

文章编号: 0258-7025(2010)08-2057-06

飞秒激光作用下铁磁薄膜的热化动力学分析

任乃飞 许美玲* 顾佳方 陈秋月 金卫凤

(江苏大学机械工程学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 为了研究铁磁薄膜材料在飞秒激光作用下的热化动力学过程,采用有限差分法对三温(3T)模型进行了数值求解,并结合飞秒抽运探测实验进行了分析。引进一个相当于自旋比热容常数的系数来描述自旋比热随自旋温度的变化趋势,对其合理性进行了详细研究。首先对镍铁合金薄膜在抽运激光下反射率变化进行了测量和模拟,修正后的模型模拟结果和实验结果吻合得较好,进一步研究了反射率变化峰值随激光功率的变化情况;其次对不同厚度的镍薄膜的超快热化动力学进行了分析,当薄膜厚度小于光透深度时,电子、自旋的峰值温度以及系统达到平衡时的温度显著升高,当薄膜厚度大于光透深度时,薄膜厚度的增大对热化动力学过程影响不大。

关键词 薄膜;铁磁薄膜;热化动力学;有限差分法;三温模型

中图分类号 O484 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103708.2057

Analysis of Thermalization Dynamics on Ferromagnetic Thin Film Excited by Femtosecond Laser

Ren Naifei Xu Meiling Gu Jiafang Chen Qiuyue Jin Weifeng

(School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract To study the thermalization dynamics process of ferromagnetic thin films excited by femtosecond laser, numerical computation based on three-temperature (3T) equations with finite difference method was carried out, and the analysis of this process combining with the results of the femtosecond laser pump-probe experiment was given. A coefficient was introduced to characterize temperature dependence of the specific heat of spin system, and the rationality was analyzed in details. First, analytical research of reflectivity change of NiFe films was carried out and the modified model matched ultimately the experiment results of NiFe films. The laser power dependence of peak value of reflectivity change was studied. Also, the ultrafast thermalization dynamics of nickel (Ni) films with different thicknesses were investigated associated with the experimental results. When the thickness of thin film is less than the depth of penetration, electron, spin system and the balance value of the 3T system grow up obviously, and when the thin film is thicker, the thickness of ferromagnetic thin film hardly affects the thermalization dynamics.

Key words thin films; ferromagnetic thin film; thermalization dynamics; finite difference method; three-temperature model

1 引言

近年来,磁性薄膜的超快动力学研究对基础研究的推进以及在超高密度磁存储上的前景,使其成为磁学领域中的一个热门研究方向。但由于这门学科研究的是微观问题,其中涉及到复杂的物理现象,

到目前为止还没有很完善的实验和理论,需要更多的实验及完善的理论来发展这门学科^[1]。1996年, E. Beaurepaire 等^[2]引入三温(3T)模型,可以对很短时间范围内电子、自旋和晶格之间的相互作用进行唯象描述,特别是对铁磁体受激光激发后在皮秒

收稿日期:2009-11-09;收到修改稿日期:2009-12-16

基金项目:国家自然科学基金(50575100)资助课题。

作者简介:任乃飞(1964—),男,教授,主要从事逆向工程与快速制造技术、光子制造与测试技术等方面的研究。

E-mail: rnf@ujs.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: 278291913@163.com

量级的超快退磁和磁化的恢复进行描述。国外的许多学者利用光抽运和磁抽运探测技术对退磁进行了多次实验研究,然而,对超快自旋弛豫机制和朗道-利夫席茨-吉尔伯特(Landau-Lifshitz-Gilbert)时间尺度的详细描述还不完善,而完全地分析电子、晶格、自旋系统的相互作用能够使我们全面理解其机理^[3]。之前的相关研究并没有对模型中引入的用来描述电子、自旋和晶格温升的比热容做详细说明,而其数值大小影响着实际的模拟结果。因此,本文除了采用有限差分法对磁性薄膜超快过程的热化动力学进行分析之外,还结合飞秒抽运探测实验深入研究了自旋比热随温度变化对整个系统的影响。引进一个相当于自旋比热容常数的系数来描述自旋比热随自旋温度的变化趋势,并结合实验结果对这种近似方法的合理性进行了研究。

