_e T_F / \pi^2}{T_F - T_F / \pi^2} (T_e - T_F / \pi^2) \quad (5)$$

式中, B_e 是电子热容率常数; N 为原子数密度; k_B 是波尔兹曼常数; T_F 是费米温度。

耦合双温方程中的电子热导率 K_e 同样随温度变化, 其表达式^[11]为:

$$k_e = \chi \frac{(\vartheta_e^2 + 0.16)^{5/4} (\vartheta_e^2 + 0.44) \vartheta_e}{(\vartheta_e^2 + 0.092)^{1/2} (\vartheta_e^2 + \eta \vartheta_l)} \quad (6)$$

其中, $\nu_e = T_e / T_F$ 和 $\nu_l = T_l / T_F$ 都是量纲一温度。当电子温度比较低, 即 $\nu_e \ll 1$ 时, 方程(6)可表示为低温时的表达式:

$$k_e = k_{eq} \left(\frac{T_e}{T_l} \right) \quad (7)$$

其中, k_{eq} 是电子和晶格热平衡时的热导率。

耦合双温方程中的 S 为金属(自由电子)吸收的短脉冲激光的能量, 本文中采用高斯分布的脉冲激光光源, 其表达式为:

$$S = \frac{(1-R)I_0}{\delta} \exp \left[-\frac{z}{\delta} - 2.77 \left(\frac{t-2t_p}{t_p} \right)^2 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (8)$$

式中, I_0 为入射激光中心点处的光强; R 为金属材料的表面反射率; δ 为包括光学穿透效应和电子弹道效应(ballistic range)产生的穿透深度; z 为激光的入射方向; t_p 为脉冲激光的脉冲宽度; r_0 是激光的光斑半径。

由于激光脉冲作用时间很短, 可以忽略金属与周围环境的热量交换, 采用绝热边界条件。

2.2 数值方法

描述短脉冲激光辐照金属加热过程的双温方程的有限元控制方程表达式为:

$$[K_T] \{T\} + [C_p] \{\dot{T}\} = \{p_1\} + \{p_2\} \quad (9)$$

式中, $[C_p]$ 为热容矩阵; $[K_T]$ 为热导率矩阵; T 表示电子和晶格温度的温度矢量; $\dot{T}$ 表示温度矢量对时间的导数; $\{p_1\}$ 表示热流矢量; $\{p_2\}$ 而是热源矢量; 包括电子吸收激光的能量和由于耦合产生的电子和晶格之间的能量交换。

考虑到系统的轴对称性, 计算中采用柱坐标系, 有限元计算简化成二维情况。有限元网格为三角形自由网格划分。为在计算速度和精度之间达到好的效果, 在激光辐照中心附近区域网格划分比远处的网格划分密, 如图2所示。为保证计算结果的精度

和计算的稳定性, 网格大小的选取原则是: 比较细分网格前、后的计算结果, 如果计算结果变化微小, 说明原来网格满足计算要求, 否则继续细分网格, 直到计算结果稳定为止。

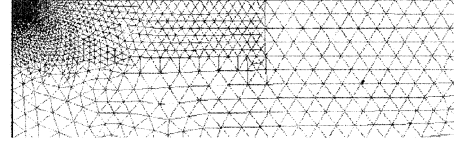


图2 有限元网格

Fig. 2 finite element mesh

针对激光加热过程的不同阶段, 电子和晶格温度的变化快慢不尽相同, 有限元计算的时间步长 Δt 的合理选取与计算精度以及计算量有关。 Δt 的选取不仅应考虑求解的稳定性要求, 也应考虑到温度场温度的变化快慢(特别是加热开始时电子温度的迅速变化), 温度的变化速度越大, 时间步长选取越小; 温度变化缓慢时, 时间步长可适当选取大些。本有限元模型采用无条件稳定的 Newmark 时间积分法, 要求求解时间离散误差不能超过设定值 δ 。那么时间步长必须满足:

$$\Delta t \|\dot{T}\| \approx \|T^m - T^{m-1}\| = \frac{\delta}{C_0} \quad (10)$$

