

利用磁光克尔效应测量铁磁体的磁滞回线

杨佳宇*

北京大学物理学院 学号: 1800011409

2020 年 12 月 10 日

本实验利用了磁光克尔效应测量铁磁样品的磁滞回线. 利用光弹调制器与锁相放大器完成对椭圆偏振光的克尔转角与克尔椭圆偏率的测量. 磁滞回线的得出验证了样品的铁磁特性, 并从中得到样品的饱和克尔转角与矫顽力. 同时探究说明了实验装置中起偏器的偏角与磁滞回线中心点呈线性关系. 最后对实验误差进行了定量分析. 通过本实验验证了极克尔效应, 同时也加深了对光弹调制器的理解以及对椭圆偏光检测技术的了解.

关键词: 磁光克尔效应 磁滞回线 光弹调制器

*1800011409@pku.edu.cn; Tel: (+86) 180 9268 9592

1 引言

磁光效应 (magneto-optical effect) 是指反映了物质磁化状态对其光学性质影响的效应. 1845 年, 法拉第 (M. Faraday) 发现平面偏振光穿过在光传播方向加有磁场的玻璃时, 偏振面会转过一个角度. 这一现象被称为法拉第效应, 这也是人们所发现的首个磁光效应.^[1] 随后在 1877 年, 克尔 (J. Kerr) 发现平面偏振光从光洁磁极表面反射时, 偏振面会发生微小的偏转, 这就是克尔效应^[2]. 在法拉第效应与克尔效应之后, 塞曼效应等一系列磁光效应相继被人们发现.

磁光效应的应用十分广泛. 借助磁光效应可以利用光学方法测量物质的磁化状态, 也可以利用性质已知的样品实现对外磁场的测量. 而磁光克尔效应所观察的为样品表面反射光, 并不要求样品本身透明, 因此适用性更为广泛, 人们依据磁光克尔效应发展出了磁光存储技术. 近年来, 磁光克尔效应在自旋电子学这一研究领域正发挥着越来越重要的作用.^[1]

本实验利用磁光克尔效应测量铁磁样品的磁滞回线. 平面线偏振光在样品表面的反射光为椭圆偏振光, 利用光弹调制器和锁相放大器实现对椭圆偏振光的检测, 得到克尔转角与克尔椭圆率. 连续改变磁感应强度, 可以得到克尔转角与克尔椭圆率随磁场的变化关系, 也就是样品的磁滞回线.

此外, 本实验根据得到的样品磁滞回线, 测算出样品的饱和克尔转角与矫顽力. 同时对磁滞回线中心的偏移问题进行了讨论, 并对克尔转角的测量误差进行了分析.

2 理论

2.1 磁光克尔效应

磁光克尔效应是指介质磁性引起的反射光偏振特性的改变. 在本实验中, 我们只讨论垂直入射情形下的极克尔效应, 即磁化方向垂直于介质反射面的情形. 在光频段, 相对磁导率 $\mu_r \approx 1$, 因此介质的折射率有介电张量所决定. 对于极克尔效应, 假定只有磁化沿 z 方向引起的各向异性, 结合时间反演不变性与空间对称性, 可以得到介电张量如(1)式所示.

$$\mathcal{E} = \varepsilon_0 n^2 \begin{bmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{n_z^2}{n^2} \end{bmatrix} \quad (1)$$

在上式中, n 为平均复折射率, Q 为复磁光常量. 根据(1)式可知, 沿 z 方向传播的光的本

征态为左旋圆偏振光与右旋圆偏振光, 对应的折射率分别为 n_+ 和 n_- , 且满足:

$$n_{\pm}^2 = n^2(1 \pm Q) \quad (2)$$

当沿 z 方向垂直入射沿 x 方向偏振的线偏振光 $(1, 0, 0)$ 时, 将其分解为左右旋圆偏光的叠加, 可得反射光为 $(r_F, k, 0)$. 定义复克尔转角为:

$$\tan \tilde{\theta}_k = \frac{k}{r_F} \quad (3)$$

一般而言, $\tilde{\theta}_k$ 很小, 因此可以得到(4)式.

$$\tilde{\theta}_k = \theta_k + i\varepsilon_k \approx \frac{k}{r_F} \approx -i \frac{nQ}{1 - n^2} \quad (4)$$

在(4)中定义的 θ_k 称为克尔转角, 其等于椭圆偏振光长轴与入射偏振面的夹角. ε_k 称为克尔椭偏率, 其等于椭圆偏振光短轴与长轴之比. 克尔转角与克尔椭偏率的几何意义于正方向规定如图1所示.