2 数值计算

传统的双温模型不能对材料的退磁做出解释,而三温模型中定义了自旋温度 T_s ,用它来表述自旋有序度,与双温模型中的电子温度 T_e 和晶格(声子)温度 T_l 组成一个新的模型^[1]。图1描述了这个模型,飞秒激光作用于磁性材料表面,抽运脉冲电子场直接与电子系统联系起来,而不是与电子的自旋直接联系。自旋系统的动态特性能够在皮秒时间尺度通过自旋反转过程(Stoner 激发)的电子系统耦合来描述。这个过程中,能量从热电子系统转移到低温自旋系统,随后自旋温度 T_s 上升。受激自旋系统通过电子-晶格弛豫机理与晶格系统相联系。由于电子-晶格耦合过程比电子-自旋过程慢得多,所以自旋系统将被晶格系统冷却。电子温度、晶格温度和自旋温度的不同是能量转移的动力。

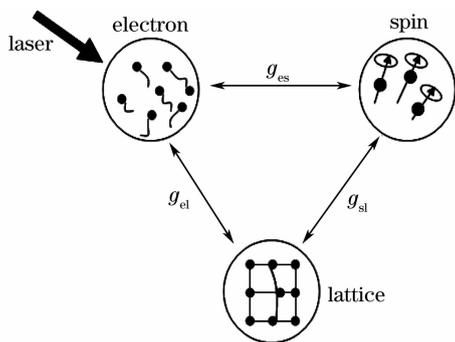


图1 三温模型示意图

Fig. 1 Sketch map of 3T model

3个系统温度随时间的演变可以用一组耦合微分方程(三温方程)来表示^[1]

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -g_{el}(T_e - T_l) - g_{es}(T_e - T_s) + S(z, t), \quad (1)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = g_{el}(T_e - T_l) - g_{sl}(T_l - T_s), \quad (2)$$

$$C_s(T_s) \frac{\partial T_s}{\partial t} = g_{es}(T_e - T_s) + g_{sl}(T_l - T_s), \quad (3)$$

式中 C_e, C_s, C_l 分别为电子、自旋和晶格对比热的贡献,都是随温度变化的参数,且 $C_e(T_e) = \gamma_e T_e$, γ_e 为电子比热容常数。根据德拜理论,在一定的温度范围内 C_l 在 5% 内变动^[2],因此将 C_l 设为常数,取 $C_l = 2.2 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$; C_s 随自旋温度 T_s 的变化关系将在第3节进行讨论。 g_{el}, g_{es} 和 g_{sl} 为电子-晶格、电子-自旋和自旋-晶格相互作用的耦合常数,用于描述电子系统到自旋和晶格系统的能量转换率。这个模型相比 S. I. Anisimov 等^[4]提出的超短激光下热化动力学过程的双温模型,省去了热传导这一项,这是因为在脉冲激光为飞秒量级时,热传导过程相对十分缓慢^[5],在能量耦合时间内,热传导的深度只有几个纳米,在采用有限差分法计算时,只需要将差分网格的宽度定义为大于热传导深度,那么在飞秒脉冲间隔内,热传导项就可以忽略^[6],同时也忽略材料与外界之间的能量交换^[7, 8]。这里,假设电子、自旋和晶格系统保持内部的热平衡,不考虑激光吸收分布。

三温方程中的激光源项 $S(z, t)$ 只在电子项中运用,因为最初的热量过程只发生在电子云中。飞秒激光脉冲为高斯脉冲的情况下,激光热源项 $S(z, t)$ 记为^[9]

$$S(z, t) = 0.94 \frac{1-R-T}{t_p(\delta + \delta_b)} E \times \exp\left[-\frac{x}{\delta + \delta_b} - 2.77\left(\frac{t}{t_p}\right)^2\right] \times \frac{1}{1 - \exp[-d/(\delta + \delta_b)]}, \quad (4)$$

式中 R 为反射率, T 为透射率, t_p 为激光脉冲的半峰全宽弛豫时间; δ 为激光脉冲在材料表面的穿透深度,记为 $\delta = \lambda/(4\pi\kappa)$, 由入射的激光波长 λ 和薄膜复折射率的虚部 κ 得出; δ_b 为电子弹道运动深度,弹道电子运动发生在非平衡分布还没有演变为热分布的时候; d 为薄膜厚度; E 为激光能量密度,热源项忽略了衬底的影响。