其中, C_0 是常数; T^{m-1} 是对应某一时刻的解向量。 T^{m-1} 作为本次时间积分的初始条件已知的情况下, 先试估计某个时间步长 Δt , 然后计算求得 $t + \Delta t$ 时刻的解向量 T^m 。如果 $\|T^m - T^{m-1}\|$ 的结果很接近于 $\frac{\delta}{C_0}$, 那么该时间步长 Δt 和对应的解向量 T^m 就是可被接受的。否则就减小时间步长直到:

$$\|T^m - T^{m-1}\| \cong \frac{\delta}{C_0} \quad (11)$$

根据给定的初始步长、初始条件通过式(11)就可以自动选择每次时间积分的合适步长, 直到完成整个时间区间的计算。

本文的数值计算中的时间步长最小值为 0.1 fs, 三角形有限元网格最小网格单元长度为 0.1 μm 。

3 数值结果与分析

3.1 激光和材料参数

基于上述理论分析, 本文研究了耦合系数随温度变化对温度场, 特别是辐照中心点附近电子和晶格温度场分布的影响。研究中飞秒脉冲激光的光束半径为 20 μm , 单次脉冲的激光能量为 1.1 μJ , 脉冲上升时间为 100 fs, 被辐照材料为金, 圆柱形金盘半径为 12 mm, 厚度为 60 μm 。初始温度为室温 300 K。有限元计算中金的各项物理参数如表 1

所示。

表1 计算中金属材料金的参数

Tab.1 the parameters for gold used in the calculation

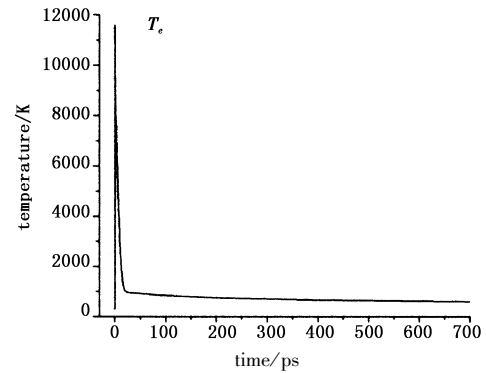
费米温度 T_F/K	6.42×10^4
晶格热导率 $K_l/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	301
室温耦合系数 $G_{RT}/(W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1})$	2.2×10^{16}
表面反射率 R	0.6
光学穿透效应和电子弹道效应产生的穿透深度 δ/nm	125.6
电子热容率常数 $B_e/(J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1})$	70
材料常数 $A_e/(K^{-2} \cdot s^{-1})$	1.2×10^7
材料常数 $B_l/(K^{-1} \cdot s^{-1})$	1.23×10^{11}
热平衡时热导率 $k_{eq}/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	$320.973 - 0.0111 T_l - 2.747 \times 10^{-5} T_l^2 - 4.048 \times 10^{-9} T_l^3$
晶格热容 $C_l/(J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1})$	$4 \times 10^6 - 12535 T_l + 39.758 T_l^2 - 0.0562 T_l^3 + 4 \times 10^{-5} T_l^4 - 9 \times 10^{-9} T_l^5$
$\chi/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	353
η	0.16

