

1 Magnetická anizotropie feromagnetik měřená magneto-optickým Kerrovým jevem

1.1 Úvod

Feromagnetické materiály vykazují magnetický moment i bez vnějšího magnetického pole. Magnetický moment je daný zejména uspořádanými spiny nezaplněných elektronových slupek a orbitálním momentem elektronů. Feromagnetické uspořádání vzniká většinou díky výměnné interakci, která je důsledkem snížení Coulombovské potenciální energie díky Pauliho vylučovacímu principu. Ten zabraňuje, aby se elektrony se stejně orientovaným spinem nacházely ve stejném místě, což snižuje energii jejich Coulombovského odpuzování. Přímá interakce mezi magnetickými poli elektronů je o mnoho řádů slabší a typicky ji není potřeba uvažovat.

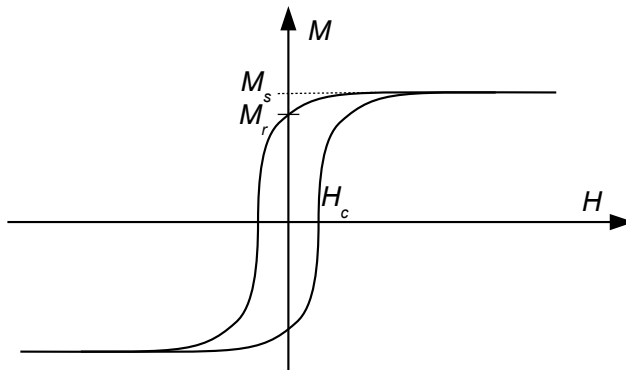
Tendence k magnetickému uspořádání musí bojovat s tepelnou energií a její tendenci k rozuspořádání, tzn., že podobně jako v případě feroelektrik, existuje určitá kritická teplota, nazývaná v kontextu feromagnetických materiálů Curieova, T_C , nad kterou látka již nemá žádné magnetické uspořádání. Curieovy teploty Fe, Co a Ni jsou 1043, 1388 respektive 627 K [1]. Nad touto teplotou má teplotní závislost magnetické susceptibility tvar

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}, \quad (1)$$

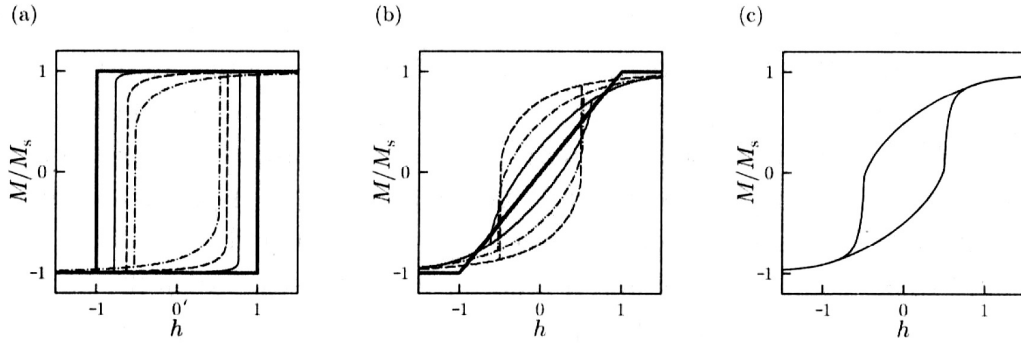
kterému se říká Curieův-Weissův zákon.

Při teplotách dostatečně hluboko pod T_C jsou magnetické momenty feromagnetika v podstatě všechny uspořádány na mikroskopickém měřítku. Na makroskopickém měřítku však celkový magnetický moment vzorku může být mnohem menší, jelikož v něm existují různě orientované oblasti, tzv. domény. Domény jsou oddělené doménovou (nebo také Blochovou) stěnou, kde jsou momenty stáčený od orientace jedné domény ke druhé. Vznik různě orientovaných domén je energeticky výhodný, protože snižuje celkovou energii magnetického pole, která je pro homogenně zmagnetovaný vzorek úměrná druhé mocnině magnetického momentu.

Závislost magnetického momentu M na magnetickém poli H má formu tzv. hysterezní smyčky, viz Obr. 1. Při dostatečně velkém magnetickém poli jsou všechny domény orientovány



Obrázek 1: Hysterezní smyčka zobrazující saturovanou magnetizaci M_s , remanentní magnetizaci M_r a koercitivní pole H_c .