用有限差分法结合初始条件和边界条件对双温方程数值求解,将三温方程(1)~(3)式的差分格式整理,且令 $A = C_{i,j}/\Delta t + g_{es} + g_{sl}, B = C_l/\Delta t +$

$g_{el} + g_{sl}$, 则

$$T_{i,j+1}^s = \frac{BC_{i,j}^s T_{i,j}^s / \Delta t + (g_{es} B + g_{sl} g_{el}) T_{i,j+1}^e + g_{sl} C_1 T_{i,j}^l}{AB - g_{sl}^2}, \quad (5)$$

$$T_{i,j+1}^l = \frac{AC_1 T_{i,j}^s / \Delta t + (g_{el} A + g_{sl} g_{es}) T_{i,j+1}^e + g_{sl} C_{i,j}^s T_{i,j}^s / \Delta t}{AB - g_{sl}^2}, \quad (6)$$

$$T_{i,j+1}^e = -\frac{\Delta t (g_{el} + g_{es})}{\gamma_e} + \frac{\Delta t}{\gamma_e} \frac{g_{el} T_{i,j}^l + g_{es} T_{i,j}^s + S(z, t)}{T_{i,j+1}^e}, \quad (7)$$

式中 Δt 表示时间步长, i, j 分别表示温度沿薄膜表面垂直向里的第 i 和第 j 个 Δt 时刻。初始条件为 $T_{i,0}^e = T_{i,0}^l = T_{i,0}^s = 295$ K; 忽略铁磁薄膜表面与外界的热量交换和薄膜内部的热扩散, 通过(5)~(7)式就可以求出电子云、晶格和自旋系统在薄膜不同深度的温度变化。

3 计算及实验结果分析

数值计算中, 采用的激光为高斯脉冲, 波长 $\lambda = 800$ nm, 激光脉宽 $t_p = 30$ fs, 设 $t=0$ 时刻, 激光脉冲的峰值正好达材料表面, 则把开始计算的时刻定义在 $t_0 = -2t_p$ ^[10]。取激光能量密度 $E = 40$ J/m², 电子比热容系数 $\gamma_e = 6.0 \times 10^6$ J/(m³ · K²)。

3.1 自旋比热随温度变化对系统温度的影响

由 Maarten van Kampen 的实验^[11]得知, 自旋比热是随自旋温度升高而增大的, E. Beaurepaire 等^[2]在模拟镍(Ni)的热化动力学时, 自旋比热是通过实验总比热减去电子和晶格对比热的贡献而得到的。这就存在要对镍的总比热随温度变化的情况进行测量的问题, 而且在几皮秒的时间范围内同一时刻的电子温度、晶格温度和自旋系统温度是不同的, 如何将总比热对应地减去电子和晶格比热, 也是一个难以把握的问题。因此, 在三温模型中假设一个描述自旋比热随自旋温度变化的表达式, 直观地描述自旋温度变化的速度。采用一个简单的线性函数

来表示自旋比热 $C_s(T_s) = \gamma_s T_s$, γ_s 相当于自旋的比热容常数。这种近似是合理的, 因为从 Maarten van Kampen^[11] 的文章得知, 在较低温的时候 (< 600 °C) 总比热随温度近似地成线性增长。虽然自旋对比热的贡献在居里温度附近有一个下降^[9], 但这个温度实际上难以达到, 因此这里对自旋比热的假设在实验所涉及到的范围内是值得引进的, 下面将进一步对其进行验证。