3.2 激光辐照中心点电子和晶格的温度

为研究脉冲激光辐照加热过程中金属材料金电子和晶格的温度升高过程及规律,我们首先分析金表面的激光辐照中心点的变化规律。

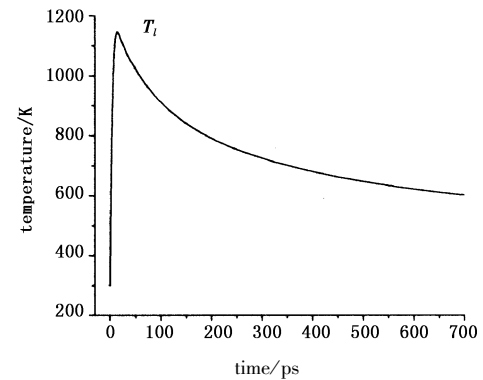
图3是脉冲宽度为100 fs的单脉冲激光辐照金表面时辐照中心点电子和晶格温度随时间的变化曲线,图3(a)表示的是电子温度 T_e ,图3(b)为晶格温度 T_l 。从图中可以看出,在激光辐照刚开始时,电子温度迅速升高,而晶格温度升高相对比较缓慢。在辐照开始后313 fs时电子的温度达到最高值,为11579.5 K,而此时晶格的温度仅为326.8 K。随后电子温度迅速下降,而晶格的温度持续上升,晶格的温度在14.8 ps时达到最大值1145.9 K(小于金的熔点 $T_m = 1336$ K)。电子温度和晶格温度在18.3 ps时相等(为1138.2 K)。飞秒激光作用时,由于电子的热容比晶格的热容小得多,所以获得激光能量后电子的温度迅速升高。电子通过与晶格的碰撞将所获得的能量传递给晶格,由于晶格的热容较大,所以温升相对比较缓慢,因此激光脉冲峰值过后,电子的温度远大于晶格的温度。晶格继续通过与电子的碰撞从电子获得能量,温度升高,而电子将能量传递给晶格后温度迅速下降,在18.3 ps时电子与晶格的温度达到一致,系统温度达到平衡。两者温度平衡

后,由热传导效应,能量进一步向金属内部传递,辐照中心点的晶格温度逐渐降低。



(a) 电子的温度 T_e

(a) electron temperature T_e



(b) 晶格的温度 T_l

(b) lattice temperature T_l

图3 脉冲宽度为100 fs时表面中心点的温度变化

Fig. 3 surface center ($r=0; z=0$) temperature change vs time with a 100 fs laser pulse

上述温度变化过程与文献[11]利用有限差分法推导的高斯分布飞秒激光辐照加热金属的结论特征相同。

3.3 晶格温度场的空间分布

图4给出了激光辐照金属材料金后受辐照区域附近不同时刻的轴向和径向温度分布情况。图4(a)为不同时刻轴线上温度分布变化曲线,图4(b)不同时刻表面径向温度分布变化曲线。从图中可以看出,温度升高区域局限在一个很小的范围,轴向小于 $2 \mu m$,该结果和文献得到的结果一致^[12];在半径方向温度升高范围小于 $50 \mu m$,该结论和我们以前完成的纳秒激光辐照金属产生的温度场的径向温升分布规律特征相同^[13-14]。由此可知金属吸收脉冲激光的能量在辐照区域附近形成了一个轴向深度很小的温升区域。由热弹理论,此温升区域等效为一个体热源,可在固体材料中可激励产生一个应力场。

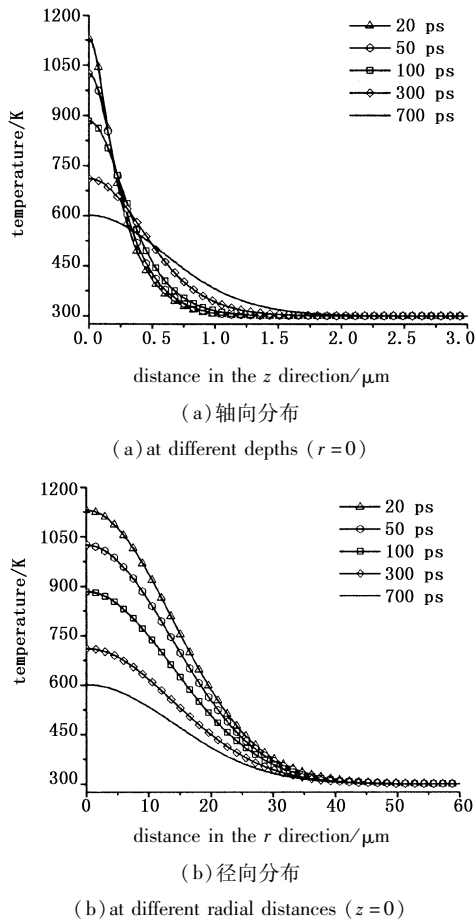


图4 辐照区域附近晶格温度的轴向与径向分布
Fig. 4 lattice temperature distribution in the vicinity of laser-irradiated region