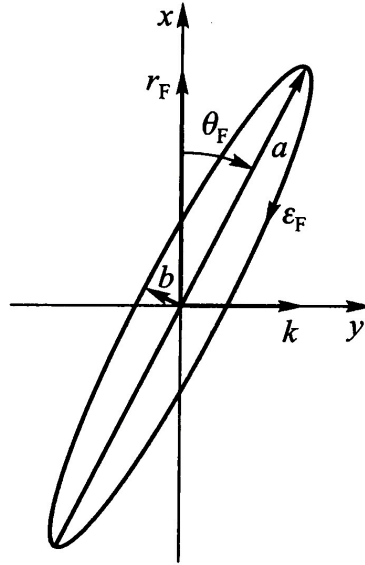


图 1. 克尔转角与克尔椭偏率的正方向定义.^[1]
入射光方向与磁场或磁化强度方向均沿 z 轴正方向,
反射光沿 z 轴负方向, 垂直纸面向外.

在经典图像下, 沿 x 方向偏振的光使得原子内电子在入射光场下沿 x 方向受迫振动, 在外磁场下 x 方向的运动会使其受 y 方向的洛伦兹力, 引起 y 方向的极化, 从而使得介电张量存在非 0 的非对角元, 这就是磁光常量 Q 在经典图像下的直观解释.

2.2 光弹调制器

光弹调制器是一种相位调制器件, 其原理基于透明光学材料光弹效应. 在光弹调制器通过在各向同性的光学材料的某一方向施加周期性应力, 使其共振产生应变, 经过光弹调制器后出射光两个互相垂直的偏振分量的相位差也会随之作周期性变化. 周期性应力的施加通过对电压驱动的压电材料施加交变电压来实现.

对于 x 方向线偏振光 $(1, 0)$, 在样品表面反射后, 光的偏振状态为 (r_F, k) . 光弹调制器振动轴沿 x 方向, 光弹调制器产生的相位差为:

$$\delta = \delta_0 \sin \omega t \quad (5)$$

在光弹调制器后放置一个与 x 方向呈 45° 的检偏器. 在复克尔转角很小时, 可得光电探测器探测得到的光强满足:

$$I(t) \approx \frac{r_F^2 + k^2}{2} [1 + 2\theta_k J_0(\delta_0) - 4\varepsilon_k J_1(\delta_0) \sin \omega t + 4\theta_k J_2(\delta_0) \cos 2\omega t + \dots] \quad (6)$$

当我们恰好取 $\delta_0 = \delta_{J_0} = 2.405$, 即为 J_0 的零点时, 测出光强分量的直流分量 V_0 、一次谐波分量 V_ω 、二次谐波分量 $V_{2\omega}$, 可以得到:

$$\theta_k = \frac{\sqrt{2}V_{2\omega}}{4V_0 J_2(\delta_{J_0})}, \quad \varepsilon_k = -\frac{\sqrt{2}V_\omega}{4V_0 J_1(\delta_{J_0})} \quad (7)$$

3 实验

3.1 装置介绍

实验装置框图如图2所示.

从激光器发出的激光经过反射镜、起偏器、反射棱镜后近似垂直入射到样品表面, 反射光经过光弹调制器、检偏器后, 由光电探测器将光信号转换为电信号接收. 其中起偏器、光弹调制器方向一致, 与检偏器夹角为 45° . 光电探测器将电信号发送给信号整定器, 信号整定器将信号中的直流分量 V_0 、二次谐波分量 $V_{2\omega}$ 传输给锁相放大器 B, 将一次谐波分量 V_ω 传输给锁相放大器 A, 同时锁相放大器以光弹调制器的调制信号作为参考, 将 V_0 、 V_ω 和 $V_{2\omega}$ 发送到计算机中.

使样品产生极化的磁场由一组霍尔线圈产生, 通过调节励磁电源输出的电流来调节磁场的大小, 高斯计利用霍尔探头对磁场大小进行监测, 并通过反馈来多次调节励磁电源的大

小, 使得磁场达到我们需要的值.