以 Ni 薄膜为例进行模拟, 各项参数如表 1 所示。图 2 为当取 C_s 为常数, 和取 γ_s 为不同值时采用(5)~(7)式模拟得到的结果, 取耦合常数值为 $g_{el} = 8 \times 10^{17}$ W/(m³ · K), $g_{es} = 6 \times 10^{17}$ W/(m³ · K) 和 $g_{sl} = 3 \times 10^{16}$ W/(m³ · K)。图 2(b) 的 γ_s 是为获得与图 2(a) 相等的初始自旋比热而计算得到的, 前者的自旋延迟时间增大约 1 ps, 自旋峰值温度减小 40 K 左右, 整个系统达到平衡时的温度值也减小近 15 K, 因此自旋比热随温度变化不仅对自旋的温升有影响, 还对系统平衡值有一定的影响。通过多次模拟得到了与参考文献^[12, 13]相一致的结果, 如图 2(c) 所示, 这时 $\gamma_s = 1 \times 10^3$ J/(m³ · K²); 这个值几乎不影响电子系统和晶格的变化趋势, 可以看作是自旋系统的比热容常数, 它数值上比电子比热容常数 γ_e 小, 可以推断出自旋比热随温度的变化比电子比热小, 取适当的值可以优化自旋系统的延迟时间和三个温度系统的平衡值。

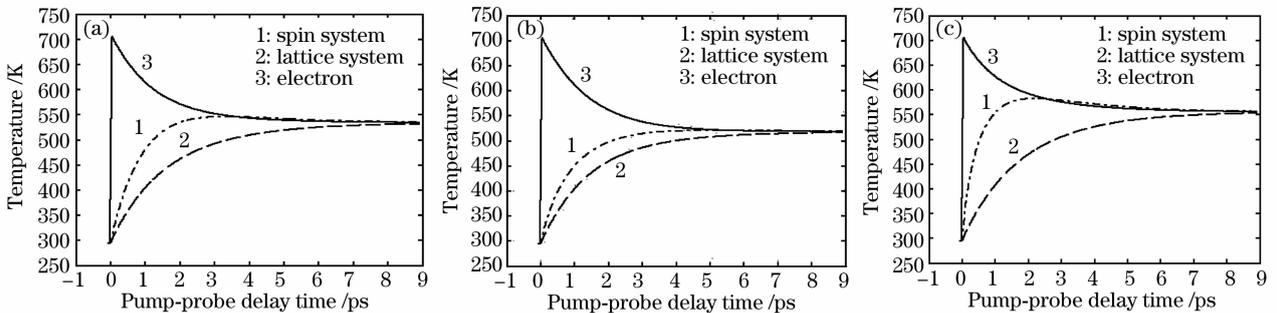


图 2 电子温度、晶格温度和自旋温度随抽运-探测延迟时间 t 的变化

Fig. 2 Change of electron temperature, lattice temperature and spin temperature by the pump-probe delay time t

(a) $C_s = 0.8 \times 10^6$ J/(m³ · K); (b) $\gamma_s = 2.75 \times 10^3$ J/(m³ · K²); (c) $\gamma_s = 1 \times 10^3$ J/(m³ · K²)

表 1 材料的物理参数

Table 1 Physical properties of material

Physical quantity	R	T	$\delta /$ nm	$\delta_b /$ nm	$d /$ nm
Value	0.5	0.092	11	12	25

3.2 实验过程及结果

为了进一步研究这个模型的合理性,采用飞秒激光瞬态反射技术抽运探测技术对铁磁薄膜表面的反射率变化进行测量,装置示意图如图 3 所示,通过电子反射率变化来分析修正后模型的精确性。钛宝石激光系统发射出中心波长为 800 nm,重复频率 82 MHz,单脉冲宽度 30 fs 的飞秒脉冲,激光功率为 130 mW。此飞秒脉冲经过放大级放大,并被分束镜分成两束,分别为抽运光和探测光,能量密度比约为 10:1。通过控制抽运光和探测光之间的时间延迟就可以测得不同延迟时间的反射率变化量 $\Delta R/R = [R(t) - R_0]/R_0$, R_0 为铁磁薄膜在环境温度为 295 K 时的反射率; ΔR 为不同延迟时间薄膜的瞬时反射率。对铁磁性薄膜的研究^[3,11,14]证明薄膜反射率的相对变化与电子温度的变化近似成正比,即^[14]

$$\frac{\Delta R_e}{(\Delta R_e)_{\max}} \approx \frac{\Delta T_e}{(\Delta T_e)_{\max}}, \quad (8)$$