Obrázek 2: Hysterezní smyčka v rámci Stonerova-Wohlfarthova modelu pro (a) $\theta = 0^\circ$ (tlustá čára), 5° , 15° , 30° , (b) $\theta = 45^\circ$, 60° , 75° , 90° (tlustá čára), (c) Zprůměrovaná hysterezní smyčka odpovídající náhodné orientaci v polykrystalickém vzorku. Obrázek převzat z Ref. [2].

a magnetizace vzorku odpovídá saturované magnetizaci M_s . Při zmenšení pole na nulu vykazuje vzorek stále tzv. remanentní magnetizaci M_r . Při tzv koercitivnímu poli $\pm H_c$ je magnetizace nulová. Koercitivní pole je jednou z aplikačně velmi důležitých charakteristik magnetu. Množství disipované energie při provedení hysterezní smyčky je úměrné jejímu obsahu [2]. Materiály s malou hodnotou koercitivního pole (v řádu mT i méně) se nazývají měkké feromagnety a mají aplikace např. v transformátorech a motorech, kde se magnetický moment musí mnohokrát otočit a požadují se minimální ztráty. Naopak materiály s velkým koercitivním polem dosahujícím až několika T se nazývají tvrdé feromagnety a používají se v permanentních magnetech.

Díky spin-orbitální interakci vzniká v materiálech anizotropie, kdy energie feromagnetu je menší pokud je magnetizace orientovaná v tzv. směru snadné magnetizace. Anizotropní je např. kobalt s hexagonální strukturou, kde hexagonální osa je osa snadné magnetizace. Anizotropní je ale jsou ale také i kubické krystaly jako železo nebo nikl. V tomto případě jsou směry normály na stěny krychle, např. [100], směry snadné magnetizace a diagonální směry [110] a [111] směry obtížné magnetizace.

1.1.1 Stonerův-Wohlfarthův model

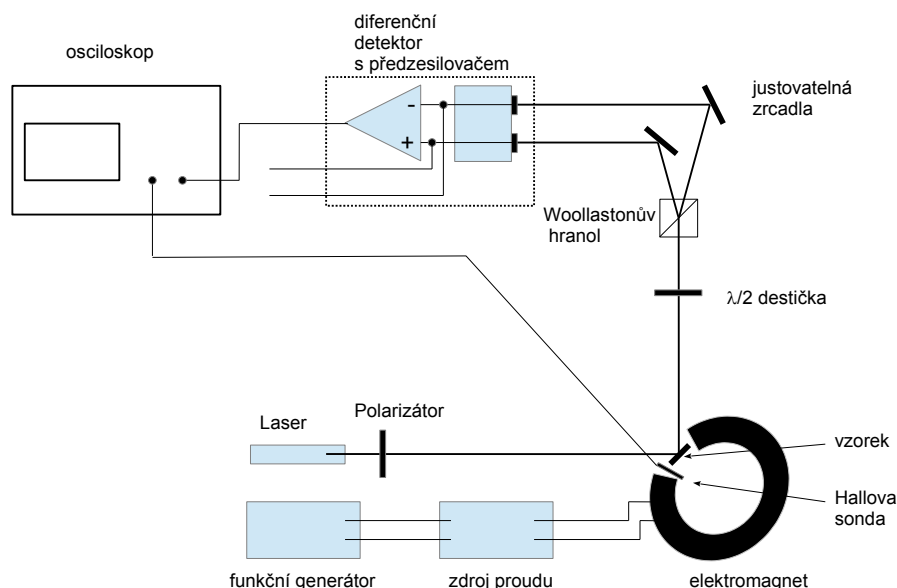
Proces překlopení magnetizace při průběhu hysterezní smyčky se děje v zásadě dvěma procesy: jednak růstem domén, tzn. pohybem doménových stěn a podruhé natáčením samotných domén. Poměrně jednoduše lze vypočítat magnetizační křivku jednodoménové částice, která nemá doménové stěny a kde se změna magnetizace děje pouze na základě otáčení domény. Tuto magnetizační křivku prvně získali Stoner a Wohlfart [2, 5]

Uvažujme monodoménoovou částici v magnetickém poli H které je aplikováno pod úhlem θ od osy snadné magnetizace uniaxiální anizotropie. Pokud je magnetizace odkloněna od osy magnetického pole o úhel ϕ , je hustota energie systému vyjádřena jako

$$E = K \sin^2(\theta - \phi) - \mu_0 H M_s \cos \phi. \quad (2)$$

První člen na pravé straně vyjadřuje energii magnetické anizotropie a druhý člen odpovídá magnetické energii částice v poli.