3.4 耦合系数随温度变化对电子和晶格温度场分布的影响

3.4.1 耦合系数随温度变化对辐照中心点电子和晶格温度的影响

为了研究耦合系数随温度变化对电子和晶格温度场分布的影响,本文分别计算了耦合系数随温度变化和恒定耦合系数(常温)两种情况下的电子温度和晶格温度。图5是脉冲能量相同,两种耦合系数下的激光辐照金属材料金表面后辐照中心点处电子与晶格的温度变化规律,图5(a)是两种情况下辐照中心点的电子温度随时间变化规律,从图中可以看出,耦合系数随温度变化情况下的电子温度峰值是在 $t = 313$ fs时达到,为11579.5 K,而恒定耦合系数(常温)下得到的电子温度的峰值是在 $t = 327$ fs时达到,为11625.5 K。图5(b)是两种耦合系数下辐照中心点的晶格温度随时间变化规律,从图中可以看出,耦合系数随温度变化情况下的表面晶格温度是在 $t = 14.8$ ps时达到最大值1145.9 K,而恒定耦合系数下得到的表面晶格温度的峰值是在

$t = 21.3$ ps时的1009.9 K。两种情况下得到的电子峰值温度的相对偏差为0.40%,晶格峰值温度的相对偏差为11.87%。

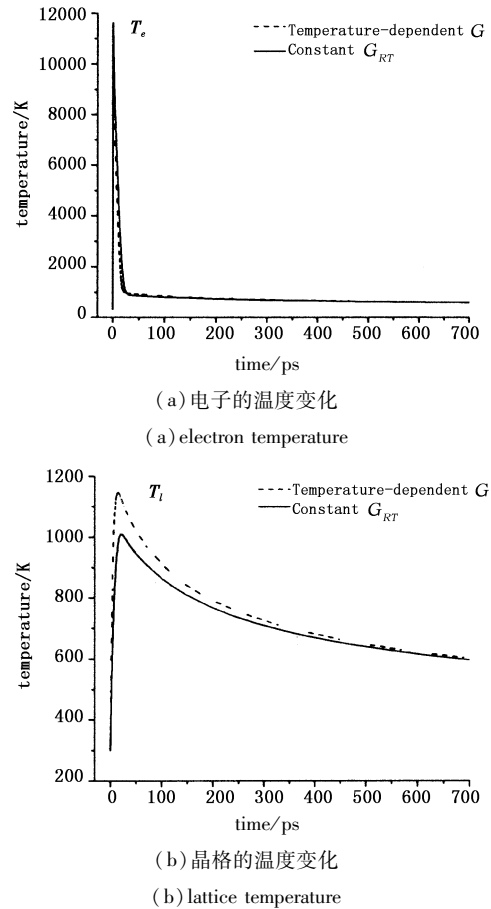


图5 不同耦合系数下的激光辐照中心点处电子和晶格的温度变化
Fig. 5 temperature evolutions vs time at the center of laser irradiating zone with different G

上述结果表明了耦合系数随温度变化对金表面的电子温度和晶格温度的升高规律都有影响,使得表面处电子温度的最高值变小,而晶格温度的最高值变大。原因在于,激光辐照加热后金属中电子的温度大于晶格温度,特别是激光辐照加热初期电子温度远大于晶格温度,由方程(3)表示的随温度变化的耦合系数表达式可知,系统的耦合系数始终大于常温时的耦合系数(即 $G > G_{RT}$)。耦合系数大导致电子吸收激光能量后由耦合效应在同样的时间内传递给晶格的能量就多,因此相同的激光能量辐照下,晶格的温度上升变快,晶格的温度最高值也变大,而同时电子温度的最高值变小。