式中 ΔR_e 为薄膜表面反射率的变化量, $(\Delta R_e)_{\max}$ 为反射率变化量的最大值, ΔT_e 为电子温度的变化量, $(\Delta T_e)_{\max}$ 为电子温度变化量的最大值。由于反射率的变化主要来源于电子(载流子)的贡献^[15],因此反射率变化 $\Delta R/R$ 可近似等效为电子引起的反射率变化(忽略晶格温升的贡献^[16])。所以,实验结果和三温模型分析结果通过(8)式联系起来。

3.2.1 对 NiFe 薄膜反射率变化的测量及模拟

以 NiFe 薄膜为例,实验测得了 20 nm 和 60 nm 厚度的 NiFe 薄膜的瞬时反射率变化曲线,如图 4 中曲线 1 所示。图 4 中曲线 2,3 分别表示自旋比热容系数 $\gamma_s = 2 \times 10^3 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K}^2)$ 和自旋比热为常数 $C_s = 5.9 \times 10^6 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 时的模拟结果,在两种厚度的镍薄膜上得到相同的结果,即采用参数 γ_s 模拟的结果与实验结果更接近[耦合参数取值为 $g_{sl} = 30 \times 10^{17} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$, $g_{es} = 20 \times 10^{17} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ 和 $g_{sl} = 10 \times 10^{16} \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$]。这是因为两种模拟采用的初始自旋比热相同,随着自旋系统温度的升高,自旋比热也相应增大,使得三温系统的平衡值降低。若自旋比热在整个过程中维持不变,必将增大模拟的误差,这也是采用 γ_s 来表示自旋比热随温度变化的原因。可以推断,若加大激光能量,两个模型的计算结果差别将增大。零点之前实验数值高于模拟结果,这是抽运光对薄膜的加热作用使得其对探测光的吸收减弱引起的;在零点之后,实验中的反射率变化较快,这与实验装置的精度相关,同时模拟过程中未考虑薄膜的热扩散作用,因而系统平衡时,模拟数值偏大。

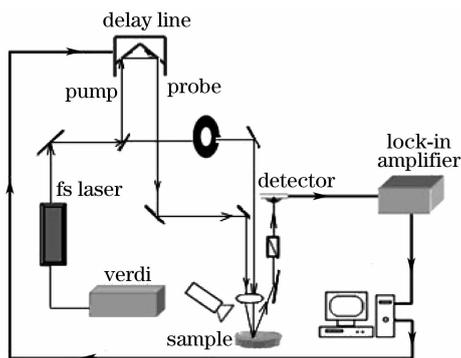


图 3 飞秒激光抽运-探测反射测量装置示意图

Fig. 3 Experiment sketch of the pump-probe system

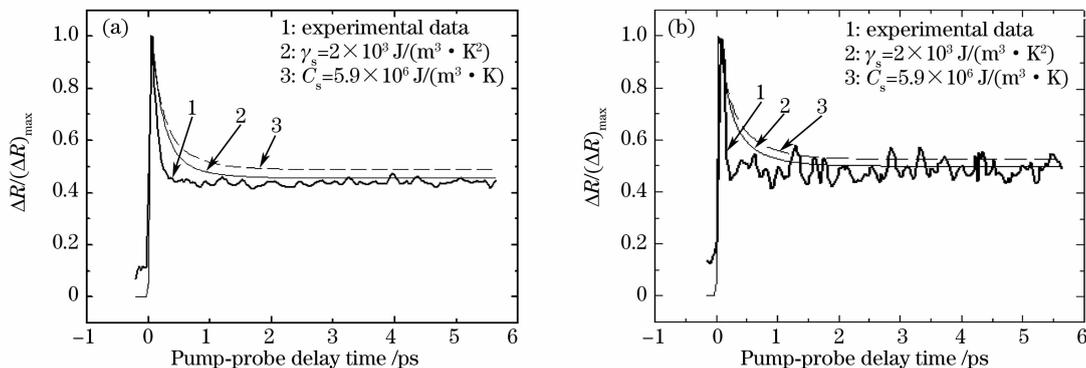


图 4 20 nm(a)和 60 nm(b)的 NiFe 薄膜反射率变化的测量与模拟结果

Fig. 4 Measurements and simulation results of reflectivity change of NiFe films at the thicknesses of 20 nm (a) and 60 nm (b)