Úhel magnetizace ϕ se nalezne (numerickou) minimalizací energie pro zvolenou velikost magnetického pole. Obrázek 2 ukazuje hysterezní smyčky pro různé úhly θ . Ve směru snadné magnetizace je hysterezní smyčka obdélníková a má maximální plochu, viz Obr. 2a) tlustá čára. Tento výsledek lze intuitivně chápat jako přeskok magnetizace z jednoho směru snadné magnetizace na druhý, který je oddělený energetickou bariérou dvou ordinárních směrů obtížné magnetizace. Naopak ve směru obtížné magnetizace hysterezní smyčka zkolabuje na lineární průběh a má nulovou plochu a nulové koercitivní pole, viz obr. 2b) tlustá čára. Toto lze opět chápat jako



Obrázek 3: Schéma aparatury na měření magneto-optického Kerrova jevu.

postupné stáčení magnetizace z jednoho obtížného směru na druhý. Zde není již žádná energetická bariéra a tak se magnetizace pozvolna otáčí z jednoho směru do druhého. Obrázek 2c) pak ukazuje hysterezní smyčku vzniklou průměrem hysterezních smyček v různých směrech a simuluje tak hysterezní smyčku polykrytalického materiálu, např. tenké vrstvy.

1.2 Magneto-optický Kerrův jev

Magnetickou smyčku lze dnes měřit několika metodami, jako SQID (superconducting quantum interference device), VSM (vibrating sample magnetometry) a nebo pomocí magneto-optického Kerrova jevu. Právě poslední přístup je použit v tomto praktiku. Z praktického hlediska lze ve srovnání s předcházejícími metodami poměrně jednoduše a levně naměřit hysterezní smyčku s citlivostí i na atomárně tenké vrstvy [3].

Magneto-optický Kerrův jev byl objeven Johnem Kerrem v roce 1877: objevil, že polarizace světla se stáčí při odrazu od feromagnetického materiálu v závislosti na jeho magnetizaci. Stočení polarizace je přímo úměrné magnetizaci materiálu v rámci hloubky průniku světla. V posledních několika desetiletích se této metody začalo rutinně používat k měření hysterezních smyček magnetických materiálů, zvláště pak tenkých vrstev. Fenomenologicky, magneto-optický Kerrův jev vzniká díky nediagonálním komponentám dielektrického tenzoru. Mikroskopicky, tyto komponenty vznikají díky vazbě mezi elektrickým polem světla a spinem elektronu v materiálu, které vzniká díky spin-orbitální interakci.

1.3 Experimentální vybavení

Schéma aparatury na měření Kerrova jevu je vyobrazeno na Obr. 3. Světlo generované laserem prochází polarizátorem orientovaným v rovině dopadu (s-polarizace) a dopadá na vzorek v magnetickém poli. Magnetické pole je v reálném čase měřeno Halloovou sondou, jejíž signál je snímán osciloskopem. Proud magnetem je generován speciálním bipolárním zdrojem, který se snaží vytvořit proudový signál odpovídající signálu generovanému funkčním generátorem na jeho vstupu. Typicky zde používáme pilovitého signálu.

Po odrazu od vzorku záření prochází půlvlnovou destičku a dopadá na Wollastonův hranol. Wollastonův hranol rozděluje s a p polarizovanou složku do dvou paprsků odchylojících se od původního směru o cca 10 stupňů. V tomto experimentu je natočen Wollastonův hranol pod 45 stupni tak, aby se odražený paprsek rozdělil na stejně intenzivní paprsky. K jemnému dojustování intenzit dvou paprsků můžeme použít onu půlvlnovou destičku. Po průchodu hranolem jsou paprsky nasměrovány justovatelnými zrcadly na fotodiody diferenčního detektoru. Tento detektor detekuje a zesiluje jen diferenční signál z fotodiody I_{diff} . Také dává signál přímo z každé fotodiody jejichž součtem vznikne součtový signál I_{sum} . V diferenčním signálu se projeví právě malé změny rotace paprsku v důsledku změny magnetizace vzorku. Tento signál je snímán spolu se signálem z Hallovy sondy osciloskopem.

V tomto experimentu se využívá tzv. longitudinálního Kerrova jevu, kdy magnetické pole je orientováno v rovině dopadu světla. Existují také transversální konfigurace (magnetické pole kolmo na rovinu dopadu) a polární konfigurace (magnetické pole kolmo na rovinu vzorku).

Signál v magneto-optickém jevu vyjádříme pomocí formalizmu Jonesových vektorů a matic. Jonesův vektor

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix} \quad (3)$$

vyjadřuje komponenty elektrického vektoru s horní resp. dolní komponentou kolmo resp. ve směru roviny dopadu svazku. Potom matice, charakterizující transformaci tohoto vektoru po odrazu od vzorku má tvar

$$\mathbf{J}_{\text{sp}} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \quad (4)$$

kde r_{ss} , r_{pp} jsou s a p Fresnelovy koeficienty a r_{sp} , r_{ps} jsou komponenty, které mění s polarizované světlo na p a naopak. V izotropním nemagnetickém materiálu jsou tyto složky nulové. V izotropním zmagnetovaném materiálu vyvstávají nediagonální složky dielektrického tenzoru, které indukují tuto tzv. sp konverzi. A o tyto složky se právě v tomto experimentu zajímáme. Za předpokladu, že $r_{ps} \ll r_{ss}$, definujeme následující magneto-optické veličiny

$$\theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} \equiv \frac{r_{ps}}{r_{ss}}, \quad (5)$$

$$\theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} \equiv \frac{r_{sp}}{r_{pp}}, \quad (6)$$

kde θ_{Ks} resp. ϵ_{Ks} je Kerrova rotace resp. elipticita pro s-polarizaci, analogicky pro složku p. Lze ukázat [4], že

$$\theta_{Ks} = -\frac{I_{\text{diff}}}{2I_{\text{sum}}} \quad (7)$$

Měřením diferenčního a součtového signálu tedy můžeme přímo určit Kerrovu rotaci. Z magneto-optického Kerrova jevu nezískáme přímo magnetizaci, pouze Kerrovu rotaci, případně elipticitu, která je magnetizací přímo úměrná. Toto je nevýhoda Kerrova jevu oproti metodám VSM nebo SQUID, kde po kalibraci signálu lze získat absolutní hodnotu magnetického momentu. Proto

často při zobrazování výsledků z Kerrova jevu jsou na vertikální ose jen libovolné jednotky, a hlavní informace je z profilu hysterezní smyčky a koercitivních polí. Kerrova rotace je úměrná průmětu vlnového vektoru dopadajícího záření do směru magnetizace.

1.4 Cíle měření

1. Změřte hysterezní smyčky vzorků přístupných v praktiku: kobaltová vrstva, multivrstvy FeCoB, monokrystaly Fe, Co, Ni. Proměřte závislost hysterezní smyčky na orientaci vzorků.
2. Vyneste remanentní Kerrův signál (signál při nulovém poli) a koercitivní pole v závislosti na orientaci vzorku pomocí polárních grafů a určete z nich osu snadné a obtížné magnetizace. U monokrystalů diskutujte pozorovanou symetrii v závislosti na krystalografické orientaci povrchu.
3. Zobrazte hysterezní smyčky pro osu snadné a obtížné magnetizace.

Reference

- [1] Ch. Kittel, Úvod do fyziky pevných látek, Academia 1985.
- [2] S. Blundell, Magnetism in Condensed Matter, Oxford University Press, New York, 2001.
- [3] Z. Q. Qiu a S. D. Bader, Surface magneto-optic Kerr effect, Rev. Sci. Instr. **71**, 1243, (2000).
- [4] L. Flajšman, Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur, Balakářská práce, Vysoké učení technické v Brně, 2013.
- [5] V. Křížáková, Magnetické vlastnosti materiálů založených na metastabilních vrstvách Fe-Ni, Balakářská práce, Vysoké učení technické v Brně, 2016.
- [6] R. Skomski, Simple models of Magnetism, Oxford University Press, New York, 2008.