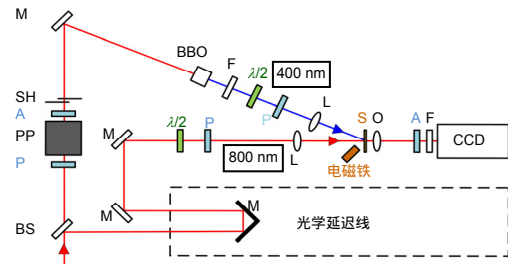


DOI: 10.12086/oe.2019.180629

GdFeCo 材料全光磁反转的 微观三温度模型研究

姚涵, 王思聪*, 魏琛, 曹耀宇, 李向平*

暨南大学光子技术研究院, 广东省光纤传感与通信技术重点实验室,
广东 广州 510632

摘要: 与外加磁场和热辅助磁反转相比, 全光磁反转将磁化反转时间缩短至 100 ps 之内, 得到了人们的广泛关注。其中, 亚铁磁材料 GdFeCo 是能够实现单脉冲全光磁反转的重要材料, 在全光磁存储领域中具有巨大的潜在应用价值。本文利用微观三温度模型(M3TM)理论模拟并实验验证了 GdFeCo 材料因热效应所引起的全光磁反转过程。具体研究了 GdFeCo 材料在单脉冲激发下磁化场的全光磁动力学过程, 以及 GdFeCo 材料的全光磁响应末状态随激光脉冲能量与脉宽的变化关系。与原子自旋模型和 Landau-Lifshitz-Bloch(LLB)模型相比, M3TM 更简洁地给出了单脉冲激发下 GdFeCo 材料磁化场随时间的变化关系以及角动量转移的量子化关系, 为基于热效应的全光磁反转的快速、大面积计算提供了有效手段。

关键词: 微观三温度模型; GdFeCo; 全光磁反转

中图分类号: TP333; TP391

文献标志码: A

引用格式: 姚涵, 王思聪, 魏琛, 等. GdFeCo 材料全光磁反转的微观三温度模型研究[J]. 光电工程, 2019, 46(3): 180629

Microscopic three-temperature model for all-optical switching in GdFeCo

Yao Han, Wang Sicong*, Wei Chen, Cao Yaoyu, Li Xiangping*

Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China

Abstract: Compared with magnetic switching by an external magnetic field or by a heat-assisted manner, all-optical switching (AOS) can complete the switching process within 100 ps, which has attracted extensive attention from researchers. Among the magneto-optical materials which can realize AOS, the ferrimagnetic GdFeCo has the ability to realize single-shot AOS and possesses great potential in all-optical magnetic storage. In this paper, a microscopic three-temperature model (M3TM) is utilized to simulate the AOS process of GdFeCo, which is also demonstrated experimentally, under the excitation of a single laser pulse based on the heating effect. By using this M3TM, the AOS dynamics and the final magnetization states of GdFeCo induced by single laser pulses with different energy and pulse widths are calculated and analyzed concretely. Compared with the atomic spin model and the Landau-Lif-

收稿日期: 2018-11-30; 收到修改稿日期: 2019-02-28

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目(11604123); 国家自然科学基金优秀青年基金项目(61522504); 国家自然科学基金重点项目(61432007); 中央高校基本科研业务费专项资金资助(21616338); 广东省创新创业团队项目(2016ZT06D081)

作者简介: 姚涵(1994-), 女, 硕士, 主要从事磁光存储的研究。E-mail: yaohan@stu2016.jnu.edu.cn

通信作者: 王思聪(1987-), 男, 博士, 主要从事矢量光场、全光磁存储的研究。E-mail: wangsc@jnu.edu.cn

李向平(1979-), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事高密度数据存储、超分辨、超表面等领域的研究。

E-mail: xiangpingli@jnu.edu.cn

shitz-Bloch (LLB) model, M3TM provides a more concise time-varying expression of the magnetization of GdFeCo and explicitly addresses the dissipation of angular momentum after the laser-pulse excitation, which enables faster calculations of the heat-induced magnetization dynamics in magneto-optical materials with large areas.

Keywords: microscopic three-temperature model; GdFeCo; all-optical switching

Citation: Yao H, Wang S C, Wei C, et al. Microscopic three-temperature model for all-optical switching in GdFeCo[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(3): 180629

1 引言

磁存储在数据存储领域中扮演着十分重要的角色。例如,当今被广泛使用的硬盘便利用磁存储技术对庞大的信息数据进行海量存储和快速处理。随着科学的进步,人们不断地发展和革新磁存储技术。其中,以逻辑比特“0”和“1”作为存储单元的垂直记录数字存储技术被广泛地应用于高密度磁存储中^[1]。在此技术中,人们利用外加垂直磁场(即磁场方向垂直于磁材料表面)来实现对磁材料磁化单元的垂直反转控制。为了能够更长时间稳定地保存记录信息,大矫顽力的磁材料常被用作存储媒介。为此,外加强磁场便成为实现高密度垂直磁记录的必要条件。然而,目前商业产品化的磁头只能产生小于 2.4 T 的有限磁场^[2-3],给高密度垂直磁记录带来了巨大的困难。为解决这一问题,人们提出了结合激光脉冲辐射的热辅助磁记录方法^[4-5]。激光脉冲可以快速提升磁材料的温度,迅速减小磁材料的矫顽力,进而减小所需的外加磁场。尽管如此,在外界磁场的作用下,磁材料的电子自旋是以进动的形式来完成反转过程,其特征时间为几个纳秒^[6],这便大大限制了磁反转的速率。因此,如何实现超快的磁反转成为了磁学领域的重要议题。