3.2.2 对不同抽运光功率下 NiFe 薄膜反射率变化的测量及数值模拟

对 20 nm 厚的 NiFe 薄膜在不同抽运光功率下的反射率变化进行了探测实验。探测光的功率为 12 mW, 在聚焦镜前加一个衰减镜来调节抽运光的功率, 实验结果如图 5(a) 所示, 发现反射率变化 $\Delta R/R$ 最大值和 $\Delta R/R$ 最大值与平衡值之间的差值都随抽运功率增大而增大, 但前者变化相对较快。图 5(b) 为采用 $\gamma_s = 1.5 \times 10^3 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K}^2)$ 和 $C_s = 4.5 \times 10^5 \text{ J}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ (即模型修正后和修正前) 的模拟结果。由于修正前后的电子温度最大值几乎相

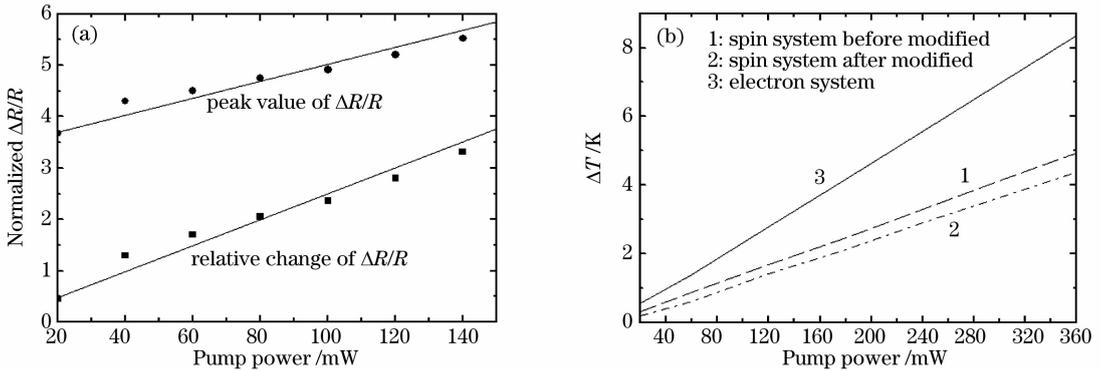


图 5 不同抽运功率下, NiFe 薄膜的反射率变化的实验结果(a)和电子温度与自旋温度的模拟结果(b)

Fig. 5 Experimental results of reflectivity change of NiFe films (a) and simulation results of ΔT_e and ΔT_s (b) at different pump powers

3.2.3 磁性薄膜厚度对铁磁薄膜热化动力学的影响

对不同厚度镍薄膜的反射率变化进行了探测。为便于分析, 将激光能量密度设为 $2 \text{ J}/\text{m}^2$, 其他实验参数基本不变, 实验结果如图 6(a) 所示。各种厚度的镍薄膜在反射率上升阶段的动力学行为差别不大, 到达稳定的时间基本一致, 但达到稳定后的反射率有所差别, 10 nm 的反射率变化 $\Delta R/R$ 最大, 而 50 nm 和 100 nm 厚度的反射率变化相当。这是由于采用的探测光束能量小于带间跃迁的阈值, 被激发后的电子对探测光的吸收增强, 导致探测光束的反射率降低, 反射率负向变化^[17]。而薄膜厚度小于材料的光透深度^[9] (即 10 nm 的镍薄膜) 时, 被激发后的电子对探测光相对吸收作用较大, 反射率变化大于薄膜厚度较大的情况, 薄膜的电子温度变化增大; 在较厚的薄膜中, 电子-电子耦合的动力学行为一致, 根据反射率变化与电子温度的关系^[3] 得知, 它们达到平衡时的温度值相当。

图 6(b) 为 10 nm 的镍薄膜在飞秒激光作用下的三温系统的变化情况, 注意到电子的最高温约为 345 K, 到达平衡时的值为 318 K, 而图 6(c), (d) 中

同, 因此这里只有一条描述电子温度的线; 电子温度和自旋系统温度都随抽运功率呈线性增长趋势, 模型修正后的自旋峰值温度与修正前相比很小, 这是由于飞秒激光器抽运功率小, 引起的自旋温升很小, 但随着抽运功率的升高, 两者之间的温度差有增大的趋势。对比图 5(a) 和 (b), 虽然模拟结果不能直观地反映反射率变化情况, 但薄膜受激光作用后的温升值影响其对探测光的吸收, 温升越大, 对探测光的吸收就越小, 反射率增大。因此, 图 5(b) 中电子峰值温度的变化趋势与图 5(a) 相符。

50 nm 和 100 nm 薄膜的电子温度峰值相差不大, 分别为 316 K 和 314 K, 系统达到平衡时的温度值也都在 304 K 左右。这个结果与反射率变化的实验结果一致。这说明该三温模型可以很好地反映系统对不同厚度薄膜内部电子的温升及其达到平衡时的状态。进一步分析自旋和晶格的温度变化, 发现镍薄膜的厚度不同并没有影响自旋和晶格加热的延迟时间, 但薄膜厚度接近光透深度时, 自旋峰值温度和平衡值升高; 当它大于这一深度时, 厚度的增加对三温系统的影响不大。

4 结 论

采用有限差分法对三温模型进行了数值求解, 结合飞秒抽运探测技术, 研究了磁性薄膜材料在飞秒激光作用下的热化动力学过程。引进一个相当于自旋比热容常数的系数 γ_s 来描述自旋比热随自旋温度的变化趋势, 选取适当的 γ_s 可以优化自旋系统的延迟时间和三个温度系统的平衡值; 结合实验对镍铁合金薄膜在抽运激光下反射率变化进行了研究, 发现修正后的模型模拟结果和实验结果匹配得

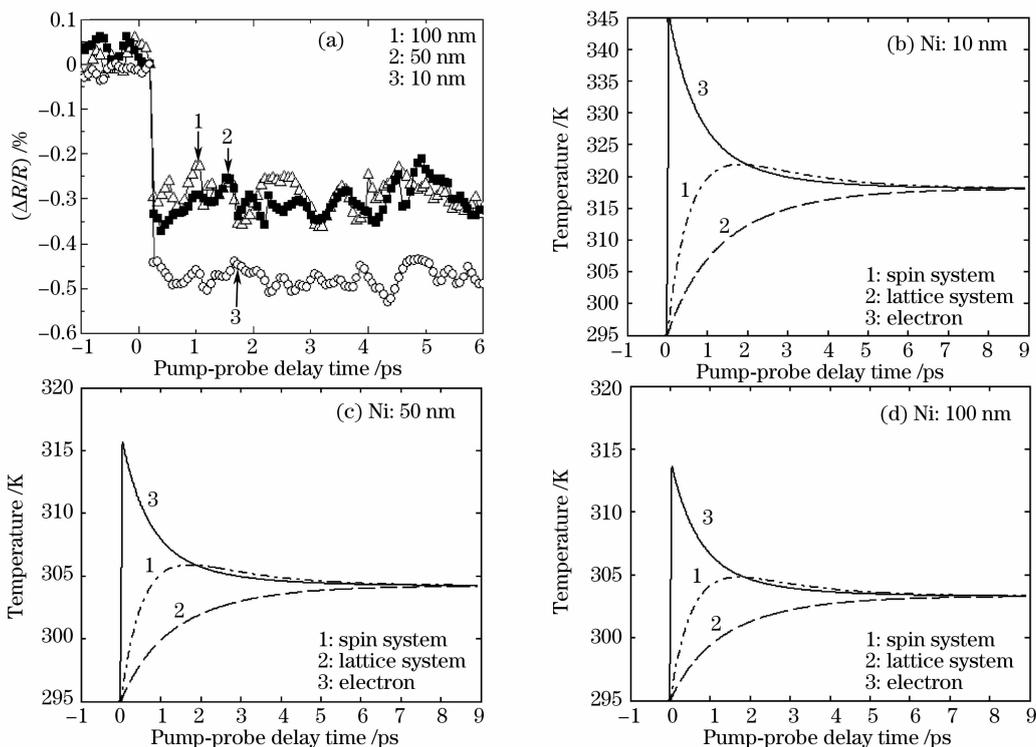


图 6 不同厚度镍薄膜表面反射率变化的测量结果(a)和热化学动力学行为模拟结果(b)~(d)