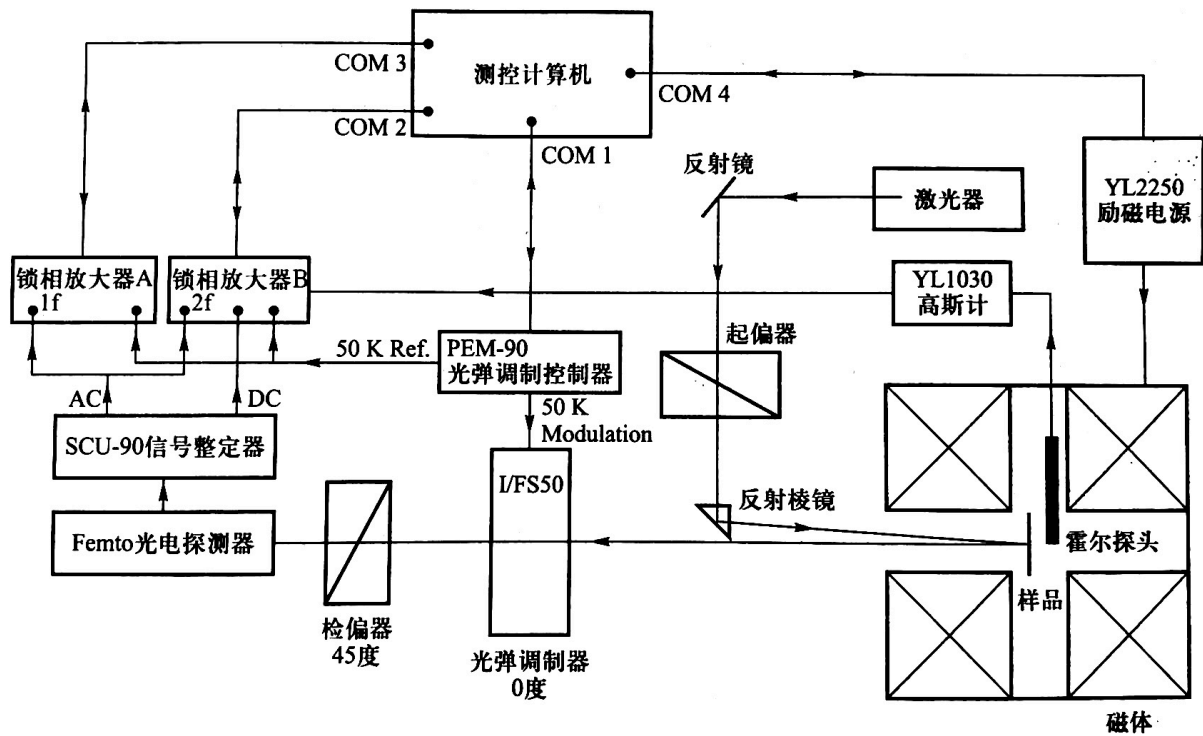


图 2. 实验装置框图^[1]

各个实验装置最终都接入到计算机中, 由磁光克尔效应测控软件进行控制和数据的读取记录.

3.2 实验方法和条件

本实验使用的激光器波长为632.8 nm.

实验前先进行光路的调节, 除了反射镜、反射棱镜、光弹调制器、两个偏振片以及激光光源的水平与竖直调节外, 还应调节样品反射面与入射光垂直. 整个装置固定在大的框架中, 基本保证了入射样品的入射光方向与样品表现磁场方向平行. 样品表面位置与取向的调节由三个旋钮所控制, 依次轮流调节三个旋钮, 每个旋钮的调节都使光电探测器接收的光强最强, 逐渐使得再调节任何一个旋钮, 都会使得接收信号减弱, 完成对样品位置的调节. 此时锁相放大器检测的直流信号最强, 约为1.880 V.

完成光路调节后进行起偏器、光弹调制器与检偏器的方位角调节. 其方位角由游标读出, 游标精度为 $5'$. 先关闭光弹调制器, 固定起偏器方位角为 $\theta_0 = 350^\circ 0'$, 调节检偏器使得接收信号强度最小. 此时检偏器方位角 $\theta_1 = 85^\circ 20'$, 检偏器与起偏器垂直. 随后打开光弹调制器, 可以看到接收信号强度有增强, 此时调节光弹调制器的方位角使接收信号强度最小, 此时 $\theta_\delta = 286^\circ 35'$, 此时光弹调制器与起偏器方向相同. 最后, 将检偏器转动 45° 即可完成调节.

