

C 掺杂 FePt 铁磁薄膜光诱导超快退磁动力学研究

潘群峰 张泽宇 王会真 林贤 金钻明 程振祥 马国宏

Demagnetization dynamics of C-doped FePt film

Pan Qun-Feng Zhang Ze-Yu Wang Hui-Zhen Lin Xian Jin Zuan-Ming Cheng Zhen-Xiang Ma Guo-Hong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 127802 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.127802

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127802>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁头-磁盘接触作用力对磁记录层信息强度影响规律的定量研究

Quantitative research into the influence of slider-disk contact force on the information intensity of the magnetic recording layer

物理学报.2015, 64(23): 237502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237502>

L1-FePt 合金单层磁性薄膜的微磁学模拟

Micromagnetic modeling of L1-ordered FePt magnetic thin films

物理学报.2014, 63(16): 167504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167504>

La, Nb 共掺杂 BiFeO₃ 薄膜中的光致应变效应及应力调控

Transient photostriction and strain modulation in La, Nb-codoped BiFeO₃ thin films

物理学报.2014, 63(11): 117801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.117801>

锰酸钇薄膜中 Mn³⁺ 离子 d-d 跃迁的超快光谱学研究

Ultrafast spectroscopy of the Mn³⁺ d-d transition in YMnO₃ film

物理学报.2012, 61(17): 177802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.177802>

C掺杂FePt铁磁薄膜光诱导超快退磁动力学研究*

潘群峰¹⁾ 张泽宇¹⁾ 王会真¹⁾ 林贤¹⁾ 金钻明¹⁾
程振祥¹⁾²⁾ 马国宏^{1)†}

1)(上海大学理学院, 上海 200444)

2)(澳大利亚卧龙岗大学电子材料研究所, 新南威尔士州 2500, 澳大利亚)

(2016年2月5日收到; 2016年4月8日收到修改稿)

FePt合金薄膜由于具有较强的磁各向异性而在磁信息和磁光信息存储中具有重要的应用. C掺杂可精确调控薄膜的磁各向异性, 从而可有效地改变薄膜的矫顽场. 通过超短激光脉冲与铁磁薄膜相互作用, 可以获得非平衡状态下电子、自旋和晶格等自由度之间的动态耦合参数, 这是研究超快磁记录材料的物理基础. 本文基于瞬态磁光Kerr效应, 研究了两种C掺杂浓度下FePt薄膜的超快磁光响应. 实验结果表明: 瞬态Kerr信号与外加磁场正相关, 磁场反向, Kerr信号反号, 而瞬态反射率与外加磁场无关; 不同C掺杂的FePt薄膜的矫顽场不同, 软磁的退磁时间显著小于硬磁薄膜的退磁时间. 我们还观测到超快激光在铁磁薄膜中诱导频率约为49 GHz的相干声学声子, 该声子的频率与外加磁场无关. 实验结果为设计和研制新型磁光薄膜提供了实验依据.

关键词: FePt-C合金薄膜, 磁光Kerr效应, 超快退磁

PACS: 78.47.D-, 78.47.J-, 75.50.Ss, 75.78.-n

DOI: 10.7498/aps.65.127802

1 引言

近年来, 基于磁介质的超高密度存储器的快速发展, 记录密度提升要求磁性颗粒越来越小, 当记录面密度达到155.7 GB/cm²时, 晶粒尺寸应小于5 nm, 这就要求材料有足够高的磁晶各向异性能克服由于超顺磁效应引起的热退磁现象. 由于L₁₀磁有序相FePt合金具有极高的磁晶各向异性, 很小的超顺磁极限颗粒尺寸和优异的化学热稳定性, 是新一代磁记录介质的重要候选材料^[1-3].

随着飞秒激光技术的发展, 时间分辨的抽运-探测技术成为探索磁有序薄膜的超快退磁和磁化翻转动力学过程的重要工具^[4,5]. 在非平衡状态下, 电子-电子散射, 电子-自旋弛豫, 自旋-轨道耦合和电子-声子相互作用等研究对提高磁记录的响应速度有重要的应用价值^[6-9].