2007 年,全光磁反转被人们首次提出^[7]。研究表明,在无任何外加磁场的条件下,仅利用脉宽为 40 fs 的激光脉冲作为激发源,亚铁磁材料 GdFeCo 便可实现全光磁反转。在这一过程中,电子自旋温度迅速升高,Gd 和 Fe 亚晶格通过强烈的交换耦合作用实现磁化反转^[8],其反转时间可缩短至 100 ps 之内^[9]。其中,唯象定义电子自旋温度反映了在超短激光脉冲激发下,磁系统所具有的能量大小^[6,10]。这一研究发认为超快磁记录提供了有效途径。为了在理论上对 GdFeCo 材料的超快全光磁反转过程进行系统的数学描述,人们对原子自旋模型^[11-15]和 Landau-Lifshitz-Bloch(LLB)模型^[16]进行了适当的修正,将有效热场引入到了模型中^[17]。利用这些数学模型,人们模拟了在超短激光脉冲的激发作用下,热效应在 GdFeCo 磁化场动力学中

的关键作用。其中包括 GdFeCo 材料的亚皮秒超快非平衡去磁化过程^[8]、百皮秒内的全光磁反转过程^[9]以及 Gd 亚晶格与 Fe 亚晶格的瞬时类铁磁耦合过程^[8]。然而,这些模型仅利用阻尼参数来唯象地描述角动量的转移过程,因此无法给出磁反转过程中角动量转移的量子化信息^[18]。由于角动量的量子化转移过程是解释全光磁响应微观机制的重要依据,因此如何获取角动量转移的量子化信息是正确理解光磁材料全光磁响应的关键。

2009 年,Koopmans 等人基于 Elliott-Yafet 自旋散射理论,建立了能够明确表明电子、晶格以及自旋间量子化角动量转移过程的微观三温度模型(microscopic three-temperature model, M3TM)^[19]。在此模型中,电子自旋反转是通过一定概率地发射或吸收一个声子来实现。利用此模型,人们统一了两类矛盾的超快激光诱导去磁化过程^[19],计算了多晶格磁材料的超快动力学过程^[19],证明了 Co/Pt 多层膜结构自旋轨道耦合增强的超快去磁化过程^[18]。进一步,为了解释 Co/Pt 多层膜结构的超快全光磁反转过程,Koopmans 等人在 M3TM 中引入由反法拉第效应所诱导的有效磁场,并发现由于自旋和轨道的强耦合作用,能够用于实现磁反转的反法拉第效应有效磁场的最短寿命在百飞秒量级^[20]。然而,这些模型还无法应用于能够实现单脉冲全光磁反转的 GdFeCo 材料。这是因为引起 GdFeCo 材料全光磁反转的是超短激光脉冲的热效应,而非光磁反法拉第效应^[8,21-22]。与引入有效热场的原子自旋模型和 LLB 模型相对应,若将有效热场引入 M3TM,便可利用 M3TM 对 GdFeCo 材料的全光磁响应进行计算与模拟,且能够得到此过程中电子、晶格以及自旋间角动量转移的量子化信息。

本文通过将有效热场引入 M3TM,理论模拟并实验验证了 GdFeCo 材料因热效应所引起的全光磁反转过程。具体研究了 GdFeCo 材料在超短激光单脉冲激发下磁化场的超快全光磁动力学过程,以及 GdFeCo 材料全光磁响应的末状态随激光脉冲能量和脉宽的变化关系。引入有效热场的 M3TM 更简洁地给出了在单

脉冲激发下 GdFeCo 材料磁化场随时间的变化关系以及角动量转移的量子化关系,并为基于热效应的全光磁反转的快速、大面积计算提供了有效手段。

2 基本原理

2.1 微观三温度模型的提出

2009 年, Koopmans 等人首次提出了 M3TM, 与原子自旋模型和 LLB 模型相比, M3TM 将三维磁化场的计算简化为平面外取向(即磁化场取向垂直于材料表面)磁化场的计算, 特别适用于易磁化轴垂直于表面的磁材料。此模型基于 Elliott-Yafet 散射模型(如图 1 所示), 明确讨论了磁动力学过程中电子与晶格角动量间的量子化转移过程。其中, a_{sf} 为电子自旋反转概率。如图 1(a)所示, 当电子自旋角动量为 +1/2 时, 电子通过辐射角动量为 +1 的声子来实现向电子自旋角动量为 -1/2 的转化。与之相反, 如图 1(b)所示, 当电子自旋角动量为 -1/2 时, 电子通过吸收角动量为 +1 的声子来实现向电子自旋角动量为 +1/2 的转化。

基于 Elliott-Yafet 散射模型的 M3TM 具体表达式如下^[19]:

$$\frac{dm}{dt} = Rm \frac{T_p}{T_c} \left(1 - m \coth \left(m \frac{T_c}{T_e} \right) \right), \quad (1)$$

其中: R 为材料的退磁率, 且有 $R \propto a_{sf} T_c^2 / \mu_{at}$, μ_{at} 表示原子磁矩大小。通过对 R 值大小的调节, 可同时描述两类矛盾的超快激光诱导去磁化过程。 $m = M / M_s$ 、 T_c 、 T_e 、 T_p 分别代表材料的归一化磁化强度、居里温度、电子温度以及晶格温度, 且:

$$\begin{cases} C_e \frac{dT_e}{dt} = g_{ep} (T_p - T_e) + P(t, r) - \kappa (T_e - T_{amb}) \\ C_p \frac{dT_p}{dt} = g_{ep} (T_e - T_p) \end{cases}, \quad (2)$$