随后根据磁光克尔测控软件的指示进行定标, 完成定标后即可对磁滞回线进行测量. 根据得到的磁滞回线可以计算样品的饱和克尔转角和矫顽力. 最后, 在对磁滞回线中心点竖直方向的偏移进行探究. 略微调节起偏器的角度, 重新测量磁滞回线, 观察磁滞回线中心位置的变化情况.

4 结果与讨论

4.1 样品磁滞回线的测绘与分析

样品磁滞回线的测量结果如图3所示.

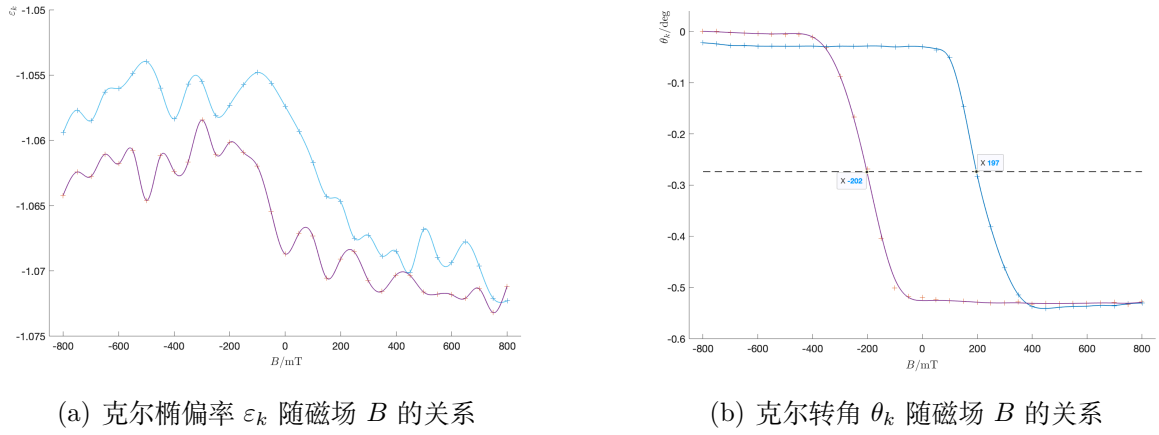


图 3. 克尔转角与克尔椭圆率磁滞回线测量结果, 图中蓝线代表磁场由 -800 mT 增大到 800 mT , 紫线代表磁场又由 800 mT 减小到 -800 mT . 图3(b)中黑色虚线为表1中计算得到的磁滞回线中心位置对应的水平线

从3(a)中可以看出, ε_k 随磁场 B 的变化关系没有明显规律, 也并不符合磁滞回线的特点, 这是因为 ε_k 的测量误差相对较大, 这一点将在附录中进行具体分析. 从图3(b)中可以看出, θ_k 随磁场 B 的变化关系符合磁滞回线的特征, 也验证了样品的铁磁特性以及磁光克尔效应. 因此我们之后主要分析克尔转角的磁滞回线.

根据图3(b), 当 $|B| > 500 \text{ mT}$ 时, 正反向的饱和克尔转角都已经达到饱和值 θ_{ks} , 分别对 $B > 500 \text{ mT}$ 的数据与 $B < -500 \text{ mT}$ 的数据作平均, 得到 $\bar{\theta}_{k-}$ 和 $\bar{\theta}_{k+}$, 再根据磁滞回线的对称性得到中心点 θ_{k0} 和饱和克尔转角 θ_{ks} .

再根据计算得到的磁滞回线中心点 θ_{k0} 在图3(b)中画一条水平线, 根据其与磁滞回线的交点坐标 $B_{0\pm}$ 可以确定矫顽力 B_c .

计算结果如表1所示.