FePt铁磁薄膜一般具有很高矫顽场, 这和磁记录有限的写入场相矛盾, 改善FePt材料的矫顽场成为一个热点研究课题. 张宗芝课题组^[10]将FePt和CoFe分别作为硬、软磁层, 通过CoFe和FePt双层膜之间的交换耦合作用, 降低硬磁层的矫顽场并获得更大的饱和磁化强度, 这种方法对工艺的要求很高. 掺杂作为改变材料的物理特性的常用的研究手段, 也被用于FePt物理特性的研究. 在L₁₀-FePt中掺入Pd元素(Pt的替位元素), FePd弱化了材料的自旋-轨道耦合, 材料的矫顽场与Pd的含量成反比, 其阻尼参数与自旋-轨道耦合强度的平方成正比^[11,12]. C掺杂也可有效地改变FePt薄膜的磁晶各向异性, 从而精确调控FePt铁磁薄膜的矫顽场^[13-15]. 本文选取C掺杂浓度分别为25%和30%的FePt-C薄膜, 通过瞬态磁光Kerr效应研究FePt-C薄膜的瞬态磁光Kerr信号随时间演化的过

* 国家自然科学基金(批准号: 11174195)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20123108110003)和上海市教委重点课题(批准号: 14ZZ101)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn

程. 实验结果表明: 瞬态 Kerr 信号与磁化强度成正比, 且与外加磁场方向相关; C 掺杂可以改变材料矫顽场, 矫顽场越大, 对应的退磁时间也越大; 同时我们还观测到飞秒脉冲诱导的相干声学声子, 其频率约为 49 GHz.

2 实验原理

具有线偏振的光经过极化或磁化介质界面后, 反射或透射光线的偏振面会发生变化; 前者是由

于介质双折射效应导致的, 后者来源于磁介质中左旋和右旋光线的折射率不同所致. 如图 1 (a) 所示, 偏振态的改变由两个参量决定, 一是描述椭圆偏正面旋转方向及其大小的旋转角 θ ; 二是由椭圆短轴 b 和长轴 a 之比所确定的椭圆率 η ($\tan \eta = b/a$) [8]. 经过极化介质反射的光线其偏振面变化对外磁场不敏感, 而经过磁介质的反射光线的偏振面变化与外加磁场成线性关系. 在时间分辨的磁光 Kerr 效应中, 通过改变外加磁场方向可以分别获得介质的极化和磁化对探测光偏振特性的影响.

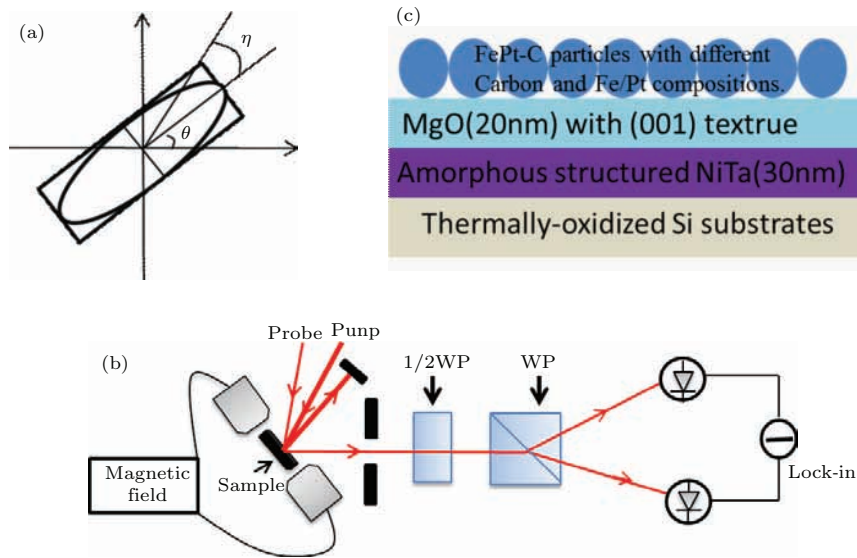


图 1 (a) 光偏振特性示意图; (b) 基于瞬态磁光 Kerr 效应的抽运-探测光路图; (c) FePt-C 薄膜的几何结构
 Fig. 1. (a) Diagram of light polarization; (b) the pump-probe system based on transient magneto-optical Kerr effect; (c) geometric construction of FePt-C films.