3.4.2 耦合系数随温度变化对温度场分布的影响

为了研究耦合系数随温度变化对电子和晶格温度空间分布的影响,本文分别计算了相同脉冲能量下,激光辐照中心点下方轴向深度 $0.1 \mu\text{m}$ 处和轴

向深度 $0.6\ \mu\text{m}$ 处电子与晶格的温度变化规律。

图6是辐照中心点下方轴向深度 $0.1\ \mu\text{m}$ 处电子与晶格的温度变化规律。从图中可以看出电子和晶格温度的变化规律和辐照中心点的温度变化规律基本一致。

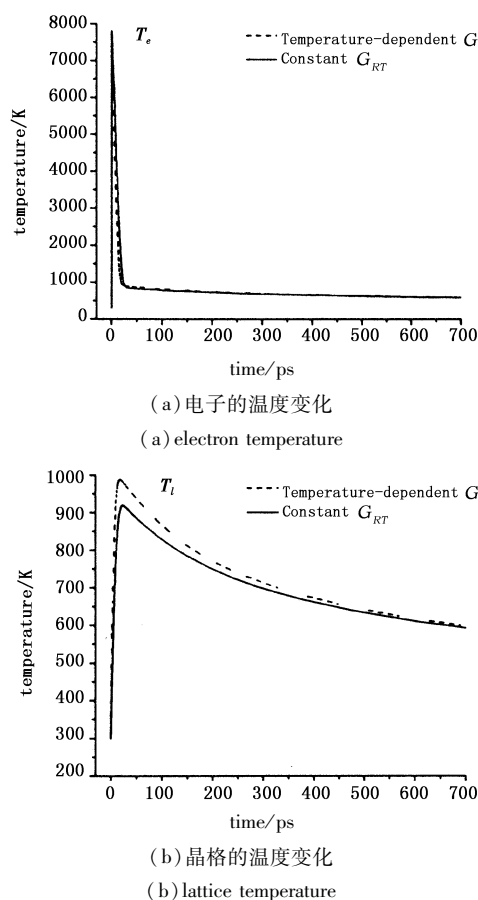


图6 两种耦合系数辐照中心下方轴向深度 $0.1\ \mu\text{m}$ 处电子和晶格的温度变化

Fig. 6 temperature evolutions vs time at $z = 0.1\ \mu\text{m}$ with different G

图7是辐照中心点下方轴向深度 $0.6\ \mu\text{m}$ 处电子与晶格的温度变化规律。从图7(a)可以看出,电子的温度变化规律和辐照中心点的温度变化规律不太一致,在28 ps后还有一个温升过程,原因在于,表面电子吸收激光能量温度迅速升高,电子把吸收到的能量由热传导方式向轴向深度传递,从而导致激光辐照中心点28 ps后,轴向深度 $0.6\ \mu\text{m}$ 处的电子继续得到上层的电子传递下来的能量,因而在脉冲激光辐照结束以后还有一个温度升高的过程。从图7(b)可以看出,晶格温度在图示的计算的时间内,一直持续上升。这是由于,轴向深度 $0.6\ \mu\text{m}$ 处激光辐照到的能量很小,晶格的温度升高主要来自上层晶格的热传导,在所计算的时间内,晶格不断地接收到上层晶格传递的热能,晶格的温度一直持续上升。