其中: C_e 、 C_p 分别表示电子、晶格的比热; g_{ep} 表示电

子—晶格的耦合常数, 用于描述能量相互转换的速率; κ 代表热扩散系数; T_{amb} 表示环境温度; $P(t, r)$ 表示被材料吸收的激光功率密度, 其表达式如下:

$$P(t, r) = P_0 \exp \left(-\frac{(t - t_0)^2}{\tau^2 / 4 \ln 2} \right) \cdot \exp \left(-\frac{r^2}{2r_0^2} \right), \quad (3)$$

式中: P_0 表示脉冲的能量密度; τ 为激光的脉宽; t 与 t_0 表示有效场的时间项, t_0 表示激光照射的初始时间; r 与 r_0 表示有效场的空间项, r_0 表示光斑半径的大小。

2.2 引入反法拉第效应有效磁场的微观三温度模型

2016 年, Koopmans 等人在 M3TM 中引入反法拉第效应有效磁场来模拟铁磁材料的全光磁反转过程, 其具体表达式如下^[20]:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{RT_p}{T_c} (m + b_{eff}) \left(1 - m \coth \left(\frac{T_c}{T_e} (m + b_{eff}) \right) \right), \quad (4)$$

其中: b_{eff} 为反法拉第效应所诱导的有效磁场^[23-26], 其取值与入射光场的偏振态旋向有关。当入射光为左旋圆偏振光时, b_{eff} 正; 当入射光为右旋圆偏振光时, b_{eff} 为负; 当入射光为线偏振光, b_{eff} 为 0。

2.3 引入有效热场的微观三温度模型

原子自旋模型可有效模拟电子自旋在周围有效场作用下的进动过程, 其原始表达式:

$$\frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = -\frac{\gamma}{\mu_s} (\mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_i), \quad (5)$$

其中: $\mathbf{S}_i = \boldsymbol{\mu}_i / \mu_s$ (i 表示空间位置坐标) 为归一化磁矩, $\mu_s = |\boldsymbol{\mu}_i|$, $\boldsymbol{\mu}_s$ 为原子磁矩, γ 为旋磁比, $\mathbf{H}_i = \partial H_{am} / \partial \mathbf{S}_i$ 表示有效场, H_{am} 为体系的哈密顿量。考虑到系统中的能量耗散作用, 在式(5)中引入横向阻尼项, 可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = & -\frac{\gamma}{(1 + \xi^2) \mu_s} \left(\mathbf{S}_i \times \frac{\partial H_{am}}{\partial \mathbf{S}_i} \right) \\ & - \frac{\gamma \xi}{(1 + \xi^2) \mu_s} \mathbf{S}_i \times \left(\mathbf{S}_i \times \frac{\partial H_{am}}{\partial \mathbf{S}_i} \right), \end{aligned} \quad (6)$$



图 1 基于 Elliott-Yafetz 散射模型的自旋反转示意图。(a) 辐射声子; (b) 吸收声子

Fig. 1 Elliott-Yafet spin-flip scattering on emission (a) or absorption (b) of a phonon, taking over angular momentum

其中： ξ 表示自旋系统的耦合参数，用以描述外界能量传递至自旋系统速度的快慢，进而影响磁化反转的时间^[11-15]。

2012 年，Ostler 等人则利用引入有效热场的原子自旋模型来模拟超短激光脉冲热效应所引起的全光磁反转过程^[8]。修正后的原子自旋模型将热噪声项引入到有效场中，变为

$$\frac{(1+\xi^2)\mu_s}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = -\mathbf{S}_i \times \left[\frac{\partial H_{\text{am}}}{\partial \mathbf{S}_i} - \zeta_i(T_e) \right] + \xi \mathbf{S}_i \times \left[\frac{\partial H_{\text{am}}}{\partial \mathbf{S}_i} - \zeta_i(T_e) \right], \quad (7)$$

其中： ζ_i 表示热噪声项，用高斯白噪声(功率谱密度服从均匀分布,幅度分布服从高斯分布)来表示相应的随机有效热场，具体表达式：

$$\begin{cases} \langle \zeta_i(t) \rangle = 0 \\ \langle \zeta_i^\eta(t) \zeta_j^\beta(t') \rangle = 2 \frac{k_B \mu_s}{\gamma} \xi T_e \delta_{i,j} \delta_{\eta,\beta} (t-t') \end{cases}, \quad (8)$$

其中： (i, j) 为所研究计算的空间位置坐标， (η, β) 为与其临近的空间位置坐标^[8]， k_B 为玻尔兹曼常数。

式(4)所表示的 M3TM 可用于模拟计算基于反法拉第效应的全光磁反转过程，而本文旨在利用 M3TM 模拟计算基于热效应的全光磁反转过程，因此需要对原始 M3TM 公式进行相应的修正。与引入有效热场的原子自旋模型类似，我们将反法拉第有效磁场 b_{eff} 替换为有效热场 ζ ，即相应的磁动力学表达式变为

$$\frac{dm}{dt} = \frac{RT_p}{T_c} (m + \zeta) \left(1 - m \coth \left(\frac{T_c}{T_e} (m + \zeta) \right) \right), \quad (9)$$

在计算过程中， T_e 、 T_p 可由式(2)、式(3)联立得到， ζ 可由式(8)得到。进一步，通过求解微分方程式(9)，便可求得 GdFeCo 材料磁化强度随时间的变化关系。由式(2)、式(3)可知， T_e 、 T_p 的变化与入射激光脉冲的能量密度和脉宽有关，通过选取不同的脉冲能量密度与脉宽，便可求得在相应超短脉冲激发下，材料磁化强度的末状态与全光磁动力学过程。