实验光源来自钛宝石激光器, 激光脉冲宽度约为 120 fs, 中心波长为 800 nm, 脉冲的重复频率是 1 kHz. 分束镜 BS 将激光分为一束较强光 (抽运光) 和一束较弱光 (探测光), 探测光通过步进电机改变光程, 精度为 1.25 μm . 抽运光与探测光都是偏振方向平行于入射面的线偏光, 光强之比大于 10, 并且通过透镜 (焦距 50 cm) 同时聚焦到样品的同一点. 探测光经样品表面反射后, 经过沃拉斯顿棱镜分成偏振相互垂直的两束光, 并由平衡桥光电探测器检测. 平衡桥光电探测器的差分信号经锁相放大器放大后输入计算机. 在探测光路中, 沃氏棱镜前放置 1/4 波片 (1/2 波片) 可检测抽运光诱导探测光的椭圆率 (旋转角) 的变化. 图 1 (b) 给出了本文实验光路图, 样品放置于两磁极中间, 其磁场在直径 1 cm 范围认为是均匀的, 磁感应强度 (变化范围 $-0.8-0.8$ T) 由线圈电流控制. 抽运光垂直入射

于样品表面, 探测光入射角为 5° . 实验中外加磁场方向既平行于样品表面又平行于探测光入射面, 与探测光偏振方向成 5° 角, 即测量 FePt-C 瞬态纵向磁光 Kerr 效应. 在零磁场和无抽运光情况下, 反射的探测光偏振方向依然平行于入射面, 旋转 1/2 波片, 使 1/2 波片的光轴与探测光入射面成 22.5° 角, 这样透过 1/2 波片的探测光偏振方向与沃拉斯顿棱镜主光轴 (前置晶体光轴, 平行于探测光入射面) 成 45° 角, 通过沃拉斯顿棱镜的两束光强度相等, 差分探测器输出信号为极小值 (约为 0), 该步骤称为 “调平衡”, 定义与主光轴夹 45° 角的方向为 “平衡方向”. “调平衡” 之后, 实验测量的瞬态磁光信号是由外加磁场和抽运光共同作用引起的. 若探测光偏振方向偏转 θ , 透过 1/2 波片的探测光与平衡方向夹角 $\theta' = 2 \times (22.5^\circ - \theta) + \theta - 45^\circ = -\theta$.

3 实验结果

FePt-C 薄膜通过磁控溅射的办法制备, 如图 1(c) 所示, FePt-C 具有四层结构, 在热化过的 Si 衬底层上面覆盖一层 30 nm 厚的 NiTa 缓冲层, 在缓冲层上生长 20 nm 厚、(001) 取向的 MgO 薄膜, 掺 C 的 FePt 颗粒生长在 MgO 薄膜上. FePt-C 膜的厚度为 10 nm. C 含量不同, 磁滞回线会有很大的变化. 本实验选择 C 掺杂浓度为 25%(FePt-25%C) 和 30%(FePt-30%C) 的两个样品进行研究.

图 2(a) 给出了不同磁场下 FePt-25%C 薄膜

的瞬态 Kerr 响应. 其中, 抽运光和探测光的光子能量均为 1.55 eV, 抽运光的平均能量密度约为 0.62 mJ/cm² (探测光的能量密度约为 0.015 mJ/cm²). 图 2 中样品 FePt-25%C 瞬态信号具有以下三个特点: 1) 瞬态 Kerr 响应信号零延迟处为一个阶梯型的变化, 这是光诱导的退磁过程, 其退磁时间约为 1 ps. 外磁场越大, Kerr 信号该变量 (ΔS) 越大; 当磁场反向时, 瞬态 Kerr 信号反向; 2) 退磁的恢复过程由两部分组成: 一个约 10 ps 的快过程和一个几百 ps 的慢过程; 3) 退磁信号上叠加一个振荡信号, 其振荡频率约为 49 GHz, 此频率与外加磁场大小无关.