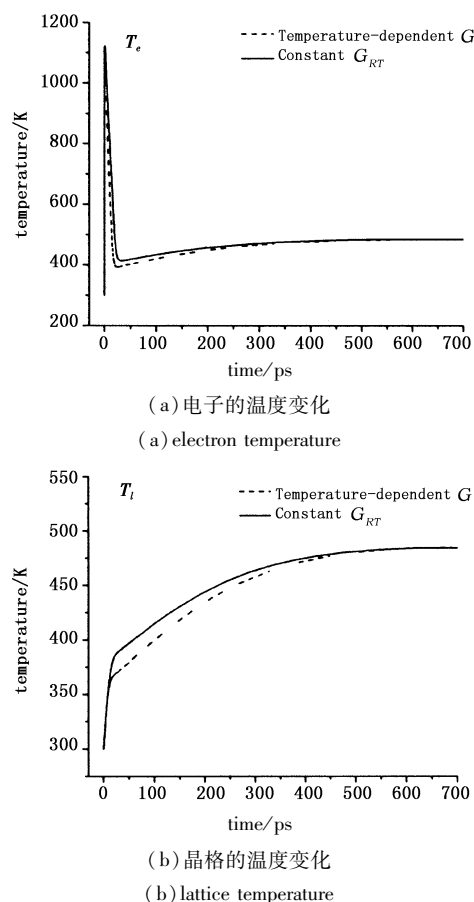


图7 两种耦合系数辐照中心下方轴向深度 $0.6\ \mu\text{m}$ 处电子和晶格的温度变化

Fig. 7 temperature evolutions vs time at $z = 0.6\ \mu\text{m}$ with different G

从图6和图7中可以看,随着轴向深度的增加,耦合系数随温度变化情况下得到的电子温度始终小于恒定耦合系数下得到的电子温度,而晶格温度的变化规律不太一致。

为了更清晰地反映耦合系数随温度变化对温度场的影响。图8给出了能量相同、两种耦合系数的下的激光辐照金属材料金表面后100 ps时晶格温度的轴向分布和径向分布。从图中可以看出,在径向方向上,晶格的温度始终是大于采用低温表达式下得到的晶格温度。而在轴向方向上情况有所不同,此时轴向方向辐照中心点下方 $0 \sim 0.32\ \mu\text{m}$ 区域内的晶格温度高于采用低温表达式下得到的晶格温度,当轴向深度大于 $0.32\ \mu\text{m}$ 时,晶格温度低于采用低温表达式下得到的晶格温度。原因在于,由于光学穿透效应,轴向深度 $0.32\ \mu\text{m}$ 处激光的光强仅为表面处光强的5%左右,相应处的金属材料吸收到的激光能量很少。在激光直接辐照的区域里,由于物理参数随温度变化使得电子和晶格的温度大于采用低温表达式下的温度,使得这些区域的金属

材料吸收得到激光能量就多;在激光能量相同的情况下,激光不能直接辐照的区域里的金属材料得到的能量相应就少,因此温度升高就小。上述结果说明:耦合系数随温度变化不仅影响着温度场中某一点处电子和晶格温度的上升快慢和最大值,而且影响着产生的温度场的空间分布。

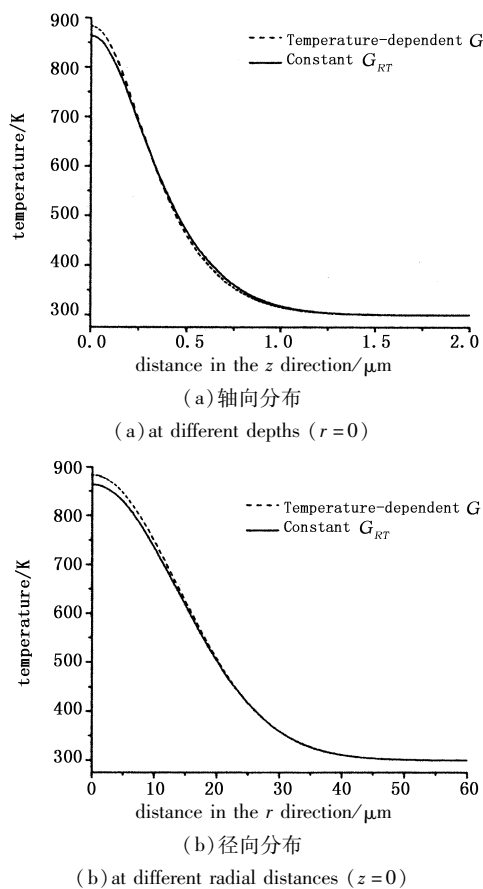


图8 激光辐照区域晶格温度分布

Fig. 8 lattice temperature distribution in the vicinity of laser-irradiated region