3 结果与分析

本文选取亚铁磁材料 $\text{Gd}_{27}\text{Fe}_{63.87}\text{Co}_{9.13}$ 作为研究对象。计算中各参数取值如下： $t_0=0$ ， $r_0=42 \mu\text{m}$ ， $C_e=\eta T_e$ ， $\eta=700 \text{ J/m}^3\text{K}^2$ ， $C_p=3 \times 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$ ， $g_{\text{ep}}=1.7 \times 10^{18} \text{ J/m}^3\text{Ks}$ ， $T_{\text{amb}}=298 \text{ K}$ ， $a_{\text{sf}}=0.1$ ， $R=22.7 \text{ ps}^{-1}$ ， $\gamma=1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$ ， $\kappa=1.2 \times 10^{18} \text{ J/m}^3\text{Ks}$ ， $k_B=1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ， $\mu_s=2.16 \times 10^{-23} \text{ J/T}$ ， $\xi=0.01$ ^[8,19,27-30]。激光脉冲脉宽设定为 200 fs。

图 2 所示为根据式(9)计算的在不同激光脉冲能量密度下，磁材料归一化磁化强度随时间的变化过程。图中，蓝色曲线表示当激光脉冲能量密度 $W=2.6 \text{ mJ/cm}^2$ 时，磁化场不能实现反转，在快速退磁后磁化强度在 2 ps 内恢复至初始状态。逐渐增大脉冲能量密度，当 $W=3.3 \text{ mJ/cm}^2$ (橙色线)与 $W=3.7 \text{ mJ/cm}^2$ (黄色线)时，磁化场在 3 ps 内实现了反转。继续增大脉冲能量密度，当 $W=5.0 \text{ mJ/cm}^2$ (紫色线)时，由于过高的脉冲

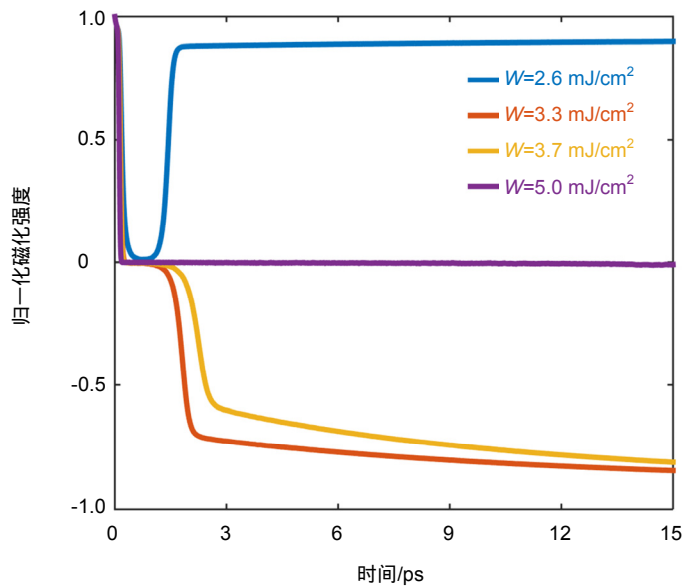


图 2 不同激光脉冲能量密度下，归一化磁化强度随时间的变化曲线
Fig. 2 The normalized magnetization as a function of time with different pulse fluences

能量会引起随机、多畴分布的磁化状态,退磁后,材料的平均磁化强度将保持为 0。

除脉冲能量密度外,脉冲宽度也是决定磁材料是否反转的关键因素。图 3 所示为 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 归一化磁化强度随脉冲能量密度与脉宽变化的分布图。黄色区域代表不反转区域,蓝色区域代表反转区域,绿色区域代表平均磁化强度为 0。随着有效热场脉冲持续时间的增加,磁反转可在更大的脉冲能量密度窗口中发生。当脉宽很小时,磁材料不会发生反转,只有当脉宽超过一定限度时,才会引起材料磁化场的反转。这里可实现磁反转的最小脉冲宽度为 40 fs,它的大小受引入计算的材料参数的影响,随着电子—晶格耦合常数 g_{ep} 的增大,将会引起最低反转脉宽值的减小。

为了验证引入有效热场的 M3TM 的有效性,我们在实验上对 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料在单脉冲激发下的全光磁动力学和全光磁响应末状态进行了观测。所用样品是通过磁控溅射的方法制备得到,并具有多层结构:玻璃/AlTi (10 nm)/SiN (5 nm)/GdFeCo (20 nm)/SiN (60 nm)。其中,选取玻璃作为生长基底,AlTi 作为散热层, SiN 作为覆盖层和缓冲层(括号中的数值代表各层的厚度)。实验中,所用激光器为掺钛蓝宝石啁啾脉冲放大器。激光脉冲的重复率为 1 kHz,中心波长为 800 nm,偏振态为线偏振,脉宽为 40 fs。图 4(a)为相应的实验装置图。分束镜(BS)将入射飞秒激光分成泵浦光