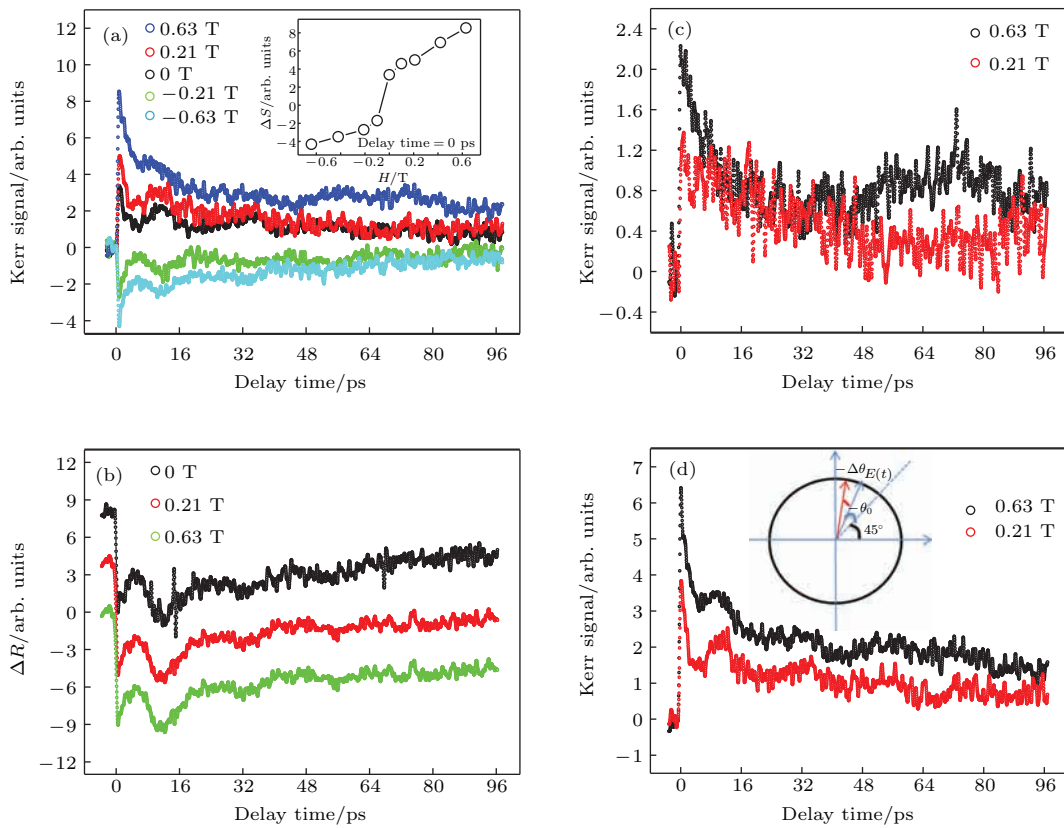


图 2 (网刊彩色) (a) FePt-25% C 薄膜在不同磁场下瞬态 Kerr 信号, 插图是零延迟处 Kerr 信号该变量和磁场的依赖关系; (b) FePt-25%C 在不同磁场下反射率变化 ΔR 随时间的演化, 图中曲线在垂直方向做了平移; (c) 薄膜极化瞬态 Kerr 响应, $S^P(t)$; (d) 薄膜磁光瞬态 Kerr 响应, $S^M(t)$. (d) 中插图是外磁场和抽运光诱导探测光偏振面旋转示意图

Fig. 2. (color online) (a), (b) Transient Kerr signal and Transient reflectivity of FePt-25%C alloy film. Illustration in (a) is Kerr signal variables at zero delaytime; (c) transient polarized Kerr response of the film; (d) transient magneto-optical Kerr response. Illustration is the diagram of the probe polarization rotation induced by applied magnetic fields and pump pluses.

4 讨 论

首先, 讨论磁光 Kerr 信号与外加磁场的关系. 如图 2(d) 中插图所示, 横轴(主光轴)和纵轴分别

是沃拉斯顿前置晶体和后置晶体的光轴, 调平衡后, 通过 1/2 波片的探测光偏振处于平衡方向, 以虚线表示. 样品在外磁场 H 下被磁化, 磁化强度为 M , 反射的探测光偏振面会发生偏转, 偏转角为 $\theta_0(M)$. 抽运光诱导 FePt-C 薄膜退磁, 诱导探测光