4 结论

本文基于双温耦合模型,在同时考虑脉冲激光的空间、时间分布和多参数同时随温度变化的情况下,应用数值方法计算得到了飞秒脉冲激光辐照下金属材料金表面附近的电子与晶格温度场的瞬态分布,研究了耦合系数随温度上升而变化对短脉冲激光辐照金属材料金激励产生温度场影响。数值结果表明耦合系数随温度变化不仅影响电子和晶格温度的上升快慢和最大值,而且影响着温度场的空间分布。和采用恒定耦合系数相比,激光穿透辐照到的区域内电子和晶格的温度变大,而辐照不到的温升区域的温度变小。本文的研究结果建立了飞秒激光辐照后电子和晶格温度场与激光参数、金属材料参数间的定量关系,为飞秒激光辐照金属激励产生应力场、超声波声场等的进一步研究提供了理论基础。

参考文献:

- [1] H Lubatschowski, G Maatz, A Heisterkamp, et al. Application of ultrashort laser pulses for intrastromal refractive surgery[J]. Graefe's Arch Clin Exp Ophthalmol, 2000, 238:33-39.
- [2] M Y Xu, J Li, L D Lilge, et al. F2-laser patterning of indium tin oxide (ITO) thin film on glass substrate[J]. Appl. Phys., 2006, A 85:7-10.
- [3] T Lippert, M J Montenegro, M Dobeli, et al. Perovskite thin films deposited by pulsed laser ablation as model systems for electrochemical applications[J]. Progress in Solid State Chemistry, 2007, 35:221-231.
- [4] G L Eesley. Generation of nonequilibrium electron and lattice temperatures in copper by picosecond laser pulses[J]. Phys. Rev. B, 1986, 33(4):2144-2151.
- [5] B N Chichkov, C Momma, S Nolte, et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids[J]. Appl Phys, 1996, A63(2):109-115.
- [6] M A Al-Nimr, V S Arpaci. Picosecond thermal pulses in thin metal films[J]. Journal of Applied physics, 1999, 85(5):2517-2521.
- [7] M A Al-Nimr, V S Arpaci. The thermal behavior of thin metal films in the hyperbolic two-step model[J]. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1999, 43:2021-2028.
- [8] M A Al-Nimr, M Hader, M Naji. Use of the microscopic parabolic heat conduction model in place of the macroscopic model validation criterion under harmonic boundary heating[J]. Int. J. Heat and Mass Transfer, 2003, 46:333-339.
- [9] J Yang, Y Zhao, X Zhu. Theoretical studies of ultrafast ablation of metal targets dominated by phase explosion[J]. Appl. Phys., 2007, A 89:571-578.
- [10] B H Christensen, K Vestentoft, P Balling. Short-pulse ablation rates and the two-temperature model[J]. Applied Surface Science., 2007, 253:6347-6352.
- [11] Y Zhang, J K Chen. Melting and resolidification of gold film irradiated by nano-to femtosecond lasers[J]. Appl. Phys., 2007, A 88:289-297.
- [12] H E Elsayed-Ali, T B Norris, M A Pessot, et al. Time-resolved observation of electron-phonon relaxation in copper[J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58(12):1212-1215.
- [13] J J Wang, B Q Xu, Z H Shen, et al. Numerical simulation of thermoelastic stress field and laser ultrasound in transversely isotropic plate[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2008, 47(2):956-963.
- [14] B Q Xu, Z H Shen, J Lu, et al. Numerical simulation of laser-induced transient temperature field in film-substrate system by finite element method[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46:4963-4968.