表 1. 饱和克尔转角 θ_{ks} 与矫顽力 B_c 测量结果

$\bar{\theta}_{k-}/\text{deg}$	$\bar{\theta}_{k+}/\text{deg}$	θ_{k0}/deg	θ_{ks}/deg	B_{0+}/mT	B_{0-}/mT	B_c/mT
-0.5327	-0.01482	-0.2737	0.2589	197	-202	199.5

另外, 通过观察我们发现磁滞回线的中心点在水平方向几乎没有偏移满足 $|B_{0+}| \approx |B_{0-}|$, 但在竖直方向相对原点而言有较大偏移, 对此将在4.2节中进行讨论.

4.2 磁滞回线中心点偏移的探究

将起偏器转动 θ_0 , 重新测量样品的磁滞回线, 测量结果如图4所示.

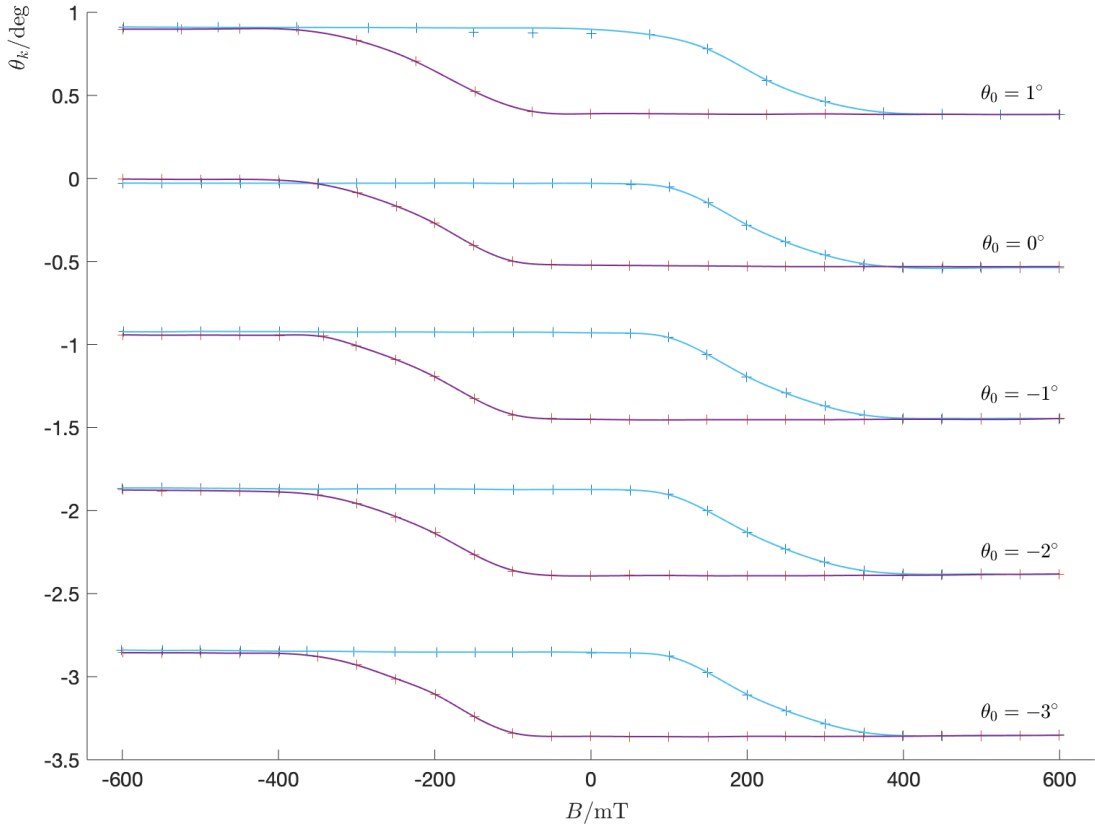


图 4. 起偏器转动不同角度 θ_0 时测得的磁滞回线, $\theta_0 = 1^\circ$ 时在测得数据上统一添加了相位因子 -1 作为修正.

从图4中可以看出, 不同 θ_0 得到的磁滞回线形状基本相似, 这是因为磁滞回线形状由矫顽力、饱和克尔转角等来决定, 这些物理量都只与样品材料自身性质有关, 而与测量装置无关. 因此磁滞回线的形状不会随着 θ_0 的改变而改变.

当增大 θ_0 的时候, 可以观察到磁滞回线整体向上平移. 因为 θ_0 是均匀变化的, 观察到的磁滞回线的平移也是等间距的, 可以认为磁滞回线中心点对应的 θ_{k0} 与 θ_0 呈线性关系.

与4.1节中类似, 取 $|B| > 450 \text{ mT}$ 的数据进行平均, 可以得到不同 θ_0 下的 θ_{k0} . 计算结果如表2所示.

表 2. 磁滞回线中心点 θ_{k0} 计算数据表

θ_0	-3°	-2°	-1°	0°	1°
θ_{k0}	-3.1023°	-2.1283°	-1.1901°	-0.2737°	-0.6452°

对2中数据进行线性拟合, 拟合结果如图5所示. θ_{k0} 与 θ_0 的相关系数为 $r = 0.99992$, 可见二者有很强的线性相关性.

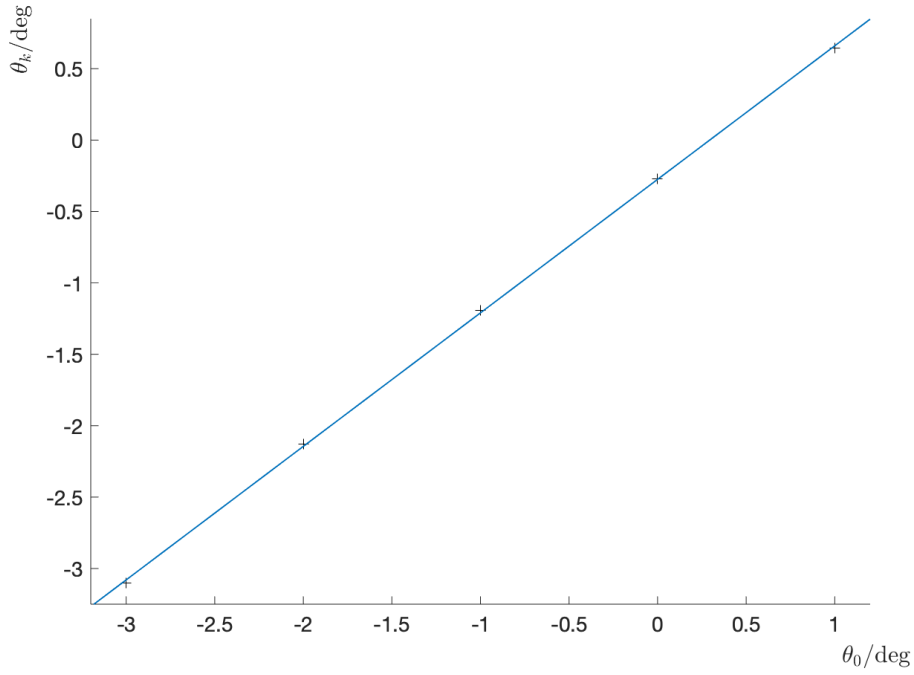


图 5. 磁滞回线中心点 θ_k 与起偏器转角 θ_0 线性关系拟合图

利用最小二乘法可以得到:

$$\theta_{k0} = 0.9350 \cdot \theta_0 - 0.2749^\circ \quad (8)$$

对于其线性关系的解释与分析将在4.3节中进行讨论.

4.3 克尔转角测量误差的分析

4.3.1 实验误差整体分析

在这里仅仅对实验操作过程中可能引入的误差进行分析, 而不再单独分析各个仪器所引入的误差. 在实验中我们人为进行操作的部分主要为光路调节部分, 光路的准直可以通过

细致的调节尽量将误差降低,但在起偏器、光弹调制器、检偏器角度的调节中,却因为要主观判断两次光强最小的位置,这一判断不准可能引入误差.实际上,在实验过程中,检偏器与光弹调制器在某个范围内转动时,会观察到直流信号强度达到最小且基本不变,很难找到恰好完全消光(或光强最小)的位置.

这就导致了在实验过程中起偏器与光弹调制器方向可能并不平行,或是光弹调制器与检偏器夹角可能并不是 45° .

4.3.2 起偏器转角对实验结果的影响

假定检偏器与光弹调制器方向夹角是 45° ,但是起偏器与光弹调制器方向存在一个夹角 θ_0 .这实际上就是我们4.2节中所测量的系统.

光弹调制器与检偏器组合而成的体系实际测量 θ'_k 的其实是入射椭圆偏振光长轴与光弹调制器振动方向的夹角,当光弹调制器振动方向与起偏器方向相同时,得到的恰好就是克尔转角 θ_k ,但当二者存在夹角 θ_0 时,应该有: $\theta'_k = \theta_k + \theta_0$.而对于同一种样品,相同磁场下 θ_k 是确定的,因此实际测量得到的 θ'_k 与 θ_0 即为线性关系.这从理论上对4.2节中的拟合结果给出了解释.

因此,起偏器偏移 $\Delta\theta$,会为测量结果引入绝对误差 $\Delta\theta$.

但实际上,这一绝对误差仅仅体现在图像整体的上下偏移中,我们在测量饱和克尔转角时采取了作差的方法,有效的避免了这一误差.

结合(8)式,线性斜率接近 1,与我们预期的结果相符.并且当 $\theta_{k0} = 0$ 时,可解得 $\theta'_0 = 0.294^\circ = 17.64'$.可见实验中检偏器与光弹调制器存在一个小的夹角 θ'_0 ,方向角游标精度为 $5'$,这一偏差相对大得多,是因为最小光强判断不准导致.

4.3.3 检偏器转角对实验结果的影响

假定起偏器与光弹调制器方向平行,检偏器与光弹调制器方向夹角是 θ .

可以写出检偏器的琼斯矩阵:

$$\begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

再结合样片表面反射的琼斯矩阵与光弹调制器的琼斯矩阵,并利用 $\tilde{\theta} \approx \frac{k}{r_F} \ll 1$ 以及(4)式,入射 x 方向偏振光后,在光电接收器上接收到的光强 I 满足:

$$I \approx r_F^2 \cos^2 \theta + k^2 \sin^2 \theta + r_F^2 \sin 2\theta [-2\varepsilon_k J_1(\delta_{J_0}) \sin \omega t + 2\theta_k J_2(\delta_{J_0}) \cos 2\omega t + \dots] \quad (9)$$

对比(9)式与6式, 当 $\theta = 45^\circ$ 时恰好(9)式在 $k \ll r_F$ 的近似下恰好与(6)式相同. 那么对比(7)可得实际测量得到的 θ'_k 与 ε'_k 与真实值的关系为:

$$\theta'_k \approx \tan \theta \cdot \theta_k, \quad \varepsilon'_k \approx \tan \theta \cdot \varepsilon_k \quad (10)$$

(10)式很好的解释了为什么我们要取 $\theta = 45^\circ$, 因为此时恰好有 $\theta'_k = \theta_k, \varepsilon'_k = \varepsilon_k$. 同时, 考虑到 $\tan(45^\circ + \Delta\theta) \approx 1 + 2\Delta\theta$, 因此, 当检偏器与光弹调制器方向夹角与 45° 存在偏离 $\Delta\theta$ 时:

$$\theta'_k \approx (1 + 2\Delta\theta) \cdot \theta_k, \quad \varepsilon'_k \approx (1 + 2\Delta\theta) \cdot \varepsilon_k \quad (11)$$

也就是说检偏器偏离 $\Delta\theta$ 会引入 $2\Delta\theta$ 的相对误差.

利用4.3.2节中给出的起偏器实际偏差 $\theta'_0 = 0.294^\circ$ 进行估计: $2\theta'_0 = 1.0\%$. 这一误差是可以接受的.

值得注意的是, 直接做差求饱和克尔转角可以消除4.3.2节中起偏器偏移带来的误差, 但是检偏器偏移会使得磁滞回线上下拉伸, 因此这一相对误差也是饱和克尔转角的相对测量误差.

5 结论

本实验测量并绘制了铁磁样品的磁滞回线, 并根据磁滞回线计算得到饱和克尔转角 $\theta_{ks} = 0.2589^\circ$ 与矫顽力 $B_c = 199.5 \text{ mT}$. 同时观察到起偏器角度偏移不改变磁滞回线形状, 仅使磁滞回线上下平移. 通过线性拟合得到了起偏器转角与磁滞回线中心位置呈线性关系的结论.

通过本次实验的观察与分析, 验证了磁光克尔效应以及样品的铁磁特性, 加深了对光弹调制器工作机制的理解.

6 致谢

感谢周路群老师在本次实验前的耐心讲解以及在实验过程中的指导, 在与周老师的讨论中我受益匪浅. 感谢我的搭档荀鼎同学在实验过程中通力合作. 最后, 感谢所有老师在近代物理实验课中对我的指导与帮助, 感谢奚佳琪同学在 7 次实验中对我的帮助与支持!

附录

我们的实验装置对克尔转角与克尔椭圆率的测量精度是否一样高？为什么？

对克尔椭圆率 ε_k 的测量精度远低于对克尔转角 θ_k 的测量精度. 这一点也可以从图3中看出. $\varepsilon_k - B$ 的测量结果甚至看不出磁滞回线的特征.

因为从样品表面反射后, 椭圆偏光的传播路径就在一条直线上, 在光弹调制器表面不光有透射光, 还会存在反射光. 同时, 在离开光弹调制器后, 在检偏器表面与光电接收器表面都可能发生反射. 这些反射光与对应光存在相位差, 且激光的相干性很好, 因此会发生干涉. 这会使得接收器接受的信号存在一个因为干涉而形成的强弱分布. 而干涉所形成的信号强弱变化均为一倍频信号. 因此最终光电接收器接收到的信号中的一倍频成分是受到干涉效应影响的, 其误差较大.

根据(7)式, 最终信号的一倍频成分 V_ω 仅与 ε_k 的测量结果成正比, 而与 θ_k 无关, 因此由于干涉效应的存在, ε_k 的测量误差要比 θ_k 大得多.

如果用一个以角速度 ω 旋转的 $\lambda/2$ 玻片代替光弹调制器, 光电探测器的输出信号会如何变化？是否也能测出复克尔转角？

假设起始时刻 $\lambda/2$ 玻片使得 x 方向偏振光不变, y 方向偏振光增加相位 π . 那么在旋转中, 认为转动角速度相对光透过 $\lambda/2$ 玻片速度而言慢得多, 可以写出 t 时刻的 $\lambda/2$ 玻片琼斯矩阵:

$$\begin{bmatrix} \cos 2\omega t & \sin 2\omega t \\ \sin 2\omega t & -\cos 2\omega t \end{bmatrix}$$

样品表面反射后的反射光为 $(r_F, k)^T$, 与 x 轴呈 45° 的检偏器的琼斯矩阵为:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix}$$

入射到光电接收器上的光的偏振态为:

$$E = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}[r_F(\cos 2\omega t + \sin 2\omega t) - k(\cos 2\omega t - \sin 2\omega t)] \\ \frac{1}{2}[r_F(\cos 2\omega t + \sin 2\omega t) - k(\cos 2\omega t - \sin 2\omega t)] \end{bmatrix} \quad (12)$$

结合 $\tilde{\theta} \approx \frac{k}{r_F} \ll 1$ 以及(4)式, 最后光电接收器接收到的光强为:

$$\begin{aligned} I &= \frac{r_F^2}{4} [1 + \varepsilon_k^2 + \theta_k^2 + (1 - \varepsilon_k^2 - \theta_k^2) \sin 4\omega t - 2\theta_k \cos 4\omega t] \\ &\approx \frac{r_F^2}{4} [1 + \varepsilon_k^2 + \theta_k^2 + (1 - \varepsilon_k^2 + \theta_k^2) \sin(4\omega t + \varphi_0)] \end{aligned} \quad (13)$$

可见接收到的信号仅有直流成分和 4 倍频成分, 并且从(13)式中可以看出, 无法通过直流成分和 4 倍频成分强度得到复克尔转角.

实际上, 我们假定琼斯矩阵只考虑 x 与 y 的相差后, 假定 r_F 为实数, 因此通过接收器接收的信号中各频率振幅应含有 r_F, k', k'' 三个参量 ($k = k' + ik''$). 要想得到 $\theta_k = \frac{k'}{r_F}$ 与 $\varepsilon_k = \frac{k''}{r_F}$, 接收信号中至少应包括直流成分与两种频率的交流成分.

参考文献

- [1] 吴思诚, 荀坤 2015 近代物理实验 (第 4 版)(北京: 高等教育出版社) P134-P147
- [2] John Kerr LL.D. (1877) XLIII. *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 3:19, 321-343, DOI: 10.1080/14786447708639245