偏振面变化 $\Delta\theta(\mathbf{M}, t) = \theta(\mathbf{M}, t) - \theta_0(\mathbf{M}, t)$, 其中 $\theta(\mathbf{M}, t)$ 是抽运光存在时探测光的偏转角, $\theta_0(\mathbf{M}, t)$ 是无抽运光时探测光的偏转角. 设探测光电场强度为 $E(t)$, 定义探测光反射率 $\Delta R(t) = \frac{1}{\gamma} E(t)^2$ (γ 是常参数). 结合实验原理部分的角度关系, 总的瞬态 Kerr 信号 ($S_K^t(t)$) 可作如下表示:

$$\begin{aligned} S_K^t(t) &= \{E(t) \cos[45^\circ - \theta_0(t) - \Delta\theta(t)]\}^2 \\ &\quad - \{E(t) \sin[45^\circ - \theta_0(t) - \Delta\theta(t)]\}^2 \\ &= -\gamma \Delta R(t) \sin[-2\theta_0(t) - 2\Delta\theta(t)] \\ &= \gamma \Delta R(t) \sin[2\theta_0(t) + 2\Delta\theta(t)]. \end{aligned} \quad (1)$$

当外磁场不是很大的情况下, $\theta_0, \Delta\theta(t=0) < 1^\circ$, $\sin(2\theta_0 + 2\Delta\theta) \approx 2(\theta_0 + \Delta\theta)$, 而对 $\theta, \Delta\theta$ 贡献包括两部分—介质的极化贡献 ($\theta_0^P, \Delta\theta^P$), 和介质磁化贡献 ($\theta_0^M, \Delta\theta^M$), θ_0^M 和 $\Delta\theta^M$ 正比于薄膜的磁化强度 M . (1) 式重新写作:

$$\begin{aligned} S_K^t(\mathbf{M}, t) &= 2\gamma \Delta R(t) [\theta_0^P(t) + \Delta\theta^P(t) \\ &\quad + M\Theta^M(t)], \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $M\Theta^M(t) = \theta_0^M(t) + \Delta\theta^M(t)$, 是磁致探测光偏振面变化角度. 样品正、反向加磁场所得的信号相加 ($S^P(t) = [S_K^t(\mathbf{M}, t) + S_K^t(-\mathbf{M}, t)]/2$), 得到的是极化信号. 相减, ($S^M(t) = [S_K^t(\mathbf{M}, t) - S_K^t(-\mathbf{M}, t)]/2$), 得到的是磁光信号.

从 (2) 式可以看出, 瞬态磁光 Kerr 信号不但与探测光的偏振面旋转角度有关 (约为 $2(\theta_0 + \Delta\theta)$), 还与抽运光诱导薄膜的反射率变化 ΔR 成正比. 前者与外加磁场有关. 图 2(a) 插图给出了零延迟处抽运光诱导的瞬态 Kerr 信号与外磁场 H 关系. 图 2(b) 是不同磁场下 FePt-C 薄膜的瞬态反射率, 磁场在 0—0.6 T 范围内变化, 反射率 ($\Delta R(t)$) 随时间的演化不随外磁场发生变化. 图 2(c) 和图 2(d) 分别给出了极化和磁化对总 Kerr 信号的贡献.

零延迟时间处, 磁光 Kerr 信号 ΔS 正比于磁介质的磁化强度 M . 由于存在磁滞回线, 薄膜的磁化强度与外磁场并非线性关系. 图 3(a) 和 (b) 中分别给出了 FePt-25%C 和 FePt-30%C 薄膜的 $M-H$ 曲线. 由于 $M-H$ 的非线性特性, ΔS 与外磁场不是严格的线性关系. 由于外磁场远小于薄膜的饱和磁场强度 H_S (FePt-25%C 和 FePt-30%C 的 H_S 分别约为 2 和 4 T), 可以近似地认为瞬态磁光 Kerr 信号正比于外磁场强度.