和探测光。泵浦光与探测光分别斜入射与正入射至样品,两束光的夹角约为 30° 。泵浦光与探测光聚焦透镜的焦距分别为 150 mm 和 200 mm,数值孔径分别约为 0.005 和 0.001。脉冲选择器(PP)可降低泵浦光的重复率,并结合光开关(SH)实现单脉冲泵浦光。波长为 800 nm 的单脉冲泵浦光通过 BBO 晶体倍频,转换为波长为 400 nm 的泵浦光。选用滤色片(CWL:(400 ± 2) nm; FWHM:(10 ± 2) nm)滤除泵浦光中余留下的 800 nm 激光,并选用滤色片(CWL:(800 ± 8) nm; FWHM:(40 ± 8) nm)滤除被物镜所收集到的泵浦光的散射光,以提高成像质量。放置于样品前方的电磁铁(LEYBOLD-562-131)可在样品表面处提供约为 500 Oe 的外部磁场,用于样品磁畴的初始化。物镜 O(Olympus UPlanSApo 20 \times)放置于样品的正后方,用于收集样品表面成像信息。由于光学元件对脉冲脉宽具有展宽作用,最终照射至样品的脉冲脉宽约为 200 fs。探测光通过法拉第效应将样品磁畴分布成像于 CCD (CoolSNAP MYO)上。根据法拉第效应,取向相反的磁畴可在 CCD 上呈现具有黑白对比度的空间区域。

在测量时,联合应用脉冲选择器、光开关和 BBO 晶体,获得波长为 400 nm 的单泵浦光脉冲。进一步,通过调节光学延迟线的空间位置来调节探测光相对于泵浦光的时间延迟,最终得到在超短泵浦光脉冲激发下, GdFeCo 材料的全光磁动力学过程。

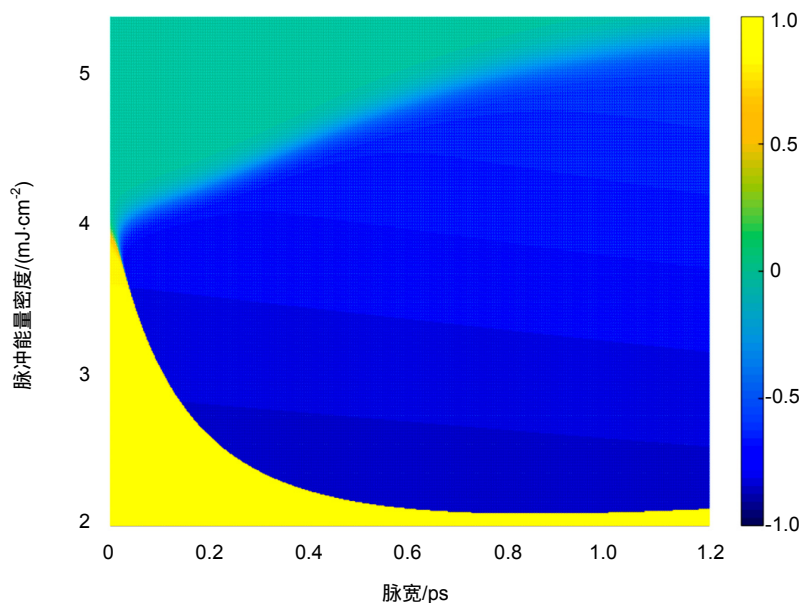


图 3 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 归一化磁化强度随脉冲能量密度与脉宽变化的分布图

Fig. 3 Phase diagram of the normalized magnetization of $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ versus pulse fluences and pulse widths

图 4(b)所示为 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料在单脉冲激发下的全光磁反转动力学的实验结果。其中，脉冲能量密度为 3.8 mJ/cm^2 。图中，白色区域表示 $m>0$ ，黑色区域表示 $m<0$ 。图 4(c)为利用引入有效热场的 M3TM 所计算的相应的数值模拟结果。图中，黄色区域表示 $m>0$ ，蓝色区域表示 $m<0$ 。图 4 最左侧所示为 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料的归一化初始状态，即 $m=+1$ 。材料在超短激光脉冲激发后 1 ps 内，呈现出强烈的非平衡态，此时超短激光脉冲实现了磁材料的退磁。13 ps 后，非平衡区域逐渐变小。约 54 ps 后，磁材料实现了磁化反转，呈现出清晰的反转区域，即 $m<0$ (实验结

果为黑色，仿真结果为蓝色)。直至末状态，磁材料几乎不再有所变化。对于金属材料，电声耦合时间约为 $100 \text{ fs} \sim 1 \text{ ps}$ ^[6]。然而，由于样品的实际反转尺寸在微米尺度，且入射光能量密度为高斯分布，这将会相应产生空间非均匀的电子温度分布，进而影响全光磁反转的完成时间^[7]。由图 4 可知，利用引入有效热场的 M3TM 所得的数值模拟结果与实验结果吻合，证明了利用其计算 GdFeCo 材料全光磁反转动力学过程的有效性。

图 5 所示为 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料全光磁响应的末状态随脉冲能量密度的变化图像，脉冲宽度为 200 fs。

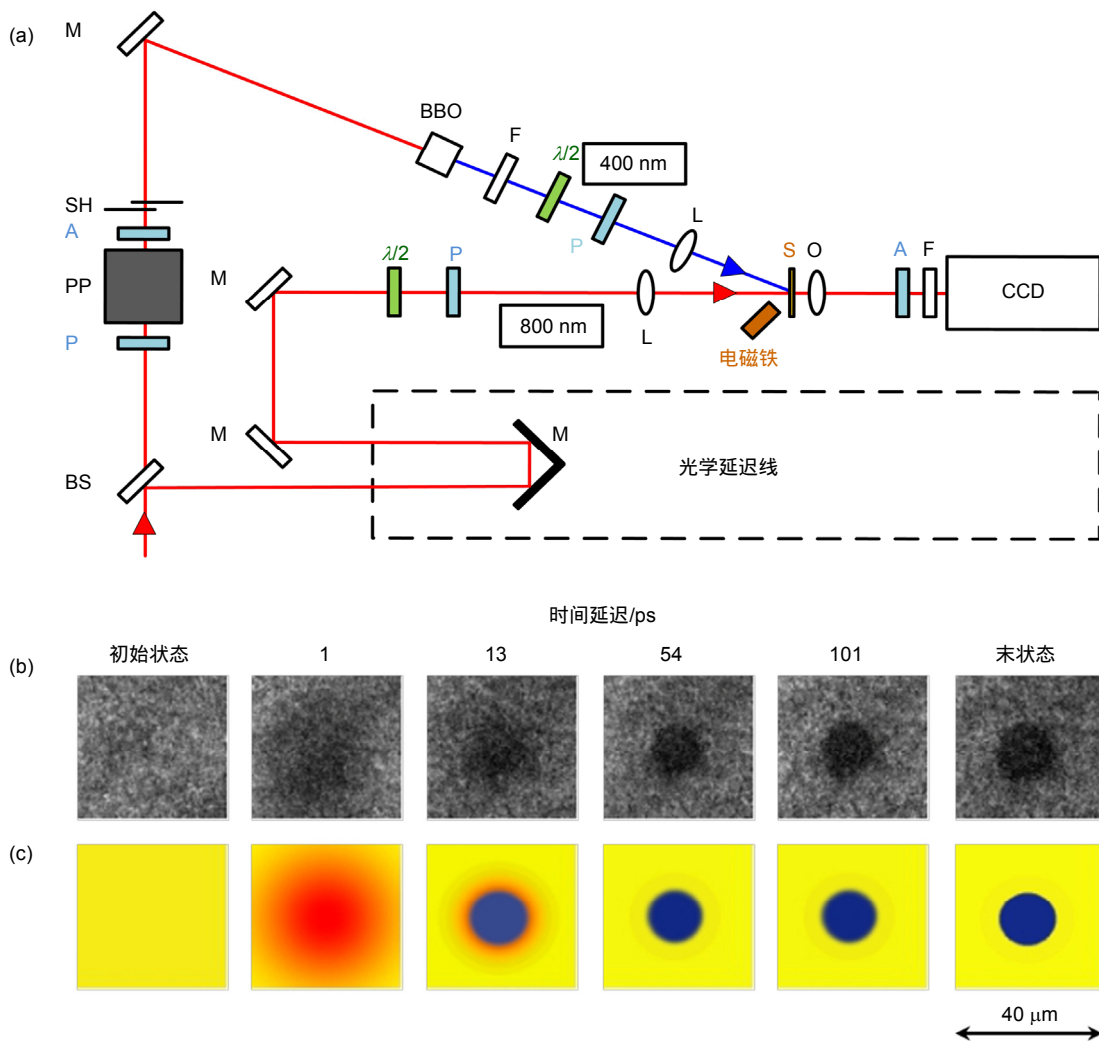


图 4 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料全光磁反转的动力学过程。(a) 实验装置图。BS: 分束器、M: 反射镜、P: 起偏器、A: 检偏器、PP: 脉冲选择器、SH: 光开关、F: 滤色片、 $\lambda/2$: 半波片、L: 透镜、S: 样品、O: 物镜；(b) 室温下的实验结果；(c) 数值模拟结果

Fig. 4 Dynamics of the all-optical switching of $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$. (a) Scheme of the experimental setup. BS: Beam splitter, M: Mirror, P: Polarizer, A: Analyzer, PP: Pulse picker, SH: Shutter, F: Color filter, $\lambda/2$: Halfwave plate, L: Lens, S: Sample, O: Objective; (b) The experimental results at room temperature; (c) The calculated results

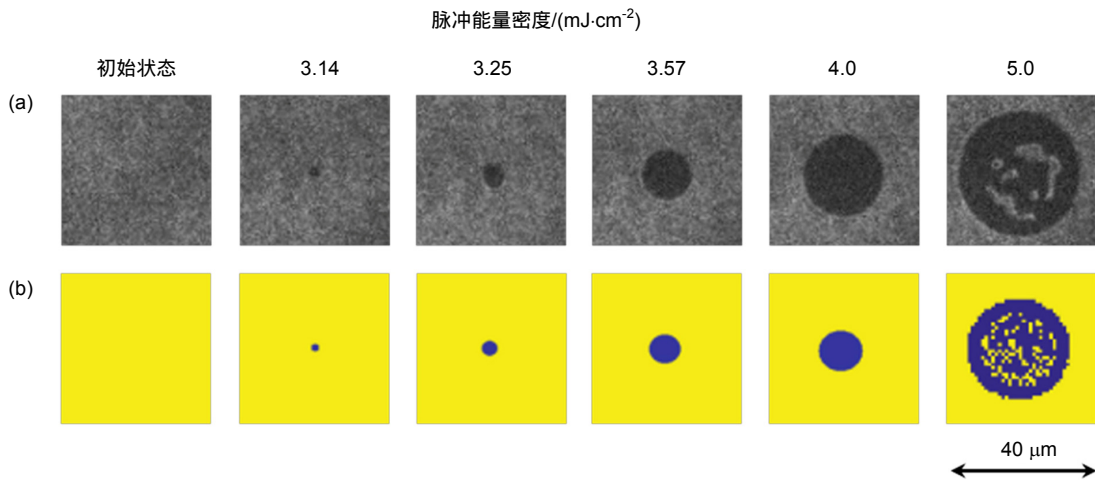


图 5 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料全光磁响应的末状态随脉冲能量密度的变化图。(a) 室温下的实验结果；(b) 数值模拟结果

Fig. 5 The final magnetization states of $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ with different pulse energy fluences. (a) The experimental results at room temperature; (b) The calculated results

图 5(a)、(b)分别表示实验结果与相应的数值模拟结果。当脉冲能量密度为 3.14 mJ/cm^2 时,由于 Gd 和 Fe 亚晶格间强烈的交换耦合作用^[27-28],磁材料开始实现反转。结果中出现不同的颜色区域(实验结果为黑色,模拟结果为蓝色),且此时具有较小的磁反转横向尺寸。随着脉冲能量密度的增大,由 3.25 mJ/cm^2 到 3.57 mJ/cm^2 ,再到 4.0 mJ/cm^2 时,磁反转横向尺寸逐渐增大。当脉冲能量密度继续增大到 5.0 mJ/cm^2 时,电子自旋温度迅速升高至居里温度以上, $GdFeCo$ 材料处于完全去磁化状态。材料冷却后,中心区域出现了随机分布的多磁畴现象^[7],周围区域由于脉冲能量密度较低而保持磁化反转状态。由图 5 同样可以发现,利用引入有效热场的 M3TM 所计算的 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料全光磁响应的末状态与实验结果吻合,再一次证明了将引入有效热场的 M3TM 用于计算 $GdFeCo$ 材料全光磁响应的有效性。

4 结 论

本文将有效热场引入微观三温度模型(M3TM),推导出在单脉冲激发下 $GdFeCo$ 材料磁化场随时间的变化关系。理论模拟并实验验证了 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料因热效应所引起的全光磁响应过程。其中,具体研究了 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料在单脉冲激发下磁化场的全光磁动力学过程,以及 $Gd_{27}Fe_{63.87}Co_{9.13}$ 材料的全光磁响应末状态随激光脉冲的能量密度与脉宽之间的变化

关系。数值模拟结果与实验结果相吻合。与引入有效热场的原子自旋模型和 LLB 模型相比,引入有效热场的 M3TM 更简洁地给出了 $GdFeCo$ 材料的全光磁动力学表达式以及光磁角动量转移的量子化关系,为基于热效应的全光磁反转的快速、大面积计算提供了有效手段。

参考文献

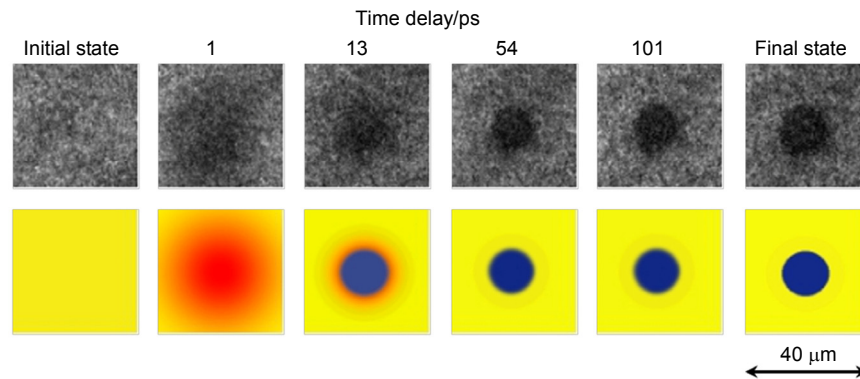
- [1] Iwasaki S. Perpendicular magnetic recording – Evolution and future[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1984, **20**(5): 657–662.
- [2] Schewe H, Stephani D. Thin-film inductive heads for perpendicular recording[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1990, **26**(6): 2966–2971.
- [3] Nakamura Y, Iwasaki S. On the resolution of perpendicular magnetic head[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1984, **20**(1): 105–107.
- [4] Cumpson S R, Hidding P, Coehoorn R. A hybrid recording method using thermally assisted writing and flux sensitive detection[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2000, **36**(5): 2271–2275.
- [5] Rottmayer R E, Batra S, Buechel D, et al. Heat-assisted magnetic recording[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2006, **42**(10): 2417–2421.
- [6] Kirilyuk A, Kimel A V, Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, **82**(3): 2731–2784.
- [7] Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(4): 047601.
- [8] Ostler T A, Barker J, Evans R F L, et al. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet[J]. *Nature Communications*, 2012, **3**: 666.

- [9] Gerrits T, van den Berg H A M, Hohlfield J, *et al.* Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping[J]. *Nature*, 2002, **418**(6897): 509–512.
- [10] Scholl A, Baumgarten L, Jacquemin R, *et al.* Ultrafast spin dynamics of ferromagnetic thin films observed by fs spin-resolved two-photon photoemission[J]. *Physical Review Letters*, 1997, **79**(22): 5146–5149.
- [11] Gilbert L T. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field[J]. *Physical Review*, 1955, **100**: 1243.
- [12] Landau L D, Lifshitz E. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*[M]. Perspectives in Theoretical Physics. Pergamon, 1992: 51–65.
- [13] Gilbert L T, Kelly M J. *Proceedings of the Pittsburgh Conference on Magnetism and Magnetic Materials*[M]. New York: American Institute of Electrical Engineers, 1955: 253.
- [14] Dillon F J, Jr. *Magnetism II*[M]. New York: Academic Press, 1963.
- [15] Kazantseva N, Hinzke D, Nowak U, *et al.* Towards multiscale modeling of magnetic materials: simulations of FePt[J]. *Physical Review B*, 2008, **77**(18): 184428.
- [16] Garanin A D. Generalized equation of motion for a ferromagnet[J]. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 1991, **172**(3): 470–491.
- [17] Rebei A, Simionato M. Fluctuations of the magnetization in thin films due to conduction electrons[J]. *Physical Review B*, 2005, **71**(17): 174415.
- [18] Kuiper C K, Roth T, Schellekens J A. Spin-orbit enhanced demagnetization rate in Co/Pt-multilayers[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **105**(20): 202402.
- [19] Koopmans B, Malinowski G, Dalla Longa F, *et al.* Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization[J]. *Nature Materials*, 2009, **9**(3): 259–265.
- [20] Cornelissen T D, Córdoba R, Koopmans B. Microscopic model for all optical switching in ferromagnets[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, **108**(14): 142405.
- [21] Khorsand R A, Savoini M, Kirilyuk A. Role of magnetic circular dichroism in all-optical magnetic recording[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **108**(12): 127205.
- [22] Wang S C, Wei C, Feng Y H. All-optical helicity-dependent magnetic switching by first-order azimuthally polarized vortex beams[J]. *Physical Review Letters*, 2018, **113**(17): 171108.
- [23] Wang S C, Cao Y Y, Li X P. Generation of uniformly oriented in-plane magnetization with near-unity purity in 4π microscopy[J]. *Optics Letters*, 2017, **42**(23): 5050–5053.
- [24] Wang S C, Li X P, Zhou J Y, *et al.* Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(17): 5022–5025.
- [25] Wang S C, Li X P, Zhou J Y, *et al.* All-optically configuring the inverse Faraday effect for nanoscale perpendicular magnetic recording[J]. *Optics Express*, 2015, **23**(10): 13530–13536.
- [26] Wang S C, Luo J J, Zhu Z Q, *et al.* All-optical generation of magnetization with arbitrary three-dimensional orientations[J]. *Optics Letters*, 2018, **43**(22): 5551–5554.
- [27] Radu I, Vahaplar K, Stamm C, *et al.* Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins[J]. *Nature*, 2011, **472**(7342): 205–208.
- [28] Evans R F L, Fan W J, Chureemart P. Atomistic spin model simulations of magnetic nanomaterials[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2014, **26**(10): 103202.
- [29] Atxitia U, Chubykalo-Fesenko O. Ultrafast magnetization dynamics rates within the Landau-Lifshitz-Bloch model[J]. *Physical Review B*, 2011, **84**(14): 144414.
- [30] Kazantseva N. Dynamic response of the magnetisation to picosecond heat pulses[D]. York, UK: The University of York, 2008: 1–128.

Microscopic three-temperature model for all-optical switching in GdFeCo

Yao Han, Wang Sicong*, Wei Chen, Cao Yaoyu, Li Xiangping*

Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 510632, China



The experimental and the calculated results of the dynamics and the final magnetization states of all-optical switching of $\text{Gd}_{27}\text{Fe}_{63.87}\text{Co}_{9.13}$

Overview: All-optically manipulating the orientations of the magnetization or the spins in magnetic materials has aroused intensive research interests for the attractive applications in ultrafast data storage, spin dynamics, and magnetic holography. Among these applications, all-optical switching (AOS) has emerged as a promising alternative way to realize ultrafast perpendicular magnetic recording. Compared with magnetic switching by an external magnetic field or by a heat-assisted manner, AOS can complete the switching process within 100 ps, which has attracted extensive attention from researchers. Among the magneto-optical materials which can realize AOS, the ferrimagnetic GdFeCo has the ability to realize single-shot AOS and possesses great potential in all-optical magnetic storage. Currently, the atomic spin model and the Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) model are the basic and frequently-used mathematical methods to describe the dynamics of GdFeCo after the laser-pulse excitation. However, these two models only use the damping parameters to phenomenologically describe the transfer process of angular momentum, and hence it is impossible to give the quantized information of angular momentum transfer during the switching process. In 2009, B. Koopmans et al. proposed a simple-form model which is called the microscopic three-temperature model (M3TM) to unify two contradictory ultrafast laser-induced demagnetization processes. This model is especially suitable for magnetic materials with the easy axis perpendicular to the surface and has been applied to calculate the ultrafast dynamics of multisublattice magnets, to demonstrate the spin-orbit enhanced demagnetization rate in Co/Pt-multilayers, and to explain the AOS in ferromagnets. In this model, the switching of electron spins is achieved by emitting or absorbing a phonon with a certain probability and hence the quantized information of angular momentum is explicitly given. In this paper, the M3TM is utilized to simulate the AOS process of GdFeCo, which is also demonstrated experimentally, under the excitation of a single laser pulse based on the heating effect. By using the M3TM, the AOS dynamics and the final magnetization states of GdFeCo induced by single laser pulses with different energy and pulse widths are calculated and analyzed concretely. Compared with the atomic spin model and the LLB model, M3TM provides a more concise time-varying expression of the magnetization of GdFeCo and explicitly addresses the dissipation of angular momentum after the laser-pulse excitation, which enables faster calculations of the heat-induced magnetization dynamics in magneto-optical materials with large areas.

Citation: Yao H, Wang S C, Wei C, *et al.* Microscopic three-temperature model for all-optical switching in GdFeCo[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, **46**(3): 180629

Supported by National Natural Science Foundation of China (NSFC) (11604123, 61522504, 61432007), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (21616338), and Guangdong Provincial Innovation and Entrepreneurship Project (Grant 2016ZT06D081)

* E-mail: wangsc@jnu.edu.cn; xiangpingli@jnu.edu.cn