Fig. 6 Measurements of reflectivity change (a) and the modeling results of thermalization dynamics (b)~(d) of Ni films at different thicknesses

较好,并进一步研究了反射率变化峰值和电子温度峰值随激光功率的变化情况;同时对不同厚度镍薄膜在飞秒激光作用下的热动力学进行了分析。

参 考 文 献

- Ren Yang. Ultrafast Spin Dynamics in Magnetic Thin Films [D]. Shanghai: Fudan University, 2008. 10~11
任 杨. 磁性薄膜的光诱导超快自旋动力学研究[D]. 上海:复旦大学, 2008. 10~11
- E. Beaurepaire, J. C. Merle, A. Daunois *et al.*. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(22):4250~4253
- M. Djordjevic, M. Lüttich, P. Moschkau *et al.*. Comprehensive view on ultrafast dynamics of ferromagnetic films [J]. *Phys. Stat. Sol.*, 2006, **3**(5):1347~1358
- S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, T. L. Perelman. Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses [J]. *Sov. Phys. -JETP*, 1974, **39**:375~377
- Lan Jiang, Lishan Li, Sumei Wang *et al.*. Microscopic energy transport through photon-electron-phonon interactions during ultrashort laser ablation of wide bandgap materials part I: photon absorption [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(4):779~789
- Ni Xiaochang, Wang Qingyue. Finite difference method for thermal analysis of femtosecond-picosecond pulse laser ablation on metal surface [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(4):277~280
倪晓昌,王清月. 飞秒、皮秒激光烧蚀金属表面的有限差分热分析[J]. 中国激光, 2004, **31**(4):277~280
- Wu Xuefeng. Studies on Theories and Experiments in Femtosecond Laser Ablation of Metal [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2006. 12~15
吴雪峰. 飞秒激光烧蚀金属的理论与试验研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学, 2006. 12~15

- B. N. Chirkov, C. Momma, S. Nolte *et al.*. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids [J]. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, 1996, **63**(2):109~116
- J. Hohlfeld, S.-S. Wellershoff, J. Güdde *et al.*. Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals [J]. *Chem. Phys.*, 2000, **251**(1-3):237~258
- Wael M. G. Ibrahim, Hani E. Elsayed-Ali, Carl E. Bonner, Jr. *et al.*. Ultrafast investigation of electron dynamics in multi-layer metal [J]. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, **47**(10-11):2261~2268
- Maarten van Kampen. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Metals [D]. Eindhoven: Technology University, 2003. 36~64
- Guoping Zhang, Wolfgang Hübner, Eric Beaurepaire *et al.*. Laser-induced ultrafast demagnetization: femtomagnetism, a new frontier? [J]. *Topics Appl. Phys.*, 2002, **83**:245~290
- G. P. Zhang, W. Hübner. Femtosecond spin dynamics in the time domain [J]. *J. Appl. Phys.*, 1999, **85**(8):5657~5659
- T. Q. Qiu, T. Juhasz, C. Suarez *et al.*. Femtosecond laser heating of multi-layer metals—II. experiments [J]. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1994, **37**(17):2799~2808
- Liu Guodong, Wang Guibing, Li Jianfeng *et al.*. Ultrafast carrier dynamics in surface of silicon-on-insulator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3):752~755
刘国栋,王贵兵,李剑峰等. 绝缘衬底上硅表面载流子的超快动力学研究[J]. 光学学报, 2009, **29**(3):752~755
- Liu Guodong, Wang Guibing, Fu Bo *et al.*. Ultrafast pump-probe reflectivity study of carrier dynamics in silicon surface [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(9):1365~1369
刘国栋,王贵兵,付 博等. 单晶硅表面载流子动力学的超快抽运探测[J]. 中国激光, 2008, **35**(9):1365~1369
- Jin Weifeng. Ultrafast Thermalization Dynamics of Nickel Film and Its Dependence on Nanostructure [D]. Zhenjiang: Jiangsu University, 2008. 45~46
金卫凤. 镍薄膜超快热动力学及其微纳结构影响的研究[D]. 镇江:江苏大学, 2008. 45~46