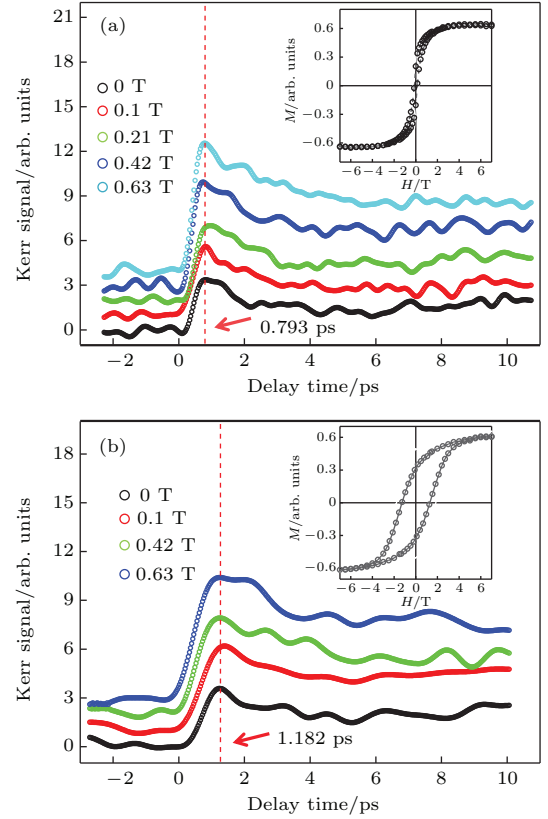


图 3 (网刊彩色)(a) 和 (b) 分别是 FePt-25%C 和 FePt-30%C 的超快退磁过程. 插图是对应样品的静态磁滞回线.
Fig. 3. (color online) Ultrafast demagnetization of FePt-25%C (a) and FePt-30%C (b), illustrations are the static hysteresis loop of the corresponding samples.

铁磁材料的退磁时间是超快磁动力学研究的重要参数. 图 3(a) 给出了不同外磁场下 FePt-25%C 薄膜在 1—10 ps 时间尺度内的超快磁光 Kerr 响应. 在 0—0.63 T 的范围改变外磁场强度, 可以看到 FePt-25%C 薄膜的退磁时间保持在 0.8 ps, 与外磁场没有明显依赖关系. 在 CoPt 和 CoPd 的超快退磁研究中也观测到类似的现象^[14]. 图 3(b) 给出了矫顽力较大的薄膜 FePt-30%C 的超快退磁响应. 同样在 0—0.63 T 范围内改变外磁场强度, 其超快退磁时间均保持为 1.2 ps 左右. 图 3(a) 和图 3(b) 中插图分别为两块样品的 $M-H$ 曲线, FePt-25%C 薄膜的矫顽场为 0.13 T, 远远小于 FePt-30%C 的矫顽场 1.31 T. 通过 C 掺杂浓度可以有效地改变晶粒间交换耦合作用和材料磁各向异性, 矫顽场越大, 样品的磁性能越稳定, 相应的退磁时间也就越长^[15]. C 掺杂有效调控 FePt 薄膜的矫顽场, 进而改变其退磁时间, 为其应用于超快磁记录提供了新的研究思路.

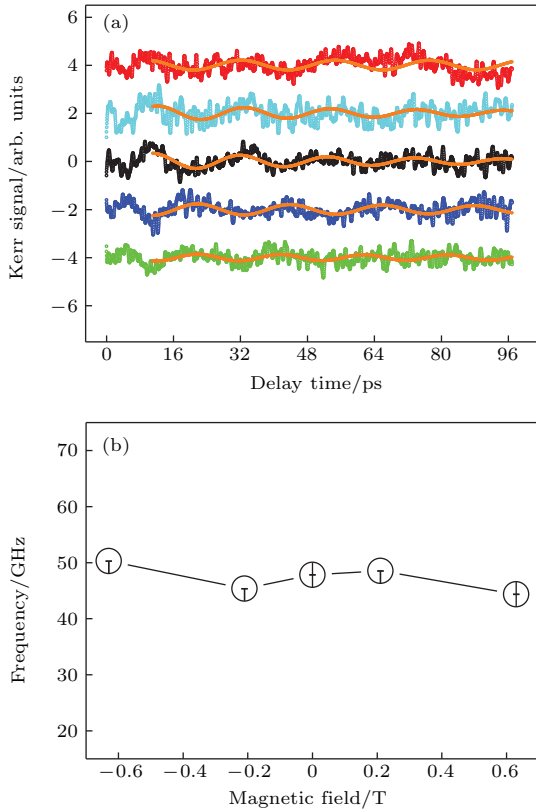


图4 (网刊彩色) (a) 扣除本底后, 不同磁场下 FePt-25%C 磁光 Kerr 信号振荡部分; (b) 声学声子的频率与磁场关系

Fig. 4. (color online) (a) Pure oscillation signal of FePt-25%C; (b) dependence of the acoustic phonon frequency and the magnetic field.

FePt-C 薄膜退磁的恢复过程由两个主要过程组成, 一个约为 10 ps 的快过程和一个数百 ps 的慢过程. 快过程源于电子-晶格耦合, 而慢过程来源于晶格-自旋耦合 [6]. 使用双指数函数拟合该恢复过程:

$$S(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + C, \quad (3)$$

其中, A , B , τ_1 , τ_2 分别是快慢过程的幅度和衰减时间; C 是补偿量. 拟合曲线作为本底, 扣除后可以得到纯粹的振荡部分. 图 4(a) 给出不同磁场下 FePt-25%C 薄膜的振荡信号, 可以看到, 应力波传输至薄膜与衬底界面处大约需要 10 ps, 显著的振荡信号来源于应力波在衬底中的传输过程. 该过程可以通过下述公式拟合:

$$P(t) = a \cdot \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \times \cos(2\pi ft + \varphi) + b, \quad (4)$$

其中, a , T , f , φ 分别是振荡的幅度、衰减时间、频率和初始相位; b 是补偿量. 拟合的振荡频率与外

磁场的关系如图 4(b) 所示, 振荡频率与外加磁场没有明显依赖关系, 表明该振荡是相干声学声子过程, 而非磁振子. 抽运光激发样品表面, 使薄膜表面局部区域在很短的时间内 (约为 1—2 ps) 被超短脉冲激光加热, 受热区域热膨胀而产生向样品内部传播的应力波. 振荡信号来源于探测光在样品表面反射光与应力波的波前反射光的干涉. 由于探测光在硅衬底内的穿透深度较小, 所以只观测到数十皮秒时间范围内的振荡信号. 应力波的频率与外磁场无关, 只和材料的杨氏模量和密度有关 [16,17].

5 结 论

本文通过抽运-探测实验方法, 研究了不同外磁场下具有两种矫顽场的 FePt-C 薄膜的瞬态磁光 Kerr 信号. 磁光 Kerr 信号的大小正比于材料的磁化强度, 抽运光诱导的 Kerr 信号改变量与磁场正相关且呈明显磁滞关系. C 掺杂可以有效地调控 FePt 薄膜的矫顽场, 引起材料晶粒间交换耦合作用和磁晶各向异性的变化, 矫顽场越大, 光诱导退磁时间越长, 为通过 C 掺杂设计和研制新型磁光薄膜提供了实验依据. 此外, 实验中还观察到与外磁场强度无关、振荡频率为 49 GHz 的相干声学声子.

参考文献

- [1] Becher J, Mosendz O, Weller D, Kirilyuk A, Maan J C, Chrstanen P C M, Rasing Th, Kimel A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 152412
- [2] Li Z H, Li X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 167504 (in Chinese) [李正华, 李翔 2014 物理学报 **63** 167504]
- [3] Wu J B, Zhou M J, Wang X M, Wang Y Y, Xiong Z W, Cheng X L, Casanove M J, Gatel C, Wu W D 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 166801 (in Chinese) [吴建邦, 周民杰, 王雪敏, 王瑜英, 熊政伟, 程新路, Marie-José Casanove, Christophe Gatel, 吴卫东 2014 物理学报 **63** 166801]
- [4] Jin Z M, Guo F Y, Ma H, Wang L H, Ma G H, Chen J Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 087803 (in Chinese) [金钻明, 郭飞云, 马红, 王丽华, 马国宏, 陈建中 2011 物理学报 **60** 087803]
- [5] Kimel A V, Kirilyuk A, Usachev P A, Pisarev R V, Balbashov A M, Rasing T 2005 *Nature* **435** 655
- [6] Beaurepaire E, Merle J C, Daunois A, Bigot J Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250
- [7] Carva K, Battiato M, Oppeneer P M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 207201
- [8] Kampfrath T, Ulbrich R G, Leuenerger F, Munzenberg M, Sassi B, Felsch W 2002 *Phys. Rev. B* **65** 104429

- [9] He P, Ma L, Shi Z, Guo G Y, Zheng J G, Xin Y, Zhou S M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 066402
- [10] Zhang Z Z, Cui B Y, Wang G Z, Ma B, Jin Q Y, Liu Y W 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 172508
- [11] Ma X, He P, Ma L, Guo G Y, Zhao H B, Zhou S M, Lüpke G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 192402
- [12] He P, Ma X, Zhang J W, Zhao H B, Lüpke G, Shi Z, Zhou S M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 077203
- [13] Mendil J, Nieves P, Chubykalo-Fesenko O, Walowski J, Santos T, Pisana S, Münzenberg M 2014 *Sci. Rep.* **4** 3980
- [14] Moisan N, Malinowski G, Mauchain J, Hehn M, Vondungbo B, Lüning J, Mangin S, Fullerton E E, Thiaville A 2014 *Sci. Rep.* **4** 4658
- [15] Li X L, Xu X H, Wu H S 2005 *Rare Metal Mater. Engi.* **34** 1509 (in Chinese) [李小丽, 许小红, 武海顺 2005 稀有金属材料与工程 **34** 1509]
- [16] Pan Q F, Zhang Z Y, Jin Z M, Lin X, Ma G H, Shen H, Hong F, Cheng Z X 2015 *Europhys. Lett.* **109** 47002
- [17] Xu Y, Jin Z M, Zhang Z B, Zhang Z Y, Lin X, Ma G H, Cheng Z X 2014 *Chin. Phys. B* **23** 044206

Demagnetization dynamics of C-doped FePt film*

Pan Qun-Feng¹⁾ Zhang Ze-Yu¹⁾ Wang Hui-Zhen¹⁾ Lin Xian¹⁾ Jin Zuan-Ming¹⁾
Cheng Zhen-Xiang¹⁾²⁾ Ma Guo-Hong^{1)†}

1) (Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

2) (Institute for superconductor and Electronic Materials, University of Wollongong, North Wollongong NSW 2500, Australia)

(Received 5 February 2016; revised manuscript received 8 April 2016)

Abstract

Magneto-optical information storage has been a hot research subject for several years. FePt exhibits abundant physical properties and has received much attention as a candidate material. Its alloy film with perpendicular anisotropy and small grain size has important applications in magnetic recordings due to the large intrinsic magnetic anisotropy which ensures long-time thermal stability of nanometer sized bits. However, the large coercive field of FePt is a significant factor that hinders its application. As is well known, the magnetic anisotropy in FePt alloy can be precisely modulated by carbon-doping, and as a result, the coercive field of FePt film can be modified effectively with the carbon dopant. On the other hand, the microscopic mechanism of magnetic storage relies on the motion of spin system. Ultrashort femtosecond laser has been demonstrated to be a very effective tool to investigate the dynamical coupling among different degrees of freedom, such as electron, spin and lattice in a ferromagnetic film. The research on spin dynamics has become a new frontier of condensed matter physics, which is crucial for ultrafast magnetic recording materials. In this work, by using the time-resolved magneto-optical Kerr effect spectroscopy, we study the ultrafast spin dynamics of two FePt alloy films with different carbon dopants under the applied magnetic field along the film surface. The FePt alloy films with different carbon dopants are fabricated on silicon substrates by the sputtering method. The main experimental findings in this work are as follows. (i) The transient Kerr signal is linearly proportional to the magnetization with the magnetic field up to 0.8 T, while the transient reflectivity of the film is independent of the applied magnetic field. (ii) For FePt alloy films with different coercive fields, it is found that the demagnetization time of the film with smaller coercive field is significantly faster than that of the larger counterpart: the former shows 0.8 ps demagnetization time, and the latter has a magnitude of 1.2 ps. The demagnetization times for both soft and hard magnetic films are independent of the applied magnetic field. (iii) With ultrafast laser pulse radiation, we observe the propagation of acoustic phonon with a resonance frequency of ~ 49 GHz, and the frequency of the acoustic phonon is independent of the applied magnetic field. From the above, the spin dynamics of the samples shows strong correlation with carbon-doping. Our experimental findings are desired for basic research as well as for the design and development of novel magneto-optical devices.

Keywords: FePt-C alloy film, magneto-optical Kerr effect, ultrafast demagnetization

PACS: 78.47.D-, 78.47.J-, 75.50.Ss, 75.78.-n

DOI: 10.7498/aps.65.127802

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174195), the Specialized Research Fund for the Doctoral Programs of Higher Education of China (Grant No. 20123108110003), and the Research Innovation Fund of the Shanghai Education Committee, China (Grant No. 14ZZ101).

† Corresponding